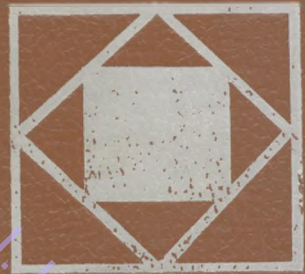


О. К. ДАВТЯН

**ТЕОРИЯ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО
ПОЛЯ**



НАУКОВА БІБЛІОТЕКА ОНУ імені І. І. МЕЧНИКОВА

Օ. Կ. ԴԱՎԿՅԱՆ

ТЕОРИЯ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО
ПОЛЯ

ЕРЕВАН «АЙАСТАН» 1995

ББК 22.632

Д 136

Печатается на государственные средства

В основе теории фундаментального поля лежат идеи о дискретности пространства-времени, которые позволяют выработать простой взгляд на многие явления природы, объяснить их с единой точки зрения. Из этой теории, как следствия, вытекают основные положения квантовой теории, специальной теории относительности, релятивистской квантовой механики, теории инерциального и гравитационного полей и совершенно новые представления о космологических проблемах.

Космологическая теория основана на новых, более общих, ковариантных уравнениях гравитационно-инерциального поля Вселенной, частными и приближенными случаями которых являются уравнения Эйнштейна.

Книга рассчитана на специалистов в области теоретической физики, космологии и астрофизики.

Д $\frac{1605030000}{701(01)-95}$ 98—91

ББК 22.632

ISBN 5—540—01130—9

© Издательство «Айастан» 1994



1911 — 1990

Профессор О. К. Давтян не имел государственных наград, академических титулов и не занимал больших должностей, но был большим и заслуженным ученым. К сожалению, он был больше известен и ценим за пределами Армении, и наиболее активно и плодотворно его творческая деятельность протекала в Москве и Одессе. Получилось так, что о самом О. К. Давтяне и о его научной деятельности, особенно в области теоретической физики, мало известно на-

учной общественности республики, поэтому стоит подробнее остановиться на его биографии.

Оганес Карапետович Давтян родился 15 апреля 1911 г. в селе Ахурян. Окончив семилетнюю школу Хримяна и педагогический техникум, он поступает на Химический факультет МГУ и оканчивает его с отличием в 1936 г. Затем он работал в нефтяном институте им. И. М. Губкина и в 1938 г. защитил кандидатскую диссертацию. С 1939 г. О. К. Давтян заведовал лабораторией в МЭИ им. Г. А. Кржижановского, где занимался созданием топливных элементов и секретными разработками в области обороны. В 1944 г. он защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук, а в 1947 г. опубликовал книгу «Проблема непосредственного превращения химической энергии топлива в электрическую», которая принесла автору мировую известность. Это была первая в мире монография, в которой давалась теория и принципы работы топливных элементов, а также технология их получения.

В 1946 г. по приглашению АН Арм. ССР О. К. Давтян переезжает в Ереван. Здесь он возглавляет лабораторию по разделению и обогащению радиоактивных изотопов. В это время он разработал обобщенную теорию разделения газов и изотопов. Одновременно он читает в ЕГУ курс лекций по квантовой химии, считавшейся в то время буржуазной «лженаукой». Постепенно вокруг лаборатории и имени ученого сложилась нездоровая обстановка, его успехи вызвали зависть у некоторых «коллег» и чиновников от науки. Гонения и сплетни, характерные для времен культа личности вынудили прямого и бескомпромиссного по характеру О. К. Давтяна покинуть Армению, а уникальная лаборатория была разгромлена и разграблена.

В 1953 г. О. К. Давтян получает звание профессора физики и проходит по конкурсу на должность заведующего кафедрой физической химии Одесского Государственного Университета. Он создает лабораторию, которая затем превратилась в известную научную школу в области электрохимии. О. К. Давтян продолжает работать над проблемами топливных элементов, теории активированного комплекса, неравновесной термодинамики, кинетики и катализа. В 1962 г. на основе курса лекций О. К. Давтян издает под редакцией Н. Н. Боголюбова первый в СССР учебник «Квантовая химия».

В 1968 г. он вновь, на этот раз навсегда, возвращается в

Ереван. Его приглашают работать во ВНИИ комплексного электромашиностроения, где он открывает отдел электрохимической энергетики. Он с энтузиазмом работает над проблемой электромогиля, разрабатывает новый тип bipolarных аккумуляторов и ряд других источников энергии.

Однако личная трагедия и затем болезнь ученого вынуждают его оставить работу. Долго без дела оставаться он не мог, и пытливая мысль ученого находит новые пути. Он работает над общей теорией относительности и выводит новые уравнения инерциально-гравитационного поля, обобщающие уравнения Эйнштейна. Однако эту работу, смелую по новизне, и посягающую на авторитет Эйнштейна, не решаются печатать ни в Ереване, ни в Москве. К тому же сам автор не считался специалистом в области гравитации. Тогда О. К. Давтян обращается к известному немецкому теоретику Г. Ю. Тредеру с просьбой ознакомиться, и вскоре одна за другой в журнале «Annalen der Physik» выходят пять статей. На эти работы поступили отклики из многих стран мира, а редакция журнала «Mathematical Reviews» обратилась просьбой к О. К. Давтяну стать нештатным рецензентом по разделу теоретической физики, и он до конца жизни регулярно сотрудничал с этим журналом. В 1987 г. в издательстве АН Арм. ССР издается его (в соавторстве с Г. Г. Карамяном) монография «Теории инерциального поля и квантовой корреляции».

В восьмидесятых годах О. К. Давтян вновь возвращается к экспериментальной работе, публикует статьи, патенты, монографии в самых различных областях. Это экология и философские взгляды Григора Нарекаци, автомобильные карбюраторы и теория групп, солнечная энергетика и новые виды оружия. Он был членом трех специализированных ученых советов. Поистине область его интересов была неисчерпаема, но нигде он не был дилетантом, а доходил до самой сути проблем.

И все же главным и любимым направлением мысли О. К. Давтяна оставалась фундаментальная физика.

Предлагаемая читателю книга есть итог его двадцатилетней неустанной работы над проблемами мироздания — первооснов пространства, времени, материи и Вселенной.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Монография состоит из трех разделов, включающих семь глав, и двух приложений. Первый раздел (гл. I—V) посвящен физическим основам теории фундаментального поля (ФП). Она, по существу, носит не методический или, как говорят, аналитический характер, а, скорее, гипотетический. Ее основной целью является отыскание предельно общих закономерностей, устанавливающих связь между физическими явлениями, совершающимися в нашем мире.

В основе теории ФП лежат идеи о дискретности пространства-времени. Эти представления в некоторой степени являются обобщением квантовой теории вакуума.

Сама идея о дискретности пространства-времени не нова, она довольно интенсивно развивалась, начиная с 20—30-ых годов нашего столетия вплоть до настоящего времени (подробно об этом см. введение к I разделу).

Настоящая работа является дальнейшим развитием этих идей и распространением их во многие области теоретической физики. Основная цель работы—выработать простой взгляд на различные явления природы, объяснить их с единой точки зрения на основе нескольких принципов, показать, что дискретность пространства-времени со своими специфическими особенностями является интегрирующим принципом. Кроме того, этот принцип позволит понять сущность многих, пока не совсем ясных явлений.

Из теории ФП, которая подробно рассматривается в первом разделе, как следствия, вытекают основные положения квантовой теории, специальной теории относительности, релятивистской квантовой механики, теории инерциального и гравитационного полей и совершенно новые представления о Вселенной.

• Другим важным положением теории ФП является представление о полевой локализации частиц в дискретном пространстве. Она непосредственно связана с рекреационным

механизмом движения частиц: в процессе своего движения в ФП частица проявляет себя (ей приписывают энергию и импульс) лишь в том случае, если она взаимодействует с ФП, точнее, с фундаментальными элементами пространства-времени; при этом происходит ее полевая локализация. Путь, пройденный частицей между двумя последовательными локализациями, представляет собой длину той волны, которая всегда ассоциирована с движущейся частицей (волны де Бройля). Таким образом, сущность волнового характера движения микрочастиц заключается в рекреационном механизме движения.

Одним из важнейших положений теории ФП является возможность определения величин фундаментальных элементов (длины, массы, энергии, времени и т. д.); оказалось, что они почти точно соответствуют тем элементарным величинам, которые были получены Планком на основе их закономерностей. Далее, другим важным положением, вытекающим из дискретности пространства, является то, что постоянная Планка эквивалентна фундаментальному объему дискретного пространства. Кроме того каждый фундаментальный элемент пространства-времени, внутри которого не может быть поступательного движения, обладает внутренней структурой; внутренняя симметрия материальных частиц, фактически, есть симметрия фундаментального элемента. При этом важно то, что дискретное пространство-время соответствует калибровочным полям Янга-Миллса. Эти поля, как хорошо известно, лежат в основе современных теорий квантовых полей. Однако развитие этих идей на основе внутренней симметрии материи—поля нами проводилось совершенно по другому направлению, отличному от теории Янга-Миллса. В § 11 показано, что калибровочная инвариантность поля связана со спинорным полем; на основании этого получены ковариантные волново-механические уравнения спинорно-фундаментального поля, которые могут быть рассмотрены, как уравнения единого поля.

В теории ФП существенное место занимает теория инерциального поля, которой посвящен второй раздел. Сила инерции рассматривается как сила сопротивления импульсных потоков в ФП, которая возникает при неинерциальном движении тел. Благодаря такому происхождению силы сопротивления, инерциальное поле характеризуется еще тем, что движение тел в нем может совершаться только по линии наименьшего сопротивления. А это

положение приводит к известному принципу механики, принципу наименьшего действия Гамильтона-Лагранжа.

Теория инерциального поля привела к совершенно новым представлениям о физических эффектах специальной теории относительности, возникающих, при движении тел относительно друг друга (изменения массы, времени и продольного размера). Оказалось, что относительное инерциальное движение не может вызывать указанные эффекты; величина относительной скорости является лишь показателем того абсолютного (неинерциального) движения тел относительно возмущенного фундаментального поля, которое было совершено (независимо от того, когда именно) в процессе ускоренного перехода от относительно нулевой скорости (относительно лабораторной системы отсчета) до данной скорости движущейся инерциальной системы отсчета. Таким образом, в отличие от специальной теории относительности, здесь нет симметрии инерциальных систем отсчета.

Третий раздел, а также второй посвящены проблемам гравитационно-инерциального поля классического характера и космологии. Основным положением этой теории является эквивалентность гравитационно-инерциального поля и геометрической структуры пространственно-временного континуума (как и в случае общей теории относительности—ОТО), однако на основании дискретности римановой геометрии. Сущность дискретности пространства-времени математически выражается теоремой, согласно которой ковариантные производные метрического тензора отличны от нуля, $g_{ik; i} \neq 0$. Далее, на основании этой теоремы вариационным методом была получена более общая система ковариантных уравнений гравитационно-инерциального поля. В частном случае, в эйнштейновском приближении, эти уравнения обращаются в известные уравнения гравитационного поля Эйнштейна. Решения космологических проблем с помощью новых уравнений гравитационного поля для Вселенной, а также для других критических систем с радиусом Шварцшильда (для «черных дыр») привели к точному выражению закона Хаббла. Это значит, что внутри всех критических систем происходит хаббловское расширение материальных масс к граничной поверхности (к горизонту событий) и, в конце концов, их сосредоточение на этой поверхности внутри слоя с толщиной, равной, фундаментальной длине, где вещественная масса подвергается гравитационной или хаббловской анни-

гиляции. Далее оказывается, что Вселенная находится в состоянии динамического равновесия. У граничной поверхности происходит превращение вещества в электромагнитно-гравитационные образования (геоны), а внутри нее, например в галактиках, происходит «синтез» вещества из геонной массы, поступающей из внешней части мира посредством термического и нетермического излучений.

Излучение геонной короны Вселенной проявляется в виде изотропного фона микроволновых, рентгеновских и гамма-излучений.

Здесь важно отметить, что на основании размера (толщины) геонной короны Вселенной, который соответствует фундаментальной длине пространства, $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-23}$ см, и закона Хаббла была рассчитана длина волны коротковолнового излучения короны (которое обычно считают реликтовым излучением); она в точности оказалась равной экспериментальному значению, 0,106 см (температура 2,76К), определенному Пензиасом и Вильсоном. Эти результаты являются одним из лучших доказательств существования предельного размера пространства, дискретности пространства-времени, а также стационарности Вселенной.

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО
ПОЛЯ И СЛЕДСТВИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ
ИЗ НЕЕ**

ВВЕДЕНИЕ

В основе теории ФП лежат: дискретность пространства-времени, некоторые положения теории физического вакуума и рекреационный механизм движения частиц в дискретном фундаментальном поле. Дискретное пространство-время рассматривается как одна из форм проявления ФП [1].

Эти представления в некоторой степени являются обобщениями квантовой теории физического вакуума. Здесь обобщается известная математическая процедура перехода от классической теории поля к квантовой, которая заключается в математическом разложении поля на осцилляторы с заменой классических величин соответствующими линейными операторами. Математический формализм в основном сводится к методу вторичного квантования. Однако специфическая особенность этого метода в данном случае заключается в том, что частица с определенной вероятностью взаимодействует с осциллятором поля по принципу реновации.

Идея о дискретности пространства-времени не является новой. Она обсуждалась еще до нашей эры греческими, индийскими и арабскими философами и продолжает обсуждаться до наших дней. Подробный и основательный исторический обзор и интересный научный анализ этого вопроса дается Вяльцевым в его монографии [2]. Он пришел к заключению, что в начале древнегреческое слово «атом» было употреблено в универсальном смысле, в смысле атомизма вещества, пространства и времени. Такого взгляда придерживались также эпикурейцы.

В нашу эру разные гипотезы, лежащие в основе геометрии пространства-времени, по-видимому, впервые были рассмотрены в 1854 г. Риманом [3]. В связи с этим вопрос о непрерывности геометрии в области микромира обсуждался Эйнштейном. Так, в 1921 г. он писал: «Защищаемое здесь истолкование геометрии нельзя непосредственно

применять к субмолекулярным (меньше, чем молекулы) пространствам..., может оказаться, что подобная экстраполяция столь же неправильна, как и распространение понятия температуры на частицы тела молекулярных размеров». [4].

В XX веке революционное открытие Планка о квантовых уровнях энергии и его развитие Эйнштейном в какой-то мере позволили обобщить его на весь материальный мир. И действительно, такое обобщение было сделано Пуанкаре [5]. Идея о дискретной структуре времени и об атоме времени принадлежит к числу последних идей Пуанкаре, и она, несомненно, была связано с указанным открытием Планка.

Далее, в 1929 г. Фюртом [6] была высказана мысль, согласно которой пространство и время имеют зернистую структуру; на основании этого он считал, что в соотношениях Гейзенберга Δq и Δp могут быть представлены как постоянные локальной и импульсной решетки. Проблема фундаментальной длины в различных формах и вариантах обсуждалось много лет Гейзенбергом в его единой полевой теории [7] и в разных вариантах теории квантового пространства—Флинтом [8], Мархом [9], Снайдером [10] и многими другими.

В проблеме дискретности пространства-времени особое место занимает математический метод конечных разностей, который фактически считается отправным пунктом для построения математики дискретного мира. По представлению ряда видных ученых, как-то: Амбарцумяна и Иваненко [11], Дарлинга [12], Дуза [13], Вяльцева [2] и др., при построении математического анализа дискретного мира надо исходить из представления о решеточном пространстве-времени. В частности, анализ уравнения Лапласа был произведен [11] в кубическом решеточном пространстве. В этой работе большой интерес представляет полученное выражение $\epsilon = 1,6 \frac{e^2}{p}$ (p — элемент длины), в котором

исключается бесконечное значение энергии. Ведь среди трудностей классической и современной теории поля наиболее серьезными являются бесконечные выражения и, в частности, выражение бесконечно большой собственной энергии или массы. Эти трудности, как известно, обусловлены существующим представлением о непрерывности пространства-времени, и в связи с этим, о неограниченности числа степеней свободы поля. Как утверждает Паули

[14], применение волномеханического формализма к системе с бесконечным числом степеней свободы выходит за границы дозволенного. Это утверждение фактически означает, что нельзя исходить из непрерывного поля или непрерывного пространства-времени. В этом был убежден и Р. Фейнман. Вообще, квантовая теория поля терпит серьезные неудачи в основном на малых расстояниях. Для получения сходящихся результатов необходимы существенные изменения ее основ. Если в теории фигурируют фундаментальные элементы длины и времени, то автоматически должны исчезать расходящиеся выражения. Любая несогласованность в существующих теориях поля, по-видимому, связана с представлением о непрерывности пространства-времени. Самые естественные способы освобождения от бесконечностей фактически представляют собой всевозможные способы ограничения (обрезания) пределов интегрирования. И можно показать, что все эти методы в конечном счете приводят к представлению о дискретности мира.

Как известно, для устранения бесконечных выражений применяются разные методы: релятивистский инвариантный метод формфактора [5], [17], метод протяженности частиц [18], метод D-функции [9], метод параметра фундаментальной длины [19] и метод введения высших производных [20]. Все они в конечном счете неразрывно связаны с дискретностью пространства-времени. Разные варианты теории квантового пространства давал также Марков [21].

Гейзенберг часто утверждал, что «будущая физическая теория будет иметь в своей основе новую фундаментальную константу с размерностью длины» [22]. Фактически, к такому же выводу пришли Марх [9], Флинт [8], Иваненко [23], Тамм [24], Райски [20], Блохинцев [25] и др.

Следует отметить, что многие фундаментальные работы Гейзенберга в области теории поля и теории элементарных частиц в конечном счете сводятся к представлению о дискретности мира. К числу этих работ относятся также нелинейная теория единого спинорного поля [26], первоначальная теория S-матриц [27].

В заключение относительно дискретности мира следует также отметить, что для использования свойства дискретного пространства-времени не обязательно исходить из положений о дискретных координатах и об их операторах, как это делается в теории Снайдера [19] или из ма-

тематического метода конечных разностей, см., например, [28]. Как будет показано в следующей главе, фундаментальные элементы пространства и времени настолько малы (размеры элементов длины и времени, соответственно, имеют порядок 10^{-33} см и 10^{-43} с), что вполне возможно использовать обычный традиционный метод математического анализа с бесконечно малыми разностями. Ведь хорошо известно из статистической физики, что несмотря на дискретность молекулярных систем, приложение математического анализа к ним вполне оправдывается.

Другим важным положением теории ФП является положение о полевой локализации (П-локализации) частиц в дискретном пространстве. Она связана с их взаимодействием с элементами дискретного поля, которое имеет вероятностный характер. П-локализация непосредственно связана с рекреационным механизмом движения частиц. Сущность его заключается в том, что частица при своем движении в дискретном фундаментальном поле проявляется (ей приписываются энергия и импульс) только в том случае, если она взаимодействует с фундаментальными элементами пространства-времени. Такое проявление себя частицы в теории ФП мы называем *полевой локализацией* (П-локализацией). Пройденный частицей путь от П-локализации до П-локализации носит исключительный вероятностный характер; этот путь фактически представляет собой длину той волны, которая всегда ассоциирована с движущейся частицей. Таким образом, сущность волнового характера микрочастиц заключается в их эстафетном движении, в рекреационном механизме движения. Масса и энергия частицы физически проявляются только при локализации (не полевой), т. е. при обнаружении частицы в данном месте и в данный момент времени. Что касается П-локализации, то еще раз отметим, что при этом частице приписываются энергия (масса) и импульс, подобно тому, как инерциально движущимся телам обычно приписывают массы и импульсы, или фотоизлучениям в области их распространения приписывают энергию и импульсы, хотя, в таких условиях мы не в состоянии их физически определить.

Идея о рекреационном механизме движения (принцип возобновления или реновации) также не нова. Новым является только ее специфическое содержание, которое вводится в теорию ФП. Эта идея была выражена еще Эпику-

ром и свое развитие и обобщение нашла у индусов и арабов [2]. Согласно старому принципу реновации, вещи возникают из небытия, существуют одно мгновение и снова исчезают.

Переоткрытие этого принципа, по-видимому, принадлежит Лейбницу (в 1669 г.). Тогда он писал: «Мною доказано, что все движущиеся непрерывно создаются. Тела в любое мгновение данного движения суть ничто, а в любое время между мгновениями данного движения суть нечто — вещь, доселе неслыханная, но совершенно необходимая». ([2], ст. 47). Принцип реновации был поддержан и развит Клиффордом в 1870 г. [29]. Значительно позже, в 1954 г., Гейзенберг в своей нелинейной теории единого спинорного поля пришел к заключению, что частицы не могут проявлять себя без взаимодействия; масса частицы целиком обусловлена взаимодействием. Когда взаимодействия нет, нелинейная теория выражается в уравнениях для безмассовой частицы [26].

Хотя рекреационный механизм теории ФП имеет некоторое сходство с приведенными представлениями о реновации, однако он существенно отличается от них. Как отмечалось, в теории ФП речь идет о взаимодействии частицы с фундаментальными элементами поля. Волнообразное движение, обычно связанное с движением частицы, целиком обусловлено рекреационным механизмом ее движения. И пока частица не взаимодействует с фундаментальным полем или с другими материальными частицами, она совершенно не имеет пространственно-временной характеристики. Она потенциально может находиться всюду, где вероятность ее локализации отлична от нуля. Такой концепцией без противоречий могут быть объяснены корпускулярная и волновая природа движущейся частицы и вытекающие отсюда явления дифракции и интерференции, вообще.

В теории ФП существенное место занимает теория инерциального и гранитационного полей. Сила инерции рассматривается как сила сопротивления импульсных потоков ФП, которая возникает при абсолютном (неинерциальном) движении тела относительно этих импульсных потоков. Всякое нарушение инерциальности движения внешними силами приводит к возникновению неоднородности и неизотропности импульсных потоков поля и вследствие этого возникает сопротивление поля, что равносильно возникновению абсолютного движения относительно воз-

мущенного ФП. Фундаментальное поле, возмущенное абсолютным движением тел, и есть инерциальное поле, а сила его сопротивления—сила инерции. Благодаря этому свойству инерциальное поле характеризуется еще и тем, что движение тел в нем может совершаться только по линии нулевого или наименьшего сопротивления. А это положение приводит к известному принципу механики, принципу наименьшего действия Гамильтона—Лагранжа.

Главным исходным положением теории инерциально-гравитационного поля является теорема, согласно которой ковариантная производная метрического тензора g_{ik} отлична от нуля ($g_{ik; i} \neq 0$). Как известно, согласно общей теории относительности, бесконечно малый участок риманова пространства-времени можно считать эвклидовым и в нем можно построить локально-геодезическую систему координат, при которой ковариантная производная метрического тензора g_{ik} будет равна нулю; следовательно, она должна быть равна нулю и во всех системах координат. Однако, если исходить из дискретности пространства-времени, то нельзя говорить о бесконечно малом участке риманова пространства-времени, нельзя построить локально-геодезическую систему координат, в которой ковариантная производная метрического тензора реального риманова мира равнялась бы нулю.

На основании этого положения было составлено вариационное уравнение с новым выражением плотности лагранжиана и получена система обобщенных ковариантных уравнений гравитационно-инерциального поля, частным случаем которых (при $g_{ik; i} = 0$) являются уравнения Эйнштейна.

Приложение этих уравнений к космологической проблеме приводит к результатам, отличным от таковых в теории Фридмана. В частности, их решение точно дает закон Хаббла, как общий закон свободного движения тел в пространстве с некоторым средним значением возмущения метрики, обусловленного средним распределением космической массы Вселенной.

ГЛАВА I. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОЛЯ (ФП)

§ 1. Дискретное пространство-время (ДПВ)

1. *Исходные положения:* а) Согласно положениям, лежащим в основе теории фундаментального поля, пространственно-временной мир является дискретным; он представляет собой совокупность бесконечного числа фундаментальных элементов, *не различимых относительно любой инерциальной системы отсчета.* Такой пространственно-временной мир мы будем называть субстанциональным или фундаментальным полем.

ФП является предельно релятивистским полем. Все поля—электромагнитное, гравитационное, инерциальное, ядерные, и сам пространственно-временной мир являются производными фундаментального поля.

Дискретность пространства в какой-то мере следует из релятивистской квантовой механики. Действительно, согласно принципу неопределенности, для ультрарелятивистских частиц $\Delta q \sim \lambda = \frac{h}{p}$, а это означает, что точность измерения координаты q не может превышать длины дебройлевской волны. И вообще, в релятивистской квантовой механике координаты частиц принципиально не могут фиксировать в качестве динамических величин; понятие координаты частицы и, следовательно, «локализации частицы» не имеет физического смысла.

Принцип неразличимости фундаментальных элементов (ячеек) пространственно-временного мира относительно инерциальных систем отсчета является настолько сильным обобщающим принципом, что из него, как следствие, вытекают однородность и изотропность пространства и времени при отсутствии гравитационного поля, и в общем случае—однородность и изотропность пространства-времени; отсюда, как следствие—постоянство (инвариантность) фундаментальной скорости относительно любой инерциальной системы отсчета; а также следует относительность пространства и времени. Из принципа неразличимости фунда-

ментальных элементов и симметричности пространства в целом вытекают также фундаментальные законы сохранения энергии и импульса и т. д. в локальных условиях или, наоборот, на основании этих законов сохранения в глобальном масштабе подтверждаются приведенные положения, в частности, однородность и изотропность пространства-времени-гравитации в целом.

б) Другим важным положением теории ФП является то, что каждая фундаментальная элементарная ячейка математически эквивалентна линейному гармоничному осциллятору, однако, в отличие от обычных материальных осцилляторов (материальный осциллятор понимается в широком смысле), они связаны не только с дискретными уравнениями положительной энергии, но и с зеркально симметричными им отрицательными энергетическими уровнями.

Математическое представление фундаментального поля, как совокупности субстанциональных осцилляторов, в частном случае адекватно представлению о квантовом электромагнитном поле, и этот частный случай в настоящей теории рассматривается как общее явление.

Как известно (см., например, [30]), вместо классического описания электромагнитного поля с помощью вектора потенциала $A(x, y, z)$, заданного во всех точках пространства, производится разложение его в ряд Фурье в некотором большом объеме пространства по всем возможным волновым векторам \mathbf{k} посредством дискретного ряда переменных векторов \mathbf{a}_k , удовлетворяющих уравнению

$$\mathbf{a}_k + c^2 k^2 \mathbf{a}_k = 0, \quad (\mathbf{a}_k \sim e^{-i\omega t}),$$

$$\mathbf{A} = \sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{a}_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \mathbf{a}_k^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}), \quad k_{x_i} = \frac{2\pi n_{x_i}}{L_i}, \quad i=1,2,3, \quad (1.1)$$

где n_{x_i} — положительные и отрицательные целые числа и $L_1 \cdot L_2 \cdot L_3 = V$ — объем.

Если этому разложению поля придать вид, аналогичный каноническим уравнениям Гамильтона, введением канонических переменных

$$Q_k = \left(\frac{V}{4\pi c^2} \right)^{1/2} (\mathbf{a}_k + \mathbf{a}_k^*), \\ P_k = -i\omega k \left(\frac{V}{4\pi c^2} \right)^{1/2} (\mathbf{a}_k - \mathbf{a}_k^*) = \dot{Q}_k, \quad (1.2)$$

то мы получим гамильтониан следующего вида:

$$H = \sum_{k\sigma} H_{k\sigma}, \quad H_{k\sigma} = \frac{1}{2} (P_{k\sigma}^2 + \omega^2 Q_{k\sigma}^2), \\ \sigma=1,2 \text{ — поляризуемость} \quad (1.3)$$

Производя квантование, т. е. заменяя величины H , $P_{k\sigma}$ и $Q_{k\sigma}$ соответствующими операторами, получим:

$$\hat{H} = \sum_{k\sigma} \hat{H}_{k\sigma}, \quad \hat{H}_{k\sigma} = \frac{1}{2} (\hat{P}_{k\sigma}^2 + \omega^2 \hat{Q}_{k\sigma}^2). \quad (1.4)$$

Как видно, последний оператор представляет собой оператор Гамильтона линейного осциллятора. Тогда собственные значения энергии и импульса этого оператора будут равны сумме энергий и импульсов гармонических осцилляторов:

$$E = \sum_{k\sigma} \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega, \quad P = \sum_{k\sigma} \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \hbar k. \quad (1.5)$$

Из последних соотношений следует, что электромагнитное поле действительно представляет собой сумму однородных линейных гармонических осцилляторов. Это положение, как отмечалось, есть общее явление для ФП.

Что касается понятия об отрицательных энергетических уровнях субстанциональных осцилляторов, то оно согласуется с релятивистским выражением энергии*:

$$E = \pm (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}. \quad (1.6)$$

Существование условия сопряжения осцилляторов с положительными и отрицательными энергетическими уровнями предполагает наличие двух интегралов нулевой энергии:

$$E (n_{k\sigma} = 0) \approx \int_0^\infty \frac{1}{2} \hbar \omega_0 k^2 dk, \quad (1.7)$$

с положительной и отрицательной энергией. Поэтому в этой сумме двух интегралов снимается расходимость, и в результате теория становится свободной от внутренней противоречивости.

*Как отмечалось, ФП является предельно релятивистским полем.

в) Все субстанциональные осцилляторы при температуре абсолютного нуля и в отсутствии переменных полей находятся в состоянии с энергией, равной нулю. Однако в пределах законов сохранения энергии и импульса любая пара соседних осцилляторов взаимно сопряжена таким образом, что в них происходит флуктуация энергии и импульса, один из пары сопряженных осцилляторов переходит на какой-либо положительный уровень, а другой — на соответствующий уровень с отрицательной энергией. Таким образом, ФП постоянно связано с импульсами m_0c и $-m_0c$.

Согласно принципу неопределенности, фундаментальные осцилляторы в основном состоянии не могут быть точно определены по положению и импульсу. И вообще, положение и импульс подвержены случайным флуктуациям. Таким образом, благодаря флуктуациям, ФП может также порождать всевозможные поля: гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое ядерные поля.

При температурах, отличных от абсолютного нуля, и в присутствии переменных полей осцилляторы, поглощая энергию, могут переходить лишь в состояния с положительной энергией. Кроме того возбужденные состояния фундаментальных (субстанциональных) осцилляторов приводят к рождению частиц, античастиц, а также реальных квантов электромагнитных, гравитационных и ядерных полей.

г) Субстанциональные осцилляторы в материальной (вещественной) среде постоянно находятся во взаимодействии с материальными осцилляторами. Эти взаимодействия выражаются в том, что материальные осцилляторы сами становятся осцилляторами, резонансно испуская и поглощая кванты, излучаемые окружающими их материальными и фундаментальными осцилляторами. В результате таких взаимодействий вокруг данной частицы непрерывно возникают и исчезают виртуальные кванты различных полей.

Последние представления, фактически, мало чем отличаются от представлений теории вакуумного поля. Однако фундаментальное поле существенно отличается от вакуумного не только упомянутыми выше особенностями, связанными с осцилляционным характером его элементов с положительными и отрицательными энергетическими уровнями и т. д., но и тем, что поле является *фундаментальным* в том смысле, что своими флуктуациями оно

порождает все существующие поля (электромагнитное, гравитационное, ядерное) при взаимодействии с материальным миром.

Материя постоянно находится в импульсном сопряжении с ФП. Это сопряжение выражается тем, что при «столкновении» (имеющем вероятностный характер) любой свободной материальной частицы с фундаментальными элементами в пределах закона сохранения энергии и импульса возникает энергетический резонанс. При этом в материальном осцилляторе (в частице) проявляется его масса m_v (или импульс $m_v v$), а во взаимно сопряженном фундаментальном осцилляторе возбуждается импульс m_0c , где массы m_v и m_0 для материальной частицы и для поля тождественно равны. В частном случае $m = m_0$ будет массой покоя для частицы, соответствующей импульсу фундаментального осциллятора m_0c .

Приведенные положения относятся также и к интервалам времени между любыми событиями, $\Delta t_m = \Delta t_c$.

Характерная особенность указанного сопряжения состоит в том, что масса и импульс материальной частицы проявляются только в том случае, если имеет место указанное взаимодействие («столкновение»). Таким образом, согласно теории ФП, наличие наблюдаемой массы материальных частиц (и вообще, материальных тел) есть своеобразное проявление взаимодействия между ними и фундаментальным полем.

Такого рода взаимодействия между частицами и ФП имеют место и при образовании электрических, а также слабых и сильных ядерных зарядов.

Тот факт, что масса и заряд частицы должны быть равны их наблюдаемым значениям, позволяет в частном случае произвести разумную перенормировку соответствующих величин в теории квантовой электродинамики и в других теориях вакуумного поля.

Флуктуации ФП в основном состоянии, так же как и его фундаментальные элементы, инвариантны относительно инерциальных систем отсчета. Среднее значение энергии фундаментальных осцилляторов равно нулю, и инерциальный наблюдатель не может определить свою скорость относительно невозмущенного ФП. Таким образом, динамическая характеристика частицы может проявляться лишь в результате самого измерения. Иначе говоря, ФП не оказывает инерциального сопротивления при инерциальном движении. При неинерциальном же движении мате-

риального тела указанные изотропность и однородность нарушаются, и поле, сопряженное с данным телом, проявляет инерциальное сопротивление, пропорциональное интенсивности фактора нарушения изотропности поля. Другими словами, сила этого сопротивления будет равна произведению ускорения на образовавшуюся в результате сопряжения массу.

Таким образом, в классических пределах это сопротивление проявляется в виде известного динамического закона механики, закона Ньютона.

2. *Определение величин фундаментальных элементов.* Важными выводами теории ФП являются следующие соотношения:

$$\Lambda_0 M_0 c = 2\pi\hbar, \quad (1.8)$$

$$\tau_0 E_0 = 2\pi\hbar, \quad (1.9)$$

где Λ_0 , M_0 и c , соответственно, фундаментальная длина, масса и скорость; τ_0 и E_0 — фундаментальные время и энергия, \hbar — постоянная Планка. Вывод этих формул будет приведен дальше, однако легко заметить, что эти же формулы вытекают из ультрарелятивистского квантово-механического принципа неопределенности, если пространство-время считать дискретным с фундаментальными элементами Λ_0 и τ_0 .

Выражение $(\Lambda_0 M_0 c)^3$ представляет собой фундаментальное фазовое пространство (фазовую ячейку), в котором субстанциональный осциллятор находится в состоянии с наибольшим импульсом $P = M_0 c$ (соответствующим наивысшему уровню энергии $E_0 = M_0 c^2$).

Формула (1.8) содержит два неизвестных, Λ_0 и M_0 . Для их определения требуется еще одно уравнение, которое нетрудно найти на основании следующих соображений. Согласно классической теории гравитации Ньютона-Эйнштейна, при $R \rightarrow 0$ сила становится бесконечной, а в черных дырах плотность массы стремится к бесконечности. Если же принять дискретность пространства, то указанная особенность снимается, а закон Ньютона-Эйнштейна и формула Шварцшильда

$$c^2 = \frac{2GM}{R_g} \quad (1.10)$$

должны быть справедливы лишь до предела фундаментальной длины $R_g = \Lambda_0$ (если в (1.10) $M = M_0$). Таким образом, для минимальной длины Λ_0 формула (1.10) переходит в

$$c^2 = \frac{2GM_0}{\Lambda_0} \quad (1.11)$$

Следует заметить, что в критических системах массы покоя не устойчивы; у горизонта событий они превращаются в излучения [31]. Поэтому величина $E_0 = M_0 c^2 = \hbar\omega_0$ есть квант с предельно большой энергией.

На основании уравнений (1.8), (1.9) и (1.11) теперь можно определить все фундаментальные величины: длину Λ_0 , массу M_0 , время τ_0 , температуру θ_0 , энергию E_0 и плотность массы ρ_0 :

$$\begin{aligned} \Lambda_0 &= 2\pi^{1/2} (\hbar G/c^3)^{1/2} = 2\pi^{1/2} l_{pl} = 5,74 \cdot 10^{-33} \text{ см}, \\ M_0 &= \pi^{1/2} (\hbar c/G)^{1/2} = \pi^{1/2} M_{pl} = 3,86 \cdot 10^{-5} \text{ г}, \\ \tau_0 &= \Lambda_0/c = 2\pi^{1/2} (\hbar G/c^5)^{1/2} = 2\pi^{1/2} t_{pl} = 1,9 \cdot 10^{-43} \text{ с}, \\ E_0 &= M_0 c^2 = \pi^{1/2} (\hbar c^5/G)^{1/2} = \pi^{1/2} E_{pl} = 3,47 \cdot 10^{16} \text{ эрг}, \\ \theta_0 &= M_0 c^2/k_B = \pi^{1/2} (\hbar c^5/Gk_B)^{1/2} = \pi^{1/2} T_{pl} = 2,5 \cdot 10^{32} \text{ К}, \\ \rho_0 &= M_0/\Lambda_0^3 = \frac{1}{8\pi} c^5/\hbar G^2 \approx 2 \cdot 10^{92} \text{ г.см}^{-3}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Как видно, в пределах точности безразмерных коэффициентов $\pi^{1/2}$ и $2\pi^{1/2}$ все фундаментальные величины совпадают с соответствующими величинами, полученными Планком (l_{pl} , M_{pl} , t_{pl} , T_{pl} , E_{pl}) из соображений размерности.

Из (1.8) и (1.9) следует, что Λ_0 и τ_0 можно представить как длину волны и период колебаний фундаментального кванта:

$$\left. \begin{aligned} \hbar\omega_0 &= 2\pi\hbar \frac{c}{\Lambda_0} = M_0 c^2, \\ \hbar \frac{2\pi}{\tau_0} &= \hbar\omega_0. \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

Элементарная (субстанциональная) ячейка с максимальной энергией E_0 характеризуется предельно максимальной плотностью массы $\rho_0 = 2 \cdot 10^{92} \text{ г/см}^3$, гравитационно-инерциальное поле которой сдерживает этот огромный квант в пределах одной элементарной ячейки.

3. *Симметрия фундаментальных элементов дискретного пространства-времени, как основа внутренней симметрии.* Как было отмечено дискретное пространство-время

(фундаментальное поле) можно представить, как базу множества фундаментальных элементов. Каждый такой элемент, в свою очередь, представляет собой многообразие со структурной группой G преобразований.

Как и в теории расслоенного пространства, важным понятием фундаментального поля (ФП) или дискретного пространства-времени (ДПВ) является связность, которая характеризует взаимоотношение между ДПВ (базой) и фундаментальными элементами. Эта связность выражает изменение характеристик (положения) фундаментальных элементов на малом отрезке пути в ДПВ. Например, в ДПВ можно провести малую окружность, и в данной «точке» на этой окружности формально «зафиксировать» фундаментальный элемент, скажем, со своим спином. И, как в тензорном анализе, перенести его параллельно самому себе вдоль окружности. Изменение положения фундаментального элемента после его прохождения по всей окружности характеризуется указанной связностью. Коэффициенты связности ДПВ, как мы увидим в §11, играют роль потенциалов взаимодействия материя—поле.

Как известно, с появлением понятия «спина-частицы» в физике возник новый объект, лишенный пространственно-временной протяженности, но обладающей внутренней структурой, характеризующей спиновые переменные. Спин определяется неприводимым представлением одной из групп Ли, группы $SU(2)$. Однако более наглядное и неабстрактное описание спина получается с точки зрения теории ДПВ. Как было отмечено, каждый фундаментальный элемент ДПВ однозначно соответствует своему «пространству-времени», через которое нет и не может быть никаких поступательных перемещений, однако на нем может вращаться вектор спинового состояния частицы.

Далее, как известно, было установлено, что вырождение нуклона по массам (протон p и нейтрон n) обусловлено новым квантовым числом—изотопическим спином, который является также векторной величиной и характеризуется абсолютным значением вектора I и его проекции I_z на одну из осей. И в данном случае этот вектор не связан с пространством, где находится частица (нуклон). Это значит, что по существующим представлениям пространство изотопического спина также фиктивно, однако чисто математически оно связано с группой вращений. В связи с этим не лишне отметить, что вследствие того, что ука-

занная «фиктивность» породила весьма важные физические реальные следствия, в теоретической физике в этой области вынужденно *умалчивают* о важном принципе всеобщей науки, согласно которому все реальные физические явления связаны между собой *причинно-следственной* связью. Причина данного реального следствия (или следствий) не может быть фиктивной, в противном случае указанный принцип будет неверным.

Если данная кажущаяся фиктивная причина порождает физически реальные следствия, то надо искать реальную физическую основу этой «фиктивной» причины.

Так вот, с точки зрения теории ДПВ, как и в случае спина, вектор состояния частицы вращается в фундаментальном элементе ДПВ, представляющем собой изотопическое пространство с многообразием со структурой группы G преобразований (унитарной группы симметрии $SU(2)$). Таким образом, в дискретном пространстве-времени каждый его фундаментальный элемент, внутри которого не может быть поступательного движения, обладает внутренней структурой. *Внутренняя симметрия частиц фактически есть симметрия самих фундаментальных элементов.*

Внутренняя геометрия совокупности фундаментальных элементов в частных случаях включает в себя либо геометрию Минковского, либо геометрию Римана.

Структурными группами фундаментального элемента ДПВ могут являться группы вращений (группы унитарной симметрии) $U(1)$, $SU(2)$, $SU(3)$ и т. д., а также их прямые произведения. Такое ДПВ соответствует калибровочным полям Янга-Миллса.

Поскольку основы теории калибровочных полей разработаны достаточно хорошо, и по ним имеется богатая литература, то в дальнейших наших обсуждениях будут показаны лишь взаимосвязь и взаимообусловленность основных положений теории локальной калибровочной симметрии и симметрии фундаментальных элементов дискретного пространства.

Для перехода к калибровочно-инвариантным симметриям мы можем в дискретном пространстве-времени представить малую область, в которой находится множество фундаментальных элементов, формально, с координатами g, t . Комплексное пространство множества этих фундаментальных элементов отражает функцию $\psi(g, t) = e^{i\theta(g, t)}$, где $\theta(g, t)$ —фазовый угол относительно координат трехмерного

пространства. Далее, координаты g, t будем обозначать просто через $x = x_\mu$, $\mu = 1, 2, 3, 4$.

Если $\psi(x)$ есть поле, и лагранжиан $L_0[\psi(x), \partial_\mu \psi(x)]$, описывающий динамику данной системы в этом поле, инвариантен относительно преобразований поля

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} \psi(x), \quad (1.14)$$

то это приводит к калибровочно-инвариантному лагранжиану; эта симметрия относится также к внутренней симметрии и обусловлена симметрией фундаментальных элементов в ДПВ.

Для частного случая, когда θ является произвольной фазой, не зависящей от x , то мы будем иметь

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\theta} \psi(x), \quad (1.15)$$

а это означает, что производная поля по x преобразуется подобно самому полю:

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow e^{i\theta} \partial_\mu \psi(x); \quad (1.16)$$

здесь и далее $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$. Группа преобразований, соответствующая (1.15), есть абелева группа.

В общем случае, когда $\psi^i(x)$, $i = 1, 2, \dots, n$ есть набор полей и лагранжиан, описывающий динамику данной системы, есть $L_0[\psi^i(x), \partial_\mu \psi^i(x)]$, то собственная симметрия фундаментальных элементов ДПВ будет выражать инвариантность L_0 относительно преобразований групп G этой симметрии, действующих на поля $\psi^i(x)$. В этом случае преобразование типа (1.15) принимает вид

$$\psi^i(x) \rightarrow \psi^i(x) + \theta^\alpha (T_\alpha)^i_j \psi^j(x), \quad i = 1, 2, \dots, n; \\ \alpha = 1, 2, \dots, N. \quad (1.17)$$

Здесь использованы инфинитезимальные преобразования. В (1.17) N —число генераторов группы G (размерность алгебры Ли); оно равно числу полей. Если группа есть $G = SU(n)$, то число генераторов будет равно $n^2 - 1 =$ числу полей; T_α —матрица представления* группы G для полей $\psi^i(x)$. И в данном случае производные полей (1.17) преобразуются подобно им, т. е.

*С теорией представлений групп в доступной форме читатель может познакомиться в книге автора: Квантовая химия, М., 1962.

$$\partial_\mu \psi^i(x) \rightarrow \partial_\mu \psi^i(x) + \theta^\alpha (T_\alpha)^i_j \partial_\mu \psi^j(x). \quad (1.18)$$

И поскольку эти преобразования не зависят от x , они называются *глобально-калибровочными* преобразованиями.

Теперь мы рассмотрим общий случай, когда фаза θ будет функцией от x , т. е.

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} \psi(x). \quad (1.19)$$

Как видно, в данном (общем) случае производная поля $\psi(x)$ не преобразуется подобно самому полю:

$$\partial_\mu \psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} \partial_\mu \psi(x) + ie^{i\theta(x)} \psi(x) \partial\theta(x). \quad (1.20)$$

Подобные преобразования называются *локально-калибровочными преобразованиями*.

Для восстановления инвариантности относительно (1.19), как известно, в теории поля оператор дифференцирования $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ заменяется новым оператором D_μ , который преобразует (1.19) подобно самому полю.

$$D_\mu \psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} D_\mu \psi(x). \quad (1.21)$$

Такому преобразованию удовлетворяют условия, при которых оператор выражается через аффинную связность, подобно оператору ковариантной производной в тензорном анализе, т. е.

$$D_\mu = \partial_\mu - ie_0 A_\mu. \quad (1.22)$$

Здесь e_0 —постоянная и $i = \sqrt{-1}$. Напомним, что оператор ковариантной производной ∇_μ определяется как

$$\nabla_\mu = \partial_\mu - \varphi(g_{im}, \Gamma^i_{jk}), \quad (1.23)$$

где g_{im} —метрический тензор и Γ^i_{jk} —коэффициенты аффинной связности Кристоффеля. И в связи с этим D_μ в литературе принято называть «ковариантной производной» (в кавычках, конечно). Чтобы (1.22) удовлетворяло преобразованию (1.21) необходимо преобразование самой связности A_μ в (1.22) как

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e_0} \partial_\mu \theta(x). \quad (1.24)$$

Действительно,

$$(\partial_\mu - ie_0 A_\mu) e^{i\theta(x)} \psi(x) = e^{i\theta(x)} \partial_\mu \psi(x) +$$

$$ie^{i\theta(x)} \psi(x) \partial\theta(x) - ie_0 A_\mu e^{i\theta(x)} \psi(x);$$

подставляя сюда (1.24), получим:

$$D_\mu \psi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} D_\mu \psi(x) + ie^{i\theta(x)} \psi(x) \partial\theta(x) -$$

$$ie^{i\theta(x)} \psi(x) \partial\theta(x) = e^{i\theta(x)} D_\mu \psi(x).$$

Здесь чрезвычайно важным является то, что $A_\mu(x)$ со своим преобразованием (1.24) ведет себя как обычное калибровочное поле, как, например, электромагнитное поле. Иначе говоря, $A_\mu(x)$ есть потенциал электромагнитного взаимодействия, а e_0 — элементарный заряд. Это значит, что для восстановления инвариантности локального поля (1.19) необходимо для компенсации ввести калибровочное поле. Для электромагнитного взаимодействия калибровочное поле образуется виртуальными фотонами. Таким образом, восстановление локальной симметрии связано с появлением виртуальных фотонов, образующих калибровочное поле. Это положение, как мы увидим, обобщается и для других полей (слабых, сильных, возможных также и гравитационных).

Инвариантность относительно калибровочных преобразований восстанавливается и в уравнениях типа (1.18)

$$D_\mu \psi^i(x) \rightarrow \partial_\mu \psi^i(x) - e_0 (T_\alpha)_j^i A_\mu(x) \psi^j(x). \quad (1.25)$$

Более того, указанная инвариантность восстанавливается путем замены ∂_μ на D_μ также в лагранжиане и в уравнении Дирака, соответствующих данной задаче. Так, для лагранжиана мы имеем:

$$L \rightarrow L_0 \equiv \psi^*(x) [iD_\mu - m] \psi(x) =$$

$$\psi^*(x) [i\partial_\mu - m] \psi(x) - e_0 \psi^*(x) \gamma_\mu \psi(x) A^\mu(x). \quad (1.26)$$

Как следствие, в лагранжиане системы возникает член взаимодействия A_μ и матрица Дирака γ_μ . Окончательно лагранжиан (с учетом кинетической энергии) выражается как

$$L_1 \rightarrow L_2 \equiv L_1 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x), \quad (1.27)$$

где

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x). \quad (1.28)$$

Далее, подобно формуле (1.17), для набора полей (при $\theta = \theta(x)$) мы можем записать:

$$\psi^i(x) \rightarrow \psi^i(x) + \theta^\alpha(x) (T_\alpha)_j^i \psi^j(x). \quad (1.29)$$

Оператор «ковариантной производной» для общего случая можно записать в виде:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig B_\mu^\alpha, \quad (1.30)$$

где g — элементарный заряд взаимодействия, а калибровочные поля B_μ^α , соответствующие (1.29), преобразуются как

$$B_\mu^\alpha(x) \rightarrow B_\mu^\alpha(x) + f_{bc}^\alpha W^c \theta^b + \frac{1}{g} \partial_\mu \theta^\alpha(x). \quad (1.31)$$

Здесь f_{bc}^α — структурные константы группы с условиями

$$[T_b, T_c] = f_{bc}^\alpha T_\alpha. \quad (1.32)$$

Теперь на основании (1.30) и (1.31) мы имеем:

$$D_\mu \psi_j^i(x) \rightarrow D_\mu \psi^i(x) + \theta^\alpha(x) (T_\alpha)_j^i D_\mu \psi^j(x) \quad (1.33)$$

и

$$D_\mu \psi^i(x) \rightarrow \partial_\mu \psi^i(x) - g (T_\alpha)_j^i B_\mu^\alpha(x) \psi^j(x).$$

Лагранжиан системы в этом общем случае будет преобразовываться в следующей форме:

$$L_1 \rightarrow L_2 \equiv L_1 - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^\alpha G^{\mu\nu}_\alpha, \quad (1.34)$$

где

$$G_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu B_\nu^\alpha(x) - \partial_\nu B_\mu^\alpha(x) - g f_{bc}^\alpha B_\mu^b B_\nu^c.$$

Если группа симметрии есть $SU(n)$, то, как отмечалось, число калибровочных полей $B(x)$ будет равно $N = n^2 - 1$. В качестве примера возьмем группу симметрии $SU(3)$ — группу симметрии квантовой хромодинамики. Локальная калибровочная симметрия, соответствующая этой группе, осуществляется восемью глюонными калибровочными полями, которые взаимодействуют с кварками.

Здесь мы не будем останавливаться на развитии этих интересных теорий. Они хорошо освещены в литературе. Отметим лишь, что калибровочная симметрия спонтанно

нарушается. И это нарушение приводит к появлению конечных масс у безмассовых калибровочных частиц. Это связано с известным эффектом (полем) Хиггса.

Итак, нашей целью было показать, что симметрия фундаментальных элементов дискретного пространства-времени полностью определяет динамику взаимодействия частиц. В этом отношении исключительно важную роль играет принцип локально-калибровочной инвариантности, который является главным свойством фундаментальных элементов ДПВ.

Как известно, впервые этот принцип был сформулирован Ц. Н. Янгом и Р. Л. Миллсом [32], конечно, не исходя из теории дискретного пространства-времени, а на основании фиктивной, математически абстрагированной, внутренней симметрии. Янг и Миллс на основании указанного принципа предложили метод введения векторного поля, отвечающего за силовые взаимодействия между нуклонами. Следует отметить, что на теории калибровочных полей фактически основаны современные теории квантовых полей.

Далее следует отметить, что согласно нашим представлениям, в области полей Янга—Миллса фундаментальные элементы пространства-времени, являющиеся источниками любой внутренней симметрии, должны быть многомерными сферами. В частности, фундаментальные элементы, соответствующие квантовой хромодинамике $[G=SU(3)]$, должны быть представлены как трехмерное комплексное пространство.

В заключение необходимо отметить, что развитие идей о калибровочных полях на основе внутренней симметрии материи-поля, симметрии фундаментальных элементов пространства-времени у нас пошло в другом направлении, отличном от теории Янга и Миллса. В §11 будет показано, что калибровочная инвариантность непосредственно связана со спинорными полями, определение которых возможно только на основе ковариантных волново-механических уравнений с аффинной связностью; последняя характеризует взаимодействия материи-поля. В указанном параграфе показаны ковариантные уравнения спинорно-фундаментального поля, которые могут быть рассмотрены как уравнения единого поля.

4. *Фундаментальные элементы дискретного пространства-времени (ДПВ), как внутреннее пространство-время суперсимметрии (SUSY).* Над приведенными в предыдущем пункте внутренними симметриями стоит Пуанкаре-

симметрия пространства-времени. Объединение этих симметрий и привело к теории суперсимметрии и супергравитации [33], которая является новым подходом для построения единой теории элементарных частиц.

Первый шаг к такому объединению был сделан Калуцей [34] и Клейном [35]. Целью их работ было в то время объединение на классическом уровне гравитации и электромагнетизма за счет формального введения одного дополнительного пространственного измерения. Введение пятого измерения производилось исключительно с целью увеличения числа компонентов метрического тензора, без приписывания ему какого-либо реального смысла.

Калуца и другие авторы исходили из «специальной системы координат», согласно которой пятая координата из x^μ ($\mu=1, 2, 3, 4, 5$) выбирается так, что компонент A^5 контравариантного вектора поля A был бы равен единице, а остальные четыре компонента, A^1, \dots, A^4 —нулю. При этом преобразованиями координат, переводящими одну «специальную систему координат» в другую, будут преобразования типа:

$$x'^1 \rightarrow x^1, \quad x'^5 \rightarrow x^5 + \theta(x^i), \quad (1.35)$$

из которых в качестве следствия получается калибровочное преобразование [36],

$$A_i \rightarrow A_i + \partial_i \theta(x^i). \quad (1.36)$$

Здесь $\theta(x^i)$ представляет собой фазу (см. формулу (1.24)). В работах [36] все инварианты обобщаются на неабелев случай; для этой цели авторы исходят из топологии пространства-времени в виде многообразия $M^5 = M^4 \times B$ с компактным римановым пространством B и порождающим некоторую n -мерную неабелеву группу G , и с 4-мерным пространством Минковского.

В «специальной системе координат» метрический тензор $g_{\mu\nu}$ имеет компоненты:

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} g_{mn} + A_m A_n & A_n \\ A_n & 1 \end{bmatrix}, \quad g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} g^{mn} & -g^{ms} A_s \\ -g^{bs} A_s & 1 + g^{rs} A_r A_s \end{bmatrix} \quad (1.37)$$

или в более общей форме:

$$g_{\mu\nu} = \Phi^{-1/3} \begin{bmatrix} g_{mn} + A_m A_n \Phi & A_m \Phi \\ A_n \Phi & \Phi \end{bmatrix}, \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4, 5, \\ m, n = 1, 2, 3, 4, \quad (1.38)$$

где A_m представляет собой первые четыре ковариантных компонента вектора-потенциала A и Φ —потенциал скалярного поля. Обычно для удобства в качестве Φ выбирают постоянное вакуумное значение поля, равное единице. Тогда метрический тензор $g_{\mu\nu}$ принимает вид (1.37). Формулы (1.37) и (1.38), фактически, представляют собой выбор одной из произвольных параметризаций метрики. Здесь и дальше греческие индексы пробегают значения от 1 до 5, а латинские индексы—от 1 до 4.

Для пятимерного пространства вариационное действие берется в следующей форме:

$$S_0 = -\frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{|\det \cdot (g_{\mu\nu})|} R, \quad (1.39)$$

где $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ —скаляр кривизны, $g_{\mu\nu}$ —пятимерная метрика и G_5 —пятимерный аналог гравитационной постоянной, имеющей размерность длины. При этом топология пространства-времени берется в виде многообразия $M^4 \times S^1$, где S^1 —окружность (дополнительное измерение) микроскопического размера с неопределенным радиусом r .

На основании приведенной топологии пространства-времени метрический тензор $g_{\mu\nu}$ можно разложить в ряд Фурье по координате x^5 [35]:

$$g_{\mu\nu}(x^m, x^5) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_{\mu\nu}^{(n)}(x^m) e^{in x^5/r}. \quad (1.40)$$

Теперь так называемая «стандартная размерная редукция» (компактификация) получается, если предположить, что метрика не зависит от x^5 . Это может быть в том случае, когда в (1.40) мода n считается равной нулю. Тогда, подставляя в действие (1.39) часть метрики с $n=0$, на основании (1.37) и (1.38) мы, соответственно, приходим к следующим вариационным уравнениям:

$$\delta \int S = \frac{1}{16\pi G} \delta \int d^4x \sqrt{-g} \left(R^{(4)} + \frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} \right) = 0 \quad (1.41)$$

и

$$\frac{1}{16\pi G} \delta \int d^4x \sqrt{-g} \left(R^{(4)} + \frac{1}{4} F_{mn} F^{mn} \Phi + \frac{1}{6} \frac{\partial_m \Phi \partial^m \Phi}{\Phi^2} \right) = 0, \quad (1.42)$$

где вариации подчиняются условиям

$$(\delta g^{mn})_{,a} = 0, \quad (\delta A_n)_{,a} = 0. \quad (1.43)$$

В этих уравнениях $g = \det \cdot [g_{mn}]$, $F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m$. Уравнение (1.41) (а также (1.42) при $\Phi=1$) приводит к единому гравитационно-электромагнитному уравнению поля:

$$\left. \begin{aligned} G_{ik} - \frac{G}{c^2} \left(2F_{il} F^l_k - \frac{1}{2} g_{ik} F_{lm} F^{lm} \right) = 0, \\ F^{im};_{,m} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.44)$$

Здесь $G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$ —тензор Эйнштейна;

$G_{ik} = 0$ — уравнение гравитационного поля Эйнштейна;

R_{ik} —тензор Риччи; R —скалярная кривизна пространства;

и $F_{lm} = \partial_l A_m - \partial_m A_l$ —тензор электромагнитного поля. В получении уравнений (1.44) и заключалась в то время главная цель Калуцы—Клейна.

Направление Калуцы—Клейна получило существенное развитие после того, как Вит [37] допустил возможность описания неабелевых калибровочных теорий на основании существования более чем одного дополнительного измерения. Это привело к глобальной суперсимметрии. И эта идея стала еще более привлекательной под влиянием многомерной супергравитации [38]. Выяснилось, что без гравитации, фактически, невозможно построить феноменологически удовлетворительную теорию суперсимметрии, и что максимальная размерность пространства-времени, при которой может быть построена супергравитация, равна 11 [39].

Не вдаваясь в сущность математического формализма современного развития теории Калуцы—Клейна, который является весьма сложным, разнообразным и далеко еще не законченным, мы рассмотрим только основной физический подход к этой теории. Он состоит в том, что *дополнительные измерения рассматриваются как физически реальные и равноправные наблюдаемым четырем измерениям пространства-времени*. А различие между наблюдаемыми и дополнительными микроскопическими измерениями интерпретируется как результат спонтанного нарушения пространственно-временной симметрии. И в связи с этим основная идея метода феноменологической теории

d -мерного пространства-времени заключается в том, чтобы найти геометрическую модель при $d > 4$, из которой затем, при помощи нарушения общекординатной симметрии d -мерного пространства, довести его до симметрии $M^4 \times V^{d-4}$, т. е. получить более сложную реалистическую теорию для 4-мерного пространства ($d=4$). В таких случаях говорят о механизме спонтанной компактификации или о механизме размерной редукции. В литературе в основном обсуждается редуцированная теория с топологическим многообразием $M^4 \times V^{d-4}$, где V^{d-4} — микроскопическая сфера (или *тор*), которая является источником всевозможных внутренних симметрий.

Из приведенного обсуждения нетрудно догадаться, что редуцированная теория суперсимметрии, фактически, является аналогом дискретного пространства-времени (ДПВ), которое лежит в основе теории фундаментального поля; согласно теории ФП, фундаментальный элемент ДПВ действительно является источником внутренних симметрий.

Далее, для интерпретации основных положений теории суперсимметрии с точки зрения теории дискретного пространства-времени (фундаментального поля) мы, кроме свойств симметрии внутреннего пространства (приведенных в предыдущем пункте), должны выяснить также свойства пространства-времени, на основе которых создается пуанкаре-симметрия.

Как было отмечено в предыдущем пункте, каждый фундаментальный элемент ДПВ однозначно соответствует своему «пространству-времени», *через которое нет и не может быть никаких поступательных перемещений*, однако в нем может вращаться вектор любого спинового состояния — фундаментальные элементы ДПВ полностью определяют динамику взаимодействия частиц. Исключительно важное значение имеет здесь принцип локально-калибровочной инвариантности, сформулированный Янгом и Миллсом. В этой области полей, как отмечалось, фундаментальные элементы пространства-времени являются источниками любой внутренней симметрии и, следовательно, *они должны быть многомерными сферами*.

Теперь возникает вопрос, если пространство-время состоит из фундаментальных элементов, через которые не может быть поступательных перемещений, как же в этом пространстве может вообще происходить перемещение материальных частиц? Упрощенно (или, точнее, поверхностно) ответ на этот вопрос состоит в следующем. Дискретное

пространство-время можно представить в виде идеальной, безвязкостной жидкости, молекулы которой, совершенно тесно связанные между собой, играют роль фундаментальных элементов пространства-времени. Материальные частицы в этой «среде» могут перемещаться прямолинейно и с постоянной скоростью, без всякого трения. Однако реальный механизм перемещения материальных частиц в такой «среде» более сложный и, кроме того, эта «среда», как мы видели, обладает совершенно другими свойствами.

Как мы увидим в следующих параграфах этой главы, движение частицы в ДПВ связано с рекреационным механизмом. Она постоянно находится в состоянии сопряжения с фундаментальным полем. Сущность такого сопряжения для частиц с нулевой массой покоя состоит во взаимодействии с фундаментальными элементами поля (пространства-времени). В пределах закона сохранения энергии и импульса* с некоторой вероятностью в течение пройденного пути происходят «рождения» этой частицы (например, фотона) одним из фундаментальных осцилляторов (напомним, что каждый фундаментальный элемент ДПВ математически эквивалентен линейному гармоническому осциллятору (см. §1.1)) с последующим ее захватом («уничтожением») полем. Таким образом, в каждый момент такого взаимодействия (полевой локализации) фактически происходит рождение частицы (фотона) и последующее ее уничтожение. Движение же частицы с массой покоя также связано с рекреационным механизмом, только в отличие от частиц с нулевой массой покоя на определенных средних расстояниях $l = \lambda$ происходит возникновение и последующая потеря ее импульса mv .

Возможность свободного (рекреационного) перемещения частиц в ДПВ создает условия возникновения симметрии Пуанкаре, а сами фундаментальные элементы в этой симметрии порождают внутренние симметрии, локально-калибровочные инварианты. И объединение этих симметрий приводит к суперсимметрии — супергравитации.

Итак, топология нашего реального многомерного пространства-времени не совпадает с топологией многомерного пространства-времени Минковского или Римана, а представляет собой топологию многообразия $M^d = M^4 \times V^{d-4}$,

*Для искривленного пространства-времени.

где V^{d-4} —физически совершенно реальная многомерная сфера или тор с «радиусом» фундаментального элемента пространства времени. И такое многообразие фундаментального поля, которое в теориях суперсимметрии совершенно формально получается в результате спонтанной компактификации, т. е. путем нарушения общекоординатной симметрии d -мерного пространства-времени, является исходным положением (или главным постулатом) теории ФП.

Другой важной особенностью теории суперсимметрии и, следовательно, потенциальной возможности теории ФП, является то, что она позволяет объединить бозоны и фермионы в единые супермультиплеты.

Как мы видели в предыдущем пункте, такая внутренняя симметрия, как изотопическая, объединяет частицы с одинаковым спином; суперсимметрия же приводит к схеме, которая связывает частицы с разными спинами—бозоны и фермионы. Возникновение же новой теории тяготения-супергравитации обусловлено именно тем, что суперсимметрия связывает инвариантности относительно преобразований Пуанкаре или Эйнштейна с внутренней симметрией. А это фактически означает, что фундаментальное поле представляет собой, с одной стороны, объединение пространства Минковского (или обратного—де Ситтера) с внутренним пространством фундаментальных элементов (в виде внутреннего произведения $M^4 \times V^{d-4}$) и, с другой стороны, объединение бозонов и фермионов в единые супермультиплеты, следовательно, перевод суперсимметрии в супергравитацию.

§ 2. Квантовая энергия и волны излучения

Хорошо известно, что зависимость энергии и массы фотона от частоты колебаний волн, ассоциированных с ним, выражается формулой Планка-Эйнштейна:

$$E = \hbar\omega = mc^2, \quad (2.1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ —циклическая частота, $\lambda = c/\nu$ —длина волны этих колебаний и $\hbar = h/2\pi$ —постоянная Планка.

Однако что представляют собой эти волны, что за колебательные движения связаны с фотонами, и почему их энергия связана с частотой, фактически, мало известно. Мы так привыкли с этим неизвестным явлением, что по-

рой даже кажется, что здесь все в порядке и все ясно. В связи с этим уместно привести высказывание Бриллюэна [40]: «Ни одна теория (по крайней мере, в настоящее время) не в состоянии объяснить нам, почему эти соотношения* именно такие, и как их можно понять. Эти тождества

$$\text{Энергия} = \text{Масса} = \text{Частота}$$

с точностью до двух констант c и \hbar —итог всех законов физики, и их невозможно вывести, ни из одной из существующей в настоящее время теории или модели. Это не результат, а исходный пункт нашего мышления. Смысл этой «триады» все еще находится в глубокой тайне».

Конечно, мы не собираемся утверждать, что в настоящей работе можем дать исчерпывающие ответы на поставленные выше вопросы, однако в пределах теории ФП многое уже становится ясным.

Предварительно следует отметить, что из дискретности пространства-времени логически следует и дискретность движений в нем. А из положения о сопряжении субстанционального поля и движущейся материальной частицы также следует дискретность и волнообразный характер такого сопряжения. Образовавшиеся в субстанциональном поле волны будут распространяться с фундаментальной скоростью. Напомним, что при указанном сопряжении в субстанциональном поле рождаются и исчезают виртуальные кванты инерциально-гравитационного поля с нулевой массой покоя. Процесс такого «возбуждения»—флуктуации, происходящий без нарушения законов сохранения энергии и импульса, может распространяться от источника «возбуждения» до бесконечности.

Теперь конкретно перейдем к рассмотрению сопряжения субстанционального поля с материей. Для выяснения физической сущности волнового движения частиц с нулевой массой покоя рассмотрим фотоны, хотя такая конкретизация не имеет принципиального значения.

Представим поток фотонов, распространяющихся с одинаковой энергией по направлению оси x . Каждая частица этого потока будет периодически взаимодействовать с фундаментальными элементами пространства. При этом эти «столкновения» имеют вероятностный характер.

*Речь идет о соотношениях (2.1).

Сущность такого взаимодействия нам известна из основных положений теории ФП (см. § 1): оно связано с квантовыми переходами, которые происходят посредством захвата фотона фундаментальным осциллятором и с последующим испусканием. Критерием этого взаимодействия является возникновение у частиц инерциально-гравитационной массы, сопряженной с ФП.

Вследствие отмеченной выше периодичности движений и времени появление сопряженной массы также носит периодический и вероятностный характер. Фактически в каждом акте взаимодействия проходит полевая локализация (П-локализация) частицы*, что означает приобретение частицей в данный момент времени импульса. При этом импульс фотона pc является не только формальным аналогом волнового вектора ($p = \hbar k = h \frac{\omega}{c} n_0$, где $p = \frac{E}{c} = mc$), но и представляет одну из форм выражения волнового движения материи.

Для данного «эффективного сечения» фотонов и для данного их потока число актов взаимодействия на определенном расстоянии будет зависеть от плотности фундаментальных элементов пространства

$$\Omega_0 = \Lambda_0^{-3}, \quad (2.2)$$

где Λ_0 — фундаментальная длина. Согласно одному из основных положений теории ФП, все фундаментальные элементы, в том числе Λ_0 , инварианты относительно любой инерциальной системы отсчета. Это означает, что $\Omega_0 = \Lambda_0^{-3}$ должна быть одной из универсальных постоянных наряду с фундаментальной скоростью c и другими фундаментальными величинами.

«Эффективное сечение» материальной частицы, являющееся важным фактором ее взаимодействия с субстанциональным полем, проявляется здесь в несколько необычном смысле. Поскольку критерием указанного взаимодействия (П-локализации) являются квантовые переходы, сопровождающиеся образованием массы и, следовательно, импульса, то «эффективное сечение» взаимодействия фотона (и, вообще, любой частицы) с ФП должно быть функцией только от приобретенного частицей импульса, в данном случае от $p = mc$. Если «эффективное сечение» П-

*В отличие от П-локализации обычная (физическая) локализация означает обнаружение частицы в данном месте и в данный момент.

локализации фотонов равно $\sigma = \sigma(p)$, а их поток по направлению оси x , т. е. число частиц, проходящих через поверхность с площадью 1 см^2 в 1 с , составляет N_0 , то число фотонов из этого потока, подвергшихся П-локализации на расстоянии Δx , будет равно

$$\Delta N = N_0 \sigma(p) \Omega_0 \Delta x = N_0 \sigma(p) \Lambda_0^{-3} \Delta x, \quad (2.3)$$

или

$$\Delta N = N_0 \sigma(p) \Lambda_0^{-3} c \Delta t.$$

Как мы видели в § 1, фундаментальные элементы пространства и времени имеют порядок 10^{-33} см и 10^{-43} с , поэтому здесь и далее можно использовать формализм математического анализа и выражение (2.3) записать в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned} dN &= N_0 \sigma(p) \Lambda_0^{-3} dx, \\ dN &= N_0 \sigma(p) \Lambda_0^{-3} c dt. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Отношение же

$$dP = \frac{dN}{N} = \sigma(p) \Lambda_0^{-3} dx \quad (2.5)$$

или

$$dP = \sigma(p) \Lambda_0^{-3} c dt$$

являются вероятностью П-локализации частицы в промежутке длины dx с поперечным сечением 1 см^2 или в промежутке времени dt . Величину P можно рассматривать, как плотность вероятности, а ее градиент и скорость изменения будут определяться, соответственно, как

$$\begin{aligned} \nabla P &\equiv \frac{\partial P}{\partial x} = \sigma(p) \Lambda_0^{-3}, \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= \sigma(p) \Lambda_0^{-3} c. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Последние выражения, как мы увидим дальше, являются чрезвычайно важными соотношениями для вывода основных формул квантовой механики.

Далее, если N_x представляет собой величину потока не-

проваимодействовавших с полем нелокализованных* фотонов в точке x пространства, то, согласно (2.5), убыль этого потока при прохождении слоя x , $x+dx$ будет равна

$$dN_x = -N_x dP = -N_x \sigma(p) \Lambda_0^{-3} dx. \quad (2.7)$$

Тогда на основании (2.7) будем иметь

$$\int_{N_0}^{N_x} \frac{dN_x}{N_x} = -\sigma(p) \Lambda_0^{-3} \int_0^x dx, \quad (2.8)$$

откуда

$$N_x = N_0 \exp[-\sigma(p) \Lambda_0^{-3} x].$$

В этом выражении величина

$$P_x = \frac{N_x}{N_0} = e^{-\sigma(p) \Lambda_0^{-3} x} \quad (2.9)$$

представляет собой вероятность прохождения фотоном пути x без взаимодействия с субстанциональным полем, т. е. без П-локализации (без квантовых переходов).

Ясно, что если $N_x/N_0=1$, то нет П-локализации на всем пути. А это может произойти в том случае, если «эффективное сечение» $\sigma(p)$ фотона равно нулю.

Итак, П-локализация движущейся частицы носит вероятностный характер. Поэтому все механические и физические величины, являющиеся функциями координат, времени и импульсов должны характеризоваться их средними значениями или, как говорят, их математическим ожиданием**. Однако при обычной (физической) локализации данное свойство приобретает характер собственно значения. Эти вопросы станут более ясными из дальнейшего.

Из выражения (2.9) следует, что средний свободный путь пробега фотона l_x будет равен

$$l_x = \langle l_x \rangle = \frac{\int_0^{\infty} e^{-\sigma(p) \Lambda_0^{-3} x} x dx}{\int_0^{\infty} e^{-\sigma(p) \Lambda_0^{-3} x} dx}. \quad (2.10)$$

* Здесь имеется ввиду П-локализация.

** Однако это представление имеет априорный характер и не связано с принципом дополнительности Бора и положениями эмпириокритицизма.

Отсюда

$$\langle l \rangle = \Lambda_0^3 \sigma(p)^{-1} \quad (2.11)$$

или

$$\sigma(p) \langle l \rangle = \Lambda_0^3 = \text{const.}$$

Здесь у l опущен индекс x , так как пространство изотропно относительно инерциальных систем отсчета, а Λ_0 —инвариантно. Поэтому формула (2.11) справедлива для любого пространственного направления.

Поскольку средний свободный путь $\langle l \rangle$ фотон проходит за среднее время

$$\langle \tau \rangle = \langle l \rangle / c = 1/\nu,$$

которое является, очевидно, периодом П-локализации, а ν —соответствующей частотой, то, согласно (2.11),

$$\sigma(p) c = \Lambda_0^3 \nu = \text{const} \cdot \nu. \quad (2.12)$$

Как было отмечено, «эффективное сечение» σ , входящее в последнее выражение, есть положительная функция только от импульса p , и в частном случае (а в первом приближении и во всех случаях), эта функция может быть линейной. Действительно, полученное выражение (2.12) наводит на мысль, что эта функция должна иметь вид

$$\sigma(p) = Kp, \quad (2.13)$$

где коэффициент K —фундаментальная постоянная. Величины $\sigma(p)$ и K имеют размерности

$$[\sigma(p)] = L^2 \text{ и } [K] = L M^{-1} T.$$

Для фотонов $p=mc$, и тогда на основании (2.12) и (2.13) приходим к известной формуле Планка—Эйнштейна

$$mc^2 = K^{-1} \Lambda_0^3 \nu = h \nu \equiv E$$

или

$$E = mc^2 = \hbar \omega, \quad p = mc = \hbar \frac{\omega}{c} = \hbar k, \quad (2.14)$$

где k —волновой вектор.

Величина

$$h = K^{-1} \Lambda_0^3 \quad (2.15)$$

является постоянной Планка. Таким образом, *постоянная Планка эквивалентна фундаментальному объему дискретного пространства*. Более того, поскольку в (2.15) величина K с размерностью $LM^{-1}T$ является фундаментальной постоянной, то входящие в нее величины также должны быть фундаментальными, т. е. $K = \Lambda_0 M_0^{-1} \tau_0$. Отсюда, на основании данных, приведенных в (1.5), можно получить точное значение постоянной Планка $h = M_0 \Lambda_0^2 \tau_0^{-1} = 6,6254 \cdot 10^{-27}$ эрг. с. Конечно, при этом нельзя забывать, что величины постоянных в (1.12) получены на основании экспериментального значения h .

Учитывая размерность постоянной $[K] = LM^{-1}T$, формулу (2.15) математически можно рассматривать как элементарное фазовое пространство осциллятора (плоскость pq), имеющее размерность действия. Таким образом, мы естественно приходим к выводу, что фундаментальные элементы пространства связаны с фундаментальными осцилляторами, рассмотренными в §1.

Полученный результат означает также, что установленное инвариантное масштаба для величины размеров смещений в пространстве на основании фундаментальной длины Λ_0 , фактически, является операцией квантования. Эта операция, как известно, обычно производится заменой динамических величин соответствующими линейными дифференциальными операторами, действующими на волновую функцию состояний. В настоящей теории эти операторы получаются из соотношений (2.5).

С первого взгляда может показаться, что приведенный классический подход для установления квантового характера микрочастиц неправомерен. Однако сама основа настоящей теории — дискретность пространства-времени носит квантовый характер. В наших формулах постоянно фигурирует фундаментальный элемент пространства Λ_0^3 , который, как было установлено, эквивалентен постоянной Планка. Таким образом, из полученных результатов следует, что настоящая теория позволяет полностью перейти к основным положениям квантовой механики.

Возвращаясь к полученным формулам, необходимо отметить, что, поскольку частота колебаний $\nu = 1/\langle \tau \rangle$ представляет собой количество актов взаимодействия фотона с фундаментальными элементами пространства в единицу времени, то средняя длина свободного пути $\langle l \rangle$ (между двумя последовательными П-локализациями частицы) есть

длина волны такого колебательного движения частицы. Тогда, согласно (2.11), (2.13) и (2.15),

$$\langle l \rangle = \lambda = \frac{h}{mc} \quad (2.16)$$

Если среднее значение l совпадает с его собственным значением, то в (2.16) λ будет собственным значением длины волны.

Можно видеть, что формула (2.16) является известным выражением для корпускулярно-волнового движения фотона и, вообще, частицы с нулевой массой покоя.

Далее, на основании закона $\sigma = K\rho$ можно получить очень важные соотношения, которые позволяют определить значения всех фундаментальных величин. Записывая этот закон в виде $K^{-1} = \rho \sigma^{-1}$ и учитывая, что K есть величина постоянная и $[\sigma] = L^2$, правую часть его можно заменить соответствующими фундаментальными элементами, $\sigma = \Lambda_0^2$ и $\rho = M_0 c$. Естественно, постоянная K от этого не изменится. Тогда можно построить следующее выражение:

$$\Lambda_0 M_0 c = K^{-1} \Lambda_0^3 \quad (2.17)$$

Из (2.17) с учетом (2.15) мы будем иметь

$$\Lambda_0 M_0 c = h = 2\pi\hbar \quad (2.18)$$

Если же в формуле (2.18) Λ_0 выразить через τ_0 , где τ_0 фундаментальный элемент времени, то получим другое выражение:

$$\tau_0 E_0 = h = 2\pi\hbar \quad (2.19)$$

Как мы видели в параграфе 1, с помощью этих же формул вместе с формулой Шварцшильда (1.10) были найдены значения всех фундаментальных величин, которые совпадают с таковыми, определенными Планком на основании размерности.

Далее, если в (2.18) вместо фундаментальной массы M_0 подставить массу какой-либо элементарной частицы m_0 , то вместо фундаментальной величины Λ_0 появится соответствующая длина волны

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{m_0 c} \quad (2.20)$$

которая, как видно, представляет собой комптоновскую

длину волны данной элементарной частицы. Причем эта волна, согласно теории ФП, должна соответствовать тому кванту, $\hbar \omega = \frac{2\pi}{\lambda c} \hbar = m_0 c^2$, который необходим для рождения данной элементарной частицы с массой m_0 из фундаментального поля.

§ 3. Волновые свойства материи

Согласно теории ФП, свободная материя при своем движении постоянно находится в импульсном сопряжении с ФП (см. § 1.1 г). Сущность такого сопряжения состоит в том, что при взаимодействии материи с фундаментальным элементом поля возникает энергетический «резонанс» в фундаментальных осцилляторах, находящихся в непосредственном контакте с частицей. Этот «резонанс» выражается в том, что сопряженная масса m и для частицы и для поля тождественно равна. Движение частицы в данном случае, как и для фотона, также связано с рекреационным механизмом, только в отличие от фотона на определенных средних расстояниях $l = \lambda$ происходит возникновение и последующая потеря импульса mv , т. е. движение носит эстафетный характер. Для частицы этот периодический процесс можно записать в виде

$$m_0 \rightarrow mv \text{ и } mv \rightarrow m_0, \quad (3.1)$$

а для поля $m_0 c \rightarrow mc$ и $mc \rightarrow m_0 c$.

Таким образом, векторной разностью между импульсами mc и $m_0 c$ у поля обусловлено появление материального импульса mv . Такое же сопряжение имеет место между интервалами времени.

Следует отметить, что в теории ФП приведенные положения легли в основу нового подхода для вывода всех основных результатов специальной теории относительности (см. § 6).

Так же, как у фотонов, частота указанного сопряжения частицы с ФП будет зависеть только от эффективного сечения $\sigma(p)$. Последнее, согласно закону (2.13), должно быть пропорционально приобретенному частицей импульсу $p = mv$ при ее кинетическом сопряжении с полем — при ее полевой (П) локализации:

$$\sigma(p) = Kp = Kmv. \quad (3.2)$$

Далее, поскольку все основные выражения, приведенные в параграфе 2, а именно, формулы (2.2)—(2.12), естественно, остаются в силе, и для данного случая можно получить уравнение корпускулярно-волнового движения частицы, подобное (2.16). Принимая в формуле (2.11) $\langle l \rangle \equiv \lambda_D$ и подставляя в нее (3.2), получим

$$\sigma(p) \langle l \rangle = Kmv \lambda_D = \Lambda_0^3 \quad (3.3)$$

и, согласно (2.15), приходим к уравнению де Бройля

$$\langle l \rangle mv = K^{-1} \Lambda_0^3 = h. \quad (3.4)$$

Когда среднее значение l совпадает с его собственным значением, то

$$\lambda_D = \frac{h}{mv} \equiv \frac{h}{p}. \quad (3.5)$$

Здесь следует отметить, что поскольку в общем случае λ_D является усредненной величиной (носит вероятностный характер), то среднее же значение должен иметь импульс $p = mv$.

Итак, де-бройлевская волна является непосредственным проявлением периодической П-локализации движущейся частицы, т. е. ее взаимодействия с ФП. Причем в данном случае частица приобретает дополнительную сопряженную массу Δm , соответствующую ее кинетической энергии, т. е.

$$\Delta m = m - m_0 = m_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right) \quad (3.6)$$

или

$$E_k = \Delta mc^2 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right).$$

Таким образом, кинетическая энергия частицы также имеет периодический (и в этом смысле дискретный) характер, она появляется у движущейся частицы только в состоянии ее П-локализации.

Периодическое действие субстанционального поля, обуславливающее периодическую П-локализацию движущейся материальной частицы, фактически представляет собой

колебательное, волновое движение самого поля, которое может распространяться в пространстве во все стороны от источника возмущения (частицы). Сущность такого испускания волн их источником заключается в флуктуациях субстанциональных осцилляторов (без нарушения законов сохранения энергии и импульса), сопровождающихся рождением и исчезновением виртуальных квантов. Напомним, что каждый фундаментальный элемент пространства в теории ФП математически рассматривается как фундаментальный осциллятор.

Указанное периодическое действие фундаментальных осцилляторов сопряжено с движущейся частицей (иначе говоря, частицы ассоциированы с волнами), так что во всех случаях, как было показано, длина волны совпадает со средней величиной свободного пути от П-локализации до П-локализации. Это явление относится также к частицам с нулевой массой покоя, в том числе и к фотонам, с той лишь разницей, что здесь скорость движения частицы совпадает со скоростью движения волны фундаментального поля. Следовательно, в данном случае с этой волной связаны импульс и энергия.

Если же скорость движения частицы отлична от скорости движения соответствующей волны, то последняя не может нести импульс и энергию.

Указанные волны в собственной системе отсчета S_0 могут быть выражены в виде стационарной волновой функции:

$$\Psi = \Psi_0 \exp(-i\omega_0 t_0), \quad (3.7)$$

где ω_0 —собственная частота колебания и Ψ_0 —амплитуда колебаний. Если же исходить из системы отсчета наблюдателя— S , относительно которой движется волна, например, в направлении x со скоростью v , то, согласно преобразованию Лоренца,

$$t_0 = \frac{t - xv/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Тогда отмеченный выше колебательный процесс будет представляться формулой

$$\begin{aligned} \Psi &= \Psi_0 \left(-i\omega_0 \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = \Psi_0 \exp \left[-i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] = \\ &= \Psi_0 \exp(-i\omega t + ikx), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где $\omega = \omega_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ —частота волнового движения относительно системы отсчета S .

$$v_\varphi = \frac{dx}{dt} = \frac{c^2}{v} = v\lambda \quad (\text{при } t - \frac{x}{v} = \text{const}) \quad (3.9)$$

и

$$k = \frac{\omega}{v_\varphi}$$

являются, соответственно, фазовой скоростью и волновым вектором. Как видно из (3.9), для частиц с нулевой массой покоя скорость волнового движения $v = v_\varphi = c$ соответствует скорости движения частиц. Это означает, что распространение монохроматических волн связано с переносом энергии и импульса, проявляющимся в периодической локализации самих частиц.

Далее, хорошо известно, что совокупность подобных плоских волн, первоначально сопряженных с движущейся частицей (с отличной от нуля массой покоя), в результате суперпозиции образует групповые волны или волновой пакет, движущийся с групповой скоростью, равной скорости самой частицы. Интенсивность такого волнового пакета отлична от нуля только в области расположения самой частицы.

В заключение этого раздела следует еще раз уточнить понятие и сущность полевой (П) и обычной (физической) локализации частицы, а также ее рекреационное исчезновение («захват» полем).

При П-локализации происходит взаимодействие частицы с фундаментальным элементом поля, что проявляется в возмущении поля с возникновением волнового движения в нем. Для частиц с массой покоя m_0 эти волны рассматриваются как де-бройлевские, отвечающие уравнению (3.4).

При локализации физической происходит взаимодействие частицы с материей. При этом проявляется энергия (масса) частицы, и в пределах точности соотношений неопределенностей фиксируются ее координаты и импульс.

В случае, когда нет локализации частицы полем, частица совершенно не имеет пространственно-временной характеристики. Она потенциально может находиться всюду, где вероятность ее локализации отлична от нуля.

Кстати, лишь с помощью такого представления могут

быть строго объяснены известные явления дифракции, интерференции, а также квантовой корреляции.

§ 4. Основные элементы квантовой механики

1. *О соотношениях неопределенностей.* Полученные в § 3 результаты рассмотрения сопряжения фундаментального поля с движущейся частицей дают другие представления и интерпретацию соотношений неопределенностей Гейзенберга по сравнению с существующими.

Согласно соотношениям (3.3) и (3.4), величины l и p являются средними значениями интервала П-локализации и импульса, приобретенного частицей в результате П локализации. Для трех компонентов l и p (по направлениям x , y и z) выражение (3.4) можно записать в виде:

$$\langle l_x \rangle \langle p_x \rangle = h, \quad \langle l_y \rangle \langle p_y \rangle = h, \quad \langle l_z \rangle \langle p_z \rangle = h. \quad (4.1)$$

Так как появление (реализация) собственных значений l и p имеет случайный характер, то их отклонения от соответствующих средних значений или *неопределенности локализации* будут разбросаны около l и p в интервалах $\pm \Delta x, \pm \Delta y, \pm \Delta z$ и $\pm \Delta p_x, \pm \Delta p_y, \pm \Delta p_z$. Соотношения (4.1) по замыслу вывода формулы (3.4) должны быть справедливыми и для собственных значений l и p , т. е.

$$l_x p_x = h, \quad l_y p_y = h \quad \text{и} \quad l_z p_z = h. \quad (4.2)$$

Это значит, что отклонениям $\pm \Delta x, \pm \Delta y$, и $\pm \Delta z$ от $\langle l \rangle$ должны соответствовать такие отклонения $\pm \Delta p_x, \pm \Delta p_y$ и $\pm \Delta p_z$ от среднего значения импульса $\langle p \rangle$, чтобы точно или приблизительно соблюдались соотношения (4.1) и (4.2). Таким образом, выходит, что соотношения, подобные (4.1) или (4.2), должны быть справедливы и для неопределенностей l и p , т. е.

$$\Delta x \Delta p_x \sim \hbar, \quad \Delta y \Delta p_y \sim \hbar \quad \text{и} \quad \Delta z \Delta p_z \sim \hbar. \quad (4.3)$$

Если же в качестве отклонения собственных значений от среднего взять не Δ , а среднее от квадрата, то мы будем иметь

$$\begin{aligned} \langle (\Delta x)^2 \rangle \langle (\Delta p_x)^2 \rangle \sim \hbar^2, \quad \langle (\Delta y)^2 \rangle \langle (\Delta p_y)^2 \rangle \sim \hbar^2, \\ \langle (\Delta z)^2 \rangle \langle (\Delta p_z)^2 \rangle \sim \hbar^2. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Соотношения неопределенностей в наиболее общем и строгом виде,

$$\langle (\Delta x)^2 \rangle \langle (\Delta p_x)^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4} \quad \text{и т. д.}, \quad (4.5)$$

можно получить на основании правил коммутации между операторами координат и импульса. Эти операторы, как мы увидим в следующем пункте, непосредственно вытекают из теории ФП.

Итак, соотношения неопределенностей (4.3)—(4.5) обусловлены вероятностным характером взаимодействия между фундаментальным полем и движущейся материальной частицей. Таким образом, *неопределенности* Δl и Δp (или $\langle (\Delta l)^2 \rangle$ и $\langle (\Delta p)^2 \rangle$) не связаны с условиями их измерения. Если даже измерительные приборы для фиксации динамических величин и для анализа их распределения по этим величинам были бы лишены элементов случайности, то все равно измерения показали бы закономерность, соответствующую соотношениям неопределенностей.

2. *Средние значения механических величин и волновые уравнения Шредингера.* Приведенные в § 3 данные, характеризующие движение частицы, связанное с периодичностью ее П-локализации, указывают на то, что, если говорить о координатах частицы, то речь может идти только о таковых в месте ее физической локализации (далее будем говорить, просто, *локализации*). И поскольку длина де-бройлевской волны по формуле (3.4) равна средней длине свободного пробега от П-локализации до П локализации, то место П-локализации частицы (место «встречи» ее с фундаментальным элементом поля-пространства, или иначе, место взаимодействия частицы с фундаментальным осциллятором) в данный момент времени случайно—неопределенно. Отсюда следует, что координаты, время событий и импульс локализации имеют также вероятностный характер.

Таким образом, движение частицы можно представить, как совокупность последовательных, чередующихся друг за другом, свободных пробегов между чередующимися же состояниями П-локализации. Длины этих свободных пробегов координаты частицы, величины образовавшихся импульсов, $p = h/\lambda_D$, а также кинетическая энергия носят случайный характер. Определенными являются лишь их средние значения—математические ожидания.

В таком случае все механические величины, являющиеся функциями от указанных величин, могут быть опре-

деленным образом реализованы или измерены только на основании их вероятностных характеристик, иначе говоря, и для них определенный смысл имеют только средние значения.

Так как отмеченное поведение движущейся частицы, как мы видели, непосредственно и тесно связано с волнообразными движениями фундаментального поля, которые рассматриваются как волны де Бройля, то вероятность реализации любой из отмеченных величин должна определяться интенсивностью соответствующих де-бройлевских волн, и по квантовой механике эта вероятность определяется абсолютной величиной квадрата волновой функции— функции состояния системы ψ ; это делается на основании борновской интерпретации вероятностного смысла этой волновой функции. Так, вероятность локализации частицы в элементарном объеме dV будет равна

$$dP(x, y, z, t) = |\Psi(x, y, z, t)|^2 dV,$$

и величина

$$\frac{dP}{dV} = |\psi(x, y, z, t)|^2 = \psi\psi^*$$

обычно рассматривается как плотность вероятности.

В общем случае, в математическом аппарате квантовой механики утверждается, что описание состояний системы производится соответствующей регулярной функцией координат $\psi(q_1, q_2, \dots, q_n)$, которая называется волновой функцией состояния системы. Здесь q_i —обобщенные координаты. Тогда вероятность появления любой механической величины определяется выражением, билинейным по ψ и ψ^* .

В квантовой механике по существу постулируется волновое уравнение (уравнение Шредингера), которое позволяет определить указанную волновую функцию ψ , и которое фактически является основным постулатом квантовой механики. Кроме того, постулируется и другое важное положение, что каждой динамической переменной в классической механике соответствует линейный самосопряженный оператор. На основании этого постулата считается, что среднее значение любой механической величины должно быть определено по формуле

$$\langle F \rangle = \int \psi^* \hat{F} \psi d\tau = \int \psi \hat{F}^* \psi^* d\tau; \quad \int \psi^* \psi d\tau = 1.$$

Здесь \hat{F} —линейный самосопряженный оператор, изображающий функцию $F(q_1, q_2, \dots, q_n)$, и $d\tau = dq_1 \cdot dq_2 \dots dq_n$ —элементарный объем конфигурационного пространства.

Теперь мы увидим, что все эти основные положения квантовой механики получаются как следствия из теории ФП. Как мы видели, градиент вероятности случайной локализации (полевой и физической) частицы и скорость ее изменения в промежутках элементарного пути dx и элементарного времени dt могут быть определены по формулам (2.6). И согласно (2.13) и (2.15), соотношения (2.6) принимают следующий вид (в операторной форме):

$$\mathbf{p} = h \nabla P(\mathbf{r}, t) = \hat{A}_p P(\mathbf{r}, t) \quad (4.6)$$

"

$$E \equiv H = h \frac{\partial}{\partial t} P(\mathbf{r}, t) = \hat{A}_E P(\mathbf{r}, t).$$

Здесь \mathbf{p} —случайное (собственное) значение импульса, E —собственное значение энергии, H —функция Гамильтона, P —плотность вероятности появления этих величин в результате случайной же локализации частицы, $\hat{A}_p = h \nabla$ и $\hat{A}_E = h \frac{\partial}{\partial t}$ —операторы импульса и энергии.

Как было отмечено, поведение микрочастицы непосредственно связано с волновым движением в фундаментальном поле, характеризующимся волновой функцией. Указанная связь ФП с материей в основном проявляется в том, что сами состояния материальной системы определяются соответствующей волновой функцией, в частности, вероятности появления динамической величины в результате локализации частицы должны определяться интенсивностью соответствующих волн.

Как известно, для объяснения результатов дифракционных опытов предполагается, что абсолютное значение волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(x, y, z, t)$ велико там, где наиболее вероятно нахождение частицы, и мало в остальных местах. С точки зрения ФП, естественно рассматривать функцию $\psi(\mathbf{r}, t)$ как меру вероятности локализации частицы (на языке квантовой механики, вероятности обнаружить частицу) в данной точке соответствующей области пространства-времени. Поскольку, однако, в общем случае функция ψ является комплексной, а между тем, вероят-

ность всегда должна быть положительной, то допускается, что плотность указанной вероятности определяется произведением ψ на комплексно-сопряженную функцию ψ^* :

$$P(r, t) = \psi^*(r, t) \cdot \psi(r, t) \equiv |\psi|^2. \quad (4.7)$$

Из приведенных соображений следует, что такое выражение, как $P\hat{A}P$, где \hat{A} —какой-либо линейный дифференциальный оператор, должно быть пропорциональным подобному же выражению, представленному через волновую же функцию:

$$P\hat{A}P \sim \psi^* \hat{A} \psi \quad (4.8)$$

или

$$P\hat{A}P = \psi^* \hat{F} \psi, \quad \hat{A} \sim \hat{F},$$

поскольку эти соотношения, подобно (4.7), во всех случаях выражают вещественные функции.

Таким образом, на основании соотношений (4.6) и (4.8), принимая $F \equiv p, E$ (и вообще принимая F , как любую физическую величину), мы будем иметь

$$F = \frac{P\hat{A}P}{P} = \frac{\psi^* \hat{F} \psi}{\psi^* \psi} \equiv \frac{\psi^* a_F \hat{A} \psi}{\psi^* \psi} \quad (4.9)$$

Здесь a_F —коэффициент пропорциональности между операторами \hat{A}_F и \hat{F} . Далее, по определению, среднее значение физической величины F равно

$$\langle F \rangle = \frac{\int P F(r, t) dt}{\int P(r, t) dt} \quad (4.10)$$

Тогда, подставляя в (4.10) значения P и F из (4.7) и (4.9), мы приходим к известной формуле квантовой механики:

$$\langle F \rangle = \int \psi^* \hat{F} \psi dt, \quad \int \psi^* \psi dt = 1. \quad (4.11)$$

На основании же уравнений (4.6) и (4.11) средние значения для импульса и энергии будут определяться, как

$$\langle p \rangle = \int \psi^* \hat{p} \psi dt = \int \psi^* b_p \hat{A}_p \psi dt = \int \psi^* b_p \hbar \frac{\partial}{\partial r} \psi dt, \quad (4.12)$$

$$\langle E \rangle = \int \psi^* \hat{H} \psi dt = \int \psi^* b_E \hat{A}_E \psi dt = \int \psi^* b_E \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi dt,$$

где $2\pi\hbar = h$, $b_p = 2\pi a_F$, $F \equiv p, E$ и \hat{H} —оператор Гамильтона.

Относительно приведенных операторов \hat{F} следует отметить, что для выполнения принципа суперпозиции состояний все они (операторы) должны быть линейными; кроме того, поскольку средние значения физических величин вещественны, то можно показать, что соответственно с этими, операторы должны быть эрмитовыми или самосопряженными, т. е.

$$\int \psi^* \hat{F} \psi dt = \int \psi \hat{F}^* \psi^* dt. \quad (4.13)$$

Эти условия позволяют определить коэффициенты b_F в (4.12), т. е. окончательно определить значения операторов

$$\hat{p} = b_p \hbar \frac{\partial}{\partial r} \quad \text{и} \quad \hat{H} = b_E \hbar \frac{\partial}{\partial t}. \quad (4.14)$$

Действительно, можно показать, что операторы (4.14) могут быть линейными и самосопряженными, т. е. могут удовлетворять свойству (4.13) в том случае, если $b_p = -i$ и $b_E = i \equiv \sqrt{-1}$. Тогда значения операторов в пространстве и времени должны быть равны

$$\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad \hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\hat{H} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}. \quad (4.15)$$

Таким же путем на основании (4.11) и (4.13) можно показать, что операторы координат \hat{r} и потенциальной энергии $\hat{U}(r)$ совпадают с их собственными значениями, т. е. $\hat{r} = r$ и $\hat{U} = U$.

Далее, из уравнений (4.11) и (4.12) следует также очень важные соотношения квантовой механики. Если среднее значение данной функции совпадает с ее собственным значением, т. е. когда $\langle F \rangle = F$ или, как говорят, если волновая функция ψ в (4.11) является собственной функцией оператора \hat{F} , то из (4.11) и (4.12) непосредственно следует, что

$$\hat{F} \psi = F \psi \quad (4.16)$$

и, в частности (и в очень важном случае),

$$\hat{H}\psi = E\psi. \quad (4.17)$$

Последнее выражение фактически является общей формой волнового уравнения для стационарных состояний. Оператор Гамильтона, как известно, для стационарного случая можно представить в другой форме, исходя из классической функции Гамильтона:

$$H = E_k + U(x, y, z) = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) + U(x, y, z). \quad (4.18)$$

И тогда, согласно выражениям операторов компонентов импульса (4.15), оператор Гамильтона можно представить в виде

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(x, y, z), \quad (4.19)$$

где ∇^2 —оператор Лапласа. Кроме того известно, что из приведенных соотношений непосредственно следует волновое уравнение Шредингера. Так, согласно соотношениям (4.16) и (4.18), волновое уравнение в наиболее общей форме будет определяться формулой

$$\hat{H}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}. \quad (4.20)$$

Подставляя сюда оператор (4.19), получим уравнение в развернутой форме

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} + \left(\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U\right)\psi = 0 \quad (4.21)$$

и для стационарного состояния, согласно (4.18) и (4.19),

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0. \quad (4.22)$$

Все эти известные положения, которые вытекают из представлений теории фундаментального поля, приводятся здесь для соблюдения интегрирующей логичности изложения теории ФП.

§ 5. Вторичное квантование как естественный подход к описанию явлений сопряжения микрочастиц с фундаментальным полем*

1. Согласно исходным положениям теории ФП, оно является квантовым полем в физическом смысле. Каждый фундаментальный элемент поля (фактически пространства-времени) математически подобен линейному гармоническому осциллятору. Материальная частица постоянно находится в состоянии сопряжения с фундаментальным полем. Как было показано в § 2, сущность такого сопряжения для частиц с нулевой массой покоя (например, для фотона) состоит во взаимодействии их с фундаментальными элементами поля (пространства). В пределах закона сохранения энергии и импульса с некоторой вероятностью в течение времени пройденного пути периодически происходит рождение фотона фундаментальным осциллятором с последующим его захватом («уничтожением») полем. Таким образом, в каждый момент такого взаимодействия (полевой локализации) фактически происходит «рождение» фотона и последующее его уничтожение.

Как было показано в предыдущих параграфах, «рождение» частицы при П-локализации и при локализации (физической) имеют разный смысл. В первом случае частица взаимодействует с фундаментальным элементом поля, в результате чего происходит возмущение поля с возникновением в нем волнового движения. Для частиц с массой покоя эти волны являются волнами де Бройля. Во втором случае (при физической локализации) проявляются энергия (масса) и импульс частицы, хотя мы приписываем эти свойства и рожденной частице при ее П-локализации. «Уничтожение» частицы при рекреационном движении означает, что она теряет пространственно-временные характеристики. Частица потенциально может находиться всюду, где вероятность ее рождения отлична от нуля. Таким образом, характерная особенность сопряжения материальной частицы с фундаментальным полем состоит в том, что с ее эстафетным движением фактически происходит такое же эстафетное движение возбужденного состояния фундаментальных осцилляторов (в самом поле), как тень движущейся

* Математический аппарат вторичного квантования хорошо известен, поэтому читатель может опустить этот параграф.

ся частицы. Существенным здесь является то, что при указанных взаимодействиях ФП с частицами число последних не сохраняется, оно является переменным.

Такое представление сопряжения фундаментального поля с частицами математически вполне соответствует теории вторичного квантования. Действительно, для математического описания явления сопряжения фотонов (вообще частиц) с полем мы можем ввести операторы \hat{a}_i^+ и \hat{a}_i (как это делается в методе вторичного квантования), которые действуют на волновую функцию. И в связи с тем, что число одинаковых частиц является переменным, будет естественным, если для описания системы одинаковых частиц в качестве независимых переменных взять числа заполнения. И это действительно является характерной особенностью метода вторичного квантования. Таким образом, система будет описываться волновой функцией в пространстве чисел заполнения

$$\Phi = \Phi(N_1, N_2, \dots, N_i, \dots, t). \quad (5.1)$$

И в этом случае квадрат модуля $|\Phi(N_1, N_2, \dots, N_i, \dots, t)|^2$ определяет вероятность реализации различных значений $N_1, N_2, N_3, \dots, N_i, \dots$

Так вот, для математического описания указанного взаимодействия частиц с полем (в процессе их рождения и исчезновения), \hat{a}^+ , действуя на функцию (5.1), увеличивает значение переменной N_i на единицу, одновременно умножая функцию на $\sqrt{N_i+1}$. Физически это значит, что произошло рождение i -той частицы. Оператор \hat{a}_i (сопряженный с \hat{a}_i^+), действуя на функцию $\Phi(N_1, \dots, N_i, \dots)$, уменьшает число N_i на единицу, одновременно умножая Φ на $\sqrt{N_i}$. Физически это означает последовательный процесс рекреации, захват частицы полем (ее «уничтожение»).

Итак, мы имеем следующие соотношения для действия операторов:

$$\hat{a}_i^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, N_i, \dots) = \sqrt{N_i+1} \Phi(N_1, N_2, \dots, N_i+1, \dots),$$

$$\hat{a}_i \Phi(N_1, N_2, \dots, N_i, \dots) = \sqrt{N_i} \Phi(N_1, N_2, \dots, N_i-1, \dots),$$

$$\hat{a}_i^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_i, \dots) = 0. \quad (5.2)$$

Эти операторы соответствуют сопряжению фотона с ФП.

Согласно (5.2), операторы \hat{a}_i^+ и \hat{a}_i , очевидно, обладают следующими свойствами:

$$\begin{aligned} \hat{a}_i^+ \hat{a}_i &= N_i, \quad \hat{a}_i \hat{a}_i^+ = N_i + 1, \\ \hat{a}_i \hat{a}_j^+ - \hat{a}_j^+ \hat{a}_i &= \delta_{ij}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Далее математически можно показать (и это хорошо известно), что для нерелятивистской области оператор Гамильтона (также операторы любой физической величины) данной системы можно представить через операторы \hat{a}_i^+ и \hat{a}_i . Так, для невзаимодействующих частиц

$$\hat{H} = \sum \hat{a}_i^+ H_{ij} \hat{a}_i$$

или
$$\hat{H} = \sum \epsilon_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i, \quad (5.4)$$

если H_{ij} — диагональна и ее элемент равен собственному значению энергии ϵ_i . Если же взаимодействие в системе сводится к взаимодействию каждой пары частиц, то тогда

$$\hat{H} = \sum_{j, k} \hat{a}_j^+ H_{jk} \hat{a}_j + \frac{1}{2} \sum_{l, k; l, m} U_{lm}^{jk} \hat{a}_l^+ \hat{a}_k \hat{a}_m \hat{a}_l^+ \quad (5.5)$$

Формулы аппарата вторичного квантования получаются еще в другой, более компактной форме через ψ -операторы. Так, если обычная волновая функция одной частицы есть $\psi(q)$, то ее можно разложить по собственным функциям $\psi_{p_i}(q)$ операторов $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z, \hat{s}$:

$$\psi(q) = \sum_i a_i \psi_{p_i}(q), \quad \psi^*(q) = \sum_i a_i^* \psi_{p_i}^*(q). \quad (5.6)$$

Теперь, если коэффициенты рассматривать как операторы со свойствами (5.3), то тогда сама функция становится оператором, и мы будем иметь

$$\hat{\psi}^+(q) = \sum_i \psi_{p_i}^+(q) \hat{a}_i^+, \quad \hat{\psi}(q) = \sum_i \psi_{p_i}(q) \hat{a}_i, \quad (5.7)$$

где переменные q рассматриваются как параметры. Здесь $\hat{\psi}^+$ и $\hat{\psi}$ соответственно будут увеличивать и уменьшать

число частиц в системе на единицу. Величина $\hat{\psi}\hat{\psi}^+$ — оператор плотности частиц, а

$$\hat{N} = \int \hat{\psi}^* \hat{\psi} dq = \sum \hat{a}_i^+ \hat{a}_i$$

оператор полного числа частиц в системе с собственными значениями, равными числу заполнения.

С помощью этих ψ -операторов оператор Гамильтона (5.5) для системы взаимодействующих частиц можно записать в таком виде:

$$\hat{H} = \int \hat{\psi}^+(q) \hat{H}^{(1)} \hat{\psi}(q) dq + \frac{1}{2} \iint \hat{\psi}^+(q) \hat{\psi}^+(q') U^{(2)} \hat{\psi}(q') U^{(2)} \hat{\psi}(q) dq dq', \quad (5.8)$$

где $\hat{H}^{(1)} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ — гамильтониан свободной частицы и $U^{(2)}$ — потенциальная энергия двух взаимодействующих частиц.

2. Приведенные положения метода вторичного квантования относятся к фотонам и, вообще, к бозонам — частицам с целым спином. Для систем, состоящих из фермионов — частиц с полуцелым спином — квантование выполняется точно таким же образом, как и для случая бозонов. Различие заключается в свойствах операторов \hat{a}_i^+ и \hat{a}_i , в результатах их действия на волновую функцию.

Исходная волновая функция координат в этом случае является антисимметричной, которая, как известно, для N одинаковых частиц записывается в виде определителя

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_{p_1}(q_1) & \psi_{p_2}(q_1) & \dots & \psi_{p_N}(q_1) \\ \psi_{p_1}(q_2) & \psi_{p_2}(q_2) & \dots & \psi_{p_N}(q_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \psi_{p_1}(q_N) & \psi_{p_2}(q_N) & \dots & \psi_{p_N}(q_N) \end{vmatrix}, \quad (5.9)$$

в котором не может быть одинаковых состояний p_1, p_2, p_3 , в противном случае определитель обращается в нуль. Это значит, что число заполнений N_i может иметь только два значения — 1 и 0.

На основании вычислений можно прийти к следующим соотношениям, выражающим действия операторов \hat{a}_i^+ и \hat{a}_i :

$$\hat{a}_i^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_i, \dots) = \pm \Phi(N_1, N_2, \dots, 1, \dots),$$

$$\hat{a}_i \Phi(N_1, N_2, \dots, 1_i, \dots) = \pm \Phi(N_1, N_2, \dots, 0, \dots),$$

$$\hat{a}_i^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 1_i, \dots) = 0,$$

$$\hat{a}_i \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_i, \dots) = 0. \quad (5.10)$$

Здесь знак + или — берется в зависимости от того, четное или нечетное число заполненных состояний j предшествует состоянию i , если в указанном определителе состояния будут расположены в порядке возрастания, т. е. $p_1 < p_2 < p_3 < \dots < p_N$.

Из (5.10) следует, что

$$\hat{a}_i^+ \hat{a}_i = N_i \quad (0 \text{ или } 1), \quad \hat{a}_i \hat{a}_i^+ = 1 - N_i,$$

$$\hat{a}_i \hat{a}_i^+ + \hat{a}_i^+ \hat{a}_i = 1,$$

$$\hat{a}_i \hat{a}_k + \hat{a}_k \hat{a}_i = 0, \quad \hat{a}_i^+ \hat{a}_k^+ + \hat{a}_k^+ \hat{a}_i^+ = 0. \quad (5.11)$$

В системе фермионов операторы \hat{a}_i и \hat{a}_k не являются независимыми (как в случае бозонов), так как результат взаимодействия \hat{a}_i зависит, как обычно, и от самого числа N_i , и от числа заполнений всех предыдущих состояний.

3. Применение метода вторичного квантования к системам одинаковых частиц с массой покоя, отличной от нуля, согласно теории ФП, имеет физический смысл только для релятивистской области, когда имеются условия «глубокого» сопряжения частиц с полем, т. е. при взаимодействии частиц с фундаментальными элементами с рождением и уничтожением частиц и античастиц.

Согласно одному из основных положений теории ФП, последнее является предельно релятивистским; каждый элемент поля, который математически эквивалентен линейному гармоническому осциллятору, характеризуется дискретными уровнями положительной и отрицательной энергии, зеркально симметричными друг относительно друга. При любом состоянии возмущения ФП каждый его осциллятор с одинаковой вероятностью возбуждается либо с положительной, либо с отрицательной, равной по абсолют-

ной величине, энергии. И это происходит таким образом, что в любых обстоятельствах и всегда энергия поля в целом будет равна нулю. Согласно соотношению (1.5), математически это представляется в виде:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \Pi \sum_{k_0} (\omega_0^{(+)} - \omega_0^{(-)}) = 0, \quad (5.12)$$

где $\omega_0^{(+)}$ и $\omega_0^{(-)}$ — собственные частоты фундаментальных осцилляторов при положительной и отрицательной энергиях возбуждения.

Эти свойства фундаментальных осцилляторов обуславливают рождение полей частиц и античастиц. Действительно, для нас это свойство поля проявляется в том случае, когда в операторной волновой функции системы учитываются положительные и отрицательные энергии и импульсы самого фундаментального поля.

Итак, при сильном возмущении ФП, связанным с высокой температурой или действием фотонов большой энергии, возбуждение фундаментальных осцилляторов может сопровождаться испусканием и поглощением элементарных частиц и античастиц. В релятивистской области сопряжение материальных частиц с ФП связано с четырьмя процессами: излучение (рождение) фундаментальным осциллятором частицы с положительной энергией, рождение античастицы также с положительной энергией, захват фундаментальным полем частицы (ее «уничтожение») и захват полем античастицы. Все эти четыре процесса сопряжения материи с полем математически отвечают четырем операторам \hat{a}_1^+ , \hat{b}_1^+ , \hat{a}_1 , \hat{b}_1 со свойствами (5.3) и (5.9), действующим на волновую функцию в пространстве заполнений, или соответствуют четырем Ψ -операторам:

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_p^+ &= \sum_p \hat{a}_1^+ \psi_p^*(p), & \hat{\psi}_p^+ &= \sum_p \hat{b}_1^+ \psi_p^*(-p), \\ \hat{\psi}_p &= \sum_p \hat{a}_1 \psi_p(p), & \hat{\psi}_p &= \sum_p \hat{b}_1 \psi_p(-p), \end{aligned} \quad (5.13)$$

учитывая положительную и отрицательную энергию самого поля. В (5.13) $\psi(-p) \equiv \psi(-\varepsilon, -p)$, \hat{a}^+ и \hat{b}^+ — операторы рождения частицы и античастицы, \hat{a} и \hat{b} — операторы уничтожения частиц и античастиц. В качестве собственных функций ψ_p

в (5.13) мы можем использовать плоские волновые функции типа

$$\psi_p = U(p) e^{-i(\varepsilon t - pr)}, \quad (5.14)$$

где $U(p)$ является функцией 4-мерного импульса, а энергия должна быть определена как

$$\varepsilon = \pm (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}. \quad (5.15)$$

Для процессов рождения и захвата частиц и античастиц, соответственно,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= + (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}, \\ \varepsilon &= - (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.16)$$

На основании того, что, вообще, общее решение релятивистского волнового уравнения (о релятивистских волновых уравнениях см. гл. III) образует суперпозицию всех его независимых частных решений, согласно ((5.13) и (5.16), сопряжение материальных частиц в релятивистской области будет описываться следующими Ψ -операторами:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}^+ &= \sum_p \left\{ \hat{a}_p^+ U^*(p) e^{i(\varepsilon t - pr)} + \hat{b}_p U^*(-p) e^{-i(\varepsilon t - pr)} \right\}, \\ \hat{\Psi} &= \sum_p \left\{ \hat{a}_p U(p) e^{-i(\varepsilon t - pr)} + \hat{b}_p^+ U(-p) e^{i(\varepsilon t - pr)} \right\}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

И поскольку операторы частицы \hat{a} и античастицы \hat{b}^+ входят в один и тот же Ψ оператор, то эти частицы (частица и античастица) должны иметь одинаковые массы. Далее, на основании (5.17), оператор Гамильтона для системы невзаимодействующих частиц, соответственно с (5.7), будет равен

$$\hat{H} = \int \hat{\Psi}^+ \hat{H}^{(1)} \Psi dV. \quad (5.18)$$

Согласно же (5.6) и (5.4), для нерелятивистской области

$$\hat{\Psi}^+ = \sum_p \hat{a}_p^+ \Psi_p^*, \quad \hat{\Psi} = \sum_p \hat{a}_p \Psi_p, \quad (5.19)$$

$$\hat{H} = \sum_p \varepsilon_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p. \quad (5.20)$$

где, как отмечалось, ϵ_p — собственное значение оператора Гамильтона для одной частицы $\bar{H}^{(1)}$. Однако для релятивистской области с одинаковой вероятностью существует также отрицательное собственное значение энергии поля. Это означает, что вместо (5.20) мы будем иметь

$$\bar{H} = \sum_p \epsilon_p \bar{a}_p^+ \bar{a}_p - \sum_p \epsilon_p \bar{b}_p \bar{b}_p^+. \quad (5.21)$$

Для определения собственных значений оператора (5.21) мы должны были бы воспользоваться правилами коммутации операторов (5.3) и (5.10), однако вычисления показывают, что правила коммутации операторов (5.3) приводят к физически бессмысленным результатам. А между тем, согласно (5.10),

$$\begin{aligned} \bar{a}_p \bar{a}_p^+ + \bar{a}_p^+ \bar{a}_p &= 1, \\ \bar{b}_p \bar{b}_p^+ + \bar{b}_p^+ \bar{b}_p &= 0, \\ \bar{a}_p^+ \bar{a}_p &= N_p^{(+)}, \quad \bar{b}_p^+ \bar{b}_p = N_p^{(-)}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Тогда выражение (5.20) принимает вид:

$$\bar{H} = \sum_p \epsilon_p (\bar{a}_p^+ \bar{a}_p + \bar{b}_p^+ \bar{b}_p - 1), \quad (5.23)$$

и отсюда

$$E = \sum_p \epsilon_p (N_p^{(+)} + N_p^{(-)} - 1). \quad (5.24)$$

И так как по (5.12)

$$\sum_p \epsilon_p = 0,$$

$$\text{то} \quad E = \sum_p \epsilon_p (N_p^{(+)} + N_p^{(-)}), \quad (5.25)$$

где $N_p^{(+)}$ и $N_p^{(-)}$ — соответственно числа частиц и античастиц. Таким образом, полная энергия системы частиц равна сумме энергии всех составляющих частиц и античастиц.

Следует отметить, что в существующей теории поля считается, что $\sum_p \epsilon_p = \infty$ (суммирование по всему бесконечному

числу осцилляторов данного поля; речь, конечно, не идет о фундаментальном поле). Это значит, что теория сталкивается с одной из расхожимостей принципиального характера. И эта трудность устраняется просто — искусственно, путем вычеркивания этой бесконечной суммы. Ясно, что в этом отношении существующая теория поля вряд ли может претендовать на логическую полноту — замкнутость, однако, в то же время, теория дает прекрасные результаты в области квантовой электродинамики.

ГЛАВА II. СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ КАК СЛЕДСТВИЕ ТЕОРИИ ФП

Хотя многие выводы, полученные здесь и связанные со специальной теорией относительности Эйнштейна, хорошо известны, однако для логического изложения теории ФП придется дать почти полное их изложение, тем более, что подход для получения этих выводов и их интерпретация совершенно отличаются от существующих. Кроме того, чрезвычайно важно отметить, что, в отличие от специальной теории относительности, здесь нет симметрии инерциальных систем отсчета. Как известно, это положение является главной особенностью теории относительности. И с этой точки зрения эйнштейновское понятие «относительность» теряет здесь свой подлинный смысл. Этот вопрос более подробно рассматривается в § 14.

§ 6. Уравнения сопряжения ФП с материей

Выдвинутый нами принцип о неразличимости фундаментальных элементов пространства-времени относительно инерциальных систем отсчета оказался таким сильным обобщающим и интегрирующим принципом, что из него, как частное следствие, вытекает однородность и изотропность пространства и времени (если, конечно, нет возмущающих полей), относительность пространства и времени и все положения теории относительности. Из принципа неразличимости фундаментальных элементов 4-мерного пространства следует глобальная симметрия такого пространства. Эта симметрия обуславливает принцип инвариантности Пуанкаре, который в специальной теории относительности Эйнштейна означает инвариантность формы физических законов относительно преобразований Лоренца.

Далее, из глобальной симметрии пространства-времени вытекают все фундаментальные законы сохранения, которые связаны с пространственно-временными координатами.

Из указанных следствий, вытекающих из принципа дискретности пространственного мира и инвариантности его фундаментальных элементов, следует отметить инвариантность и предельность фундаментальной скорости переноса импульсов и энергии в фундаментальном поле и, следовательно, скорость взаимодействия между телами, отделенными друг от друга в пространстве.

Из постоянства этой (фундаментальной) скорости следует, что время t и, следовательно, промежуток времени между событиями, Δt , являются относительными, они являются функциями относительной скорости. В противном случае, если время было бы абсолютным для всех инерциальных систем, то по классическому закону сложения скоростей мы нашли бы, что фундаментальная скорость не постоянна. Значит время и промежуток времени суть функции от скорости, $\Delta t = \Delta t(v)$, и в силу принципа относительности (вытекающего из изотропности пространства-времени)

$$\Delta t = \Delta t(v) = \Delta t(-v).$$

Δt есть функции только от v и ни в коем случае не от координат, так как иначе можно было бы найти привилегированные точки в пространстве, а ввиду однородности пространства это невозможно.

Далее, как мы видели в § 1, при движении тела сопротивление субстанционального поля возникает только в процессе перехода его из одного инерциального состояния в другое (например, при переходе от скорости $v=0$ к скорости $v \neq 0$ или от скорости v к скорости v_1^*). При этом возникшая сила сопротивления может быть определена изменением импульса $p_m = mv$ в единицу времени. Здесь m — масса, которая проявляется в результате сопряжения субстанционального поля с материей. Напомним, что наблюдаемая масса материальных тел является своеобразным проявлением взаимодействия между ними и полем. Как было показано в § 1.1 г и § 3, материя постоянно находится в импульсном сопряжении с ФП. При этом импульс mv частицы всегда сопряжен с импульсом mc

* Более подробно об этом см. гл. IV. § 14.

поля. С изменением mv изменяется mc . То же самое относится к интервалам времени между событиями, совершающимися в мире и в сопряженном с ним поле. Из этих представлений следует, что инерциальные системы отсчета не симметричны (подробнее см. в § 14).

Если бы масса была абсолютной, т. е. независимой от скорости, то приходилось бы считать, что изменение mc (при возникновении силы сопротивления поля) обусловлено только изменением фундаментальной скорости c , а это невозможно ввиду ее фундаментальности (постоянства и предельности). Таким образом, в mc может изменяться только масса m и, следовательно, она не может быть абсолютной, а зависит от скорости движения относительно наблюдателя, $m = m(v)$. И благодаря однородности пространства она не может зависеть от координат. В силу же принципа относительности $m = m(v) \equiv m(-v)$.

И в общем случае по этим принципам любые физические величины, функции от относительной скорости можно представить в виде $f(v) = f(-v)$.

Итак, однородность и изотропность пространственно-временного мира и вытекающий из них принцип относительности приводят к следующим важным соотношениям:

$$m = m(v) = m(-v),$$

$$\Delta t = \Delta t(v) = \Delta t(-v),$$

$$f(v) = f(-v). \quad (6.1)$$

Эти соотношения можно рассматривать как математические выражения однородности и изотропности пространства-времени и, следовательно, принципа относительности. Они выражают однородность потому, что в них отсутствуют координаты пространства. И они выражают изотропность и принцип относительности по той причине, что функции от положительной и отрицательной скорости тождественно равны между собой.

Далее, для определенности и ясности обсуждаемого вопроса нам необходимо установить определенную терминологию. Для этого мы постараемся придерживаться по возможности терминологии, принятой в теории относительности. Соответственно с этим систему отсчета, относительно которой исследуемая материальная точка (и вообще тело) находится в покое, будем называть *собственной системой* от-

счета данной материальной точки. Сообразно с этим, время истечения, которое регистрируется часами, находящимися в покое относительно собственной системы отсчета, и массу данной материальной точки будем называть собственным временем и собственной массой. Их мы будем обозначать через τ и m_0 .

Таким образом, интервал собственного времени Δt между двумя произвольными событиями—это интервал между событиями, происходящими в одной и той же точке пространства.

Масса и время движущейся системы S' , определяемые наблюдателем своими измерительными приборами и часами, находящимися в покое в инерциальной системе отсчета S , относительно которой движется S' , называются *относительной* или *координатной массой* и *относительным* или *координатным временем*. Их мы будем обозначать соответственно через m и t .

В связи с этими определениями во избежание недоразумений необходимо отметить, что показание интервала времени Δt между двумя событиями, совершающимися в инерциальной системе отсчета S' (которая движется относительно S прямолинейно и с постоянной скоростью) на часах, покоящихся в инерциальной системе отсчета S' , является интервалом координатного времени, а не собственное, хотя часы покоятся в S . Это объясняется тем, что наблюдаемый объект движется относительно измерительных приборов с некоторой скоростью. И это, по принципу относительности, равносильно тому, что измерительные приборы (в данном случае часы) удаляются от объекта наблюдения с такой же скоростью. Поэтому этот интервал времени сопряжен с таким же интервалом Δt и эквивалентен $c\Delta t$.

Так вот, как мы видели в § 3, благодаря сопряжению ФП с материей, разница между mc и m_0c для данного тела или данной частицы обусловлены появлением материального импульса mv . Таким образом, вектор импульса mc можно рассматривать как результирующий двух векторов m_0c и mv . Сложение этих векторов запишем так:

$$m_0c + mv = mc. \quad (6.2)$$

На этом же основании можно составить векторное равенство, подобное (6.2), в котором вместо m_0 будет фигурировать собственная масса m'_0 данного движущегося тела.

Для этого мы можем представить, что наблюдатель, связанный с инерциальной системой отсчета S , автоматически, на расстоянии, каким-то образом определяет массу этого тела, находящегося в движущейся относительно S инерциальной системе отсчета S' , с помощью своих приборов и затем приборов, находящихся в S' . В результате таких измерений он соответственно будет находить значения масс m и m'_0 , и на основании приведенных выше рассуждений он приходит к векторному равенству

$$m'_0c + mv = mc. \quad (6.3)$$

Примерно так же обстоит дело с вектором $c\Delta t$. Действительно, пусть в движущейся системе отсчета S' в одной и той же точке пространства происходят два события с некоторым интервалом времени. И пусть наблюдатель, находящийся в инерциальной системе отсчета S (относительно которой движется S'), регистрирует этот интервал времени собственными часами (связанными с S) и часами, связанными (покоящимися) с S' . Соответственно, он найдет два интервала времени: Δt и $\Delta t'$. Поскольку время для материальных систем и субстанционального поля сопряжено, то указанные интервалы времени можно охарактеризовать или определить также пройденным расстоянием потока импульсов фундаментального поля со скоростью c за эти интервалы времени. Так что $\Delta t' \sim c\Delta t'$ и $\Delta t \sim c\Delta t$. Но изменение интервала времени часами наблюдателя (когда интервал определяется расстоянием $c\Delta t$) отличается от значения, измеренного часами в движущейся системе (интервал, который определяется расстоянием $c\Delta t'$) тем, что за время Δt между событиями *система S' проходит, расстояние $v\Delta t$* . Следовательно, вектор $c\Delta t$, подобно вектору mc , можно рассматривать как результирующий двух векторов $c\Delta t'$ и $v\Delta t$. В данном случае эту векторную сумму условно можно записать в виде:

$$c\Delta t' + v\Delta t = c\Delta t. \quad (6.4)$$

Подобный же мысленный эксперимент мы можем произвести, однако, уже с помощью часов, связанных с наблюдателем. Действительно, для этого можно предположить, что указанные два события идеальным образом повторяются в одной и той же точке пространства в S' при ее скорости относительно S , равной нулю и при постоянной скорости $v \neq 0$. Соответственно, измерения интервалов

времени часами наблюдателя покажут Δt и $\Delta t'$, эквивалентные $c\Delta\tau$ и $c\Delta\tau'$. Из данного случая $c\Delta\tau$ является результирующим вектором $c\Delta\tau$ и $v\Delta t$. Следовательно,

$$c\Delta\tau + v\Delta t = c\Delta\tau. \quad (6.5)$$

Относительно уравнений (6.2)—(6.5) следует отметить, что в таком их виде нет никаких данных о том, как должны складываться векторы. Поэтому главная задача заключается в определении закона их векторного сложения, в определении углов между направлениями слагаемых векторов.

Главными условиями выбора этих углов являются условия изотропности поля (следовательно, пространства) и вытекающий из них принцип относительности. Как мы видели, они выражаются соотношениями (6.1).

Из них следует, что выражения (6.2)—(6.5) можно записать также в таком виде:

$$\begin{aligned} mv + m_0 c &= -mv + m_0 c = mc \\ mv + m_0' c &= -mv + m_0' c = mc \end{aligned} \quad (6.6)$$

и

$$\begin{aligned} v\Delta t + c\Delta\tau &= -v\Delta t + c\Delta\tau = c\Delta\tau \\ v\Delta t + c\Delta\tau' &= -v\Delta t + c\Delta\tau' = c\Delta\tau. \end{aligned} \quad (6.7)$$

Или, согласно правилу параллелограмма сложения векторов,

$$\begin{aligned} (mv)^2 + (m_0 c)^2 + 2mv m_0 c \cos \alpha &= \\ (mv)^2 + (m_0 c)^2 - 2mv m_0 c \cos \alpha &= (mc)^2 \end{aligned} \quad (6.8)$$

и

$$\begin{aligned} (v\Delta t)^2 + (c\Delta\tau)^2 + 2v\Delta t c\Delta\tau \cos \beta &= \\ (v\Delta t)^2 + (c\Delta\tau)^2 - 2v\Delta t c\Delta\tau \cos \beta &= (c\Delta\tau)^2, \end{aligned} \quad (6.9)$$

где α и β указанные углы между направлениями векторов. Подобные же равенства получаются для выражений $c m_0'$ и $c\Delta\tau'$. Эти равенства возможны только в том случае, если $\alpha = \beta = 90^\circ, 270^\circ$. Это значит, что

$$\begin{aligned} mv \perp m_0 c \perp m_0' c, \\ v\Delta t \perp c\Delta\tau \perp c\Delta\tau', \end{aligned} \quad (6.10)$$

следовательно,

$$(mv)^2 + (m_0 c)^2 = (mv)^2 + (m_0' c)^2 = (mc)^2, \quad (6.11)$$

$$(v\Delta t)^2 + (c\Delta\tau)^2 = (v\Delta t)^2 + (c\Delta\tau')^2 = (c\Delta\tau)^2. \quad (6.12)$$

Из этих уравнений следует очень важные положения:

$$(m_0 c)^2 \equiv (m_0' c)^2 \quad (6.13)$$

и

$$(c\Delta\tau)^2 \equiv (c\Delta\tau')^2. \quad (6.14)$$

Это означает, что собственная масса и собственный интервал времени инвариантны—одинаковы для всех инерциальных систем отсчета.

Уравнения (6.11) и (6.12) удобно выразить через компоненты скорости импульса в декартовой системе координат и вместо конечных интервалов времени взять бесконечно малые интервалы:

$$m_0^2 c^2 = P_0^2 = m^2 c^2 - (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2), \quad (6.15)$$

$$c^2 d\tau^2 \equiv ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (6.16)$$

Здесь, как мы видели, P_0^2 и ds^2 являются квадратами инвариантного импульса и инвариантного интервала.

Уравнения (6.15) и (6.16) мы называем классическими уравнениями сопряжения. Они выражают форму и закономерность сопряжения массы, импульса и интервала времени между фундаментальным полем и материальными системами.

Эти уравнения являются одними из основных исходных уравнений специальной теории относительности. Как мы увидим в следующих параграфах, из этих уравнений вытекают почти все выводы специальной теории относительности Эйнштейна.

§ 7. Об инвариантности уравнений сопряжения и следствия, вытекающие из них

1. *Некоторые важные обобщения.* Как известно, расстояние между двумя произвольными точками в дифференциальной форме в декартовой системе координат определяется, как

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (7.1)$$

или же радиус-вектор \mathbf{r} из общего начала координат будет равен

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 = r_x^2 + r_y^2 + r_z^2, \quad (7.2)$$

Математически эти формулы могут быть обобщены и для многомерного пространства с ортогональными координатами.

Далее, при преобразовании координат из одной прямоугольной системы в другую, указанный интервал и радиус-вектор не должны изменяться. В таких случаях говорят, что уравнения (7.1) и (7.2) и подобные обобщенные уравнения для многомерных систем координат являются *инвариантными* по отношению к преобразованию координат.

Теперь рассмотрим уравнения (6.15) и (6.16) с этой же точки зрения. Для этой цели их можно записать в следующей форме:

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + p_{x_4}^2 = P_0^{*2}, \quad (7.3)$$

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 + dx_4^2 = ds^{*2}$$

или

$$p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + p_4^2 = P_0^{*2}, \quad (7.4)$$

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 = ds^{*2}.$$

Здесь $P_0^* = -m_0c$, $ds^* = -cd\tau$, $p_{x_4} \equiv p_4 = imc$ и $x_4 = ict$, где $i = \sqrt{-1}$.

Как видно, уравнения (7.4) представляют собой выражения радиуса-вектора импульса и интервала между точками в четырехмерных системах взаимно ортогональных координат.

Мы пришли к так называемому «четырёхмерному миру» Минковского. По терминологии 4-мерного мира Минковского, точка в 4-мерной системе координат (x_1, x_2, x_3, x_4) называется «мировой точкой». Каждая такая точка изображает событие. Пространственно-временной интервал в этом мире, поэтому рассматривается как расстояние между двумя мировыми точками—двумя событиями, а вектор с компонентами x, y, z, x_4 —4-мерный радиус-вектор. И, вообще, любой вектор в этом мире будет «мировым вектором».

Уравнения (7.3) и (7.4), подобно (7.1) и (7.2), должны быть инвариантными по отношению к преобразованию ко-

ординат, они не должны изменяться при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую. Для неподвижных систем отсчета такая инвариантность очевидна, она следует из обобщенных выражений типа (7.1) и (7.2) для многомерных систем координат. Для систем же отсчета, движущихся друг относительно друга прямолинейно и с постоянной скоростью, указанная инвариантность следует из равенства (6.13) и (6.14).

Итак, уравнения (7.3) и (7.4) и, следовательно, (6.15) и (6.16) являются инвариантными по отношению к преобразованию координат из одной инерциальной системы отсчета в любую другую. *Преобразования координат, при которых пространственно-временной интервал и любой радиус-вектор в 4-мерной системе координат остаются неизменными, относятся к преобразованиям Лоренца.*

Из полученных результатов сопряжения субстанционального поля с материей можно сделать еще другое важное обобщение. В инерциальных системах отсчета сопряжение поля с любыми физическими векторными величинами приводит к 4-мерным уравнениям сопряжения, аналогичным уравнениям (7.3) и (7.4). Иначе говоря, это сопряжение должно выражаться 4-мерными уравнениями типа уравнения Пифагора. При этом справедливо также обратное положение. Всякое уравнение, связывающее физические величины между собой, типа уравнения Пифагора в 4-х мерной системе координат, есть уравнение сопряжения.

По поводу уравнений (7.3) и (7.4) следует отметить, что часто нет необходимости пользоваться мнимой координатой времени, $x_4 = ict$, и мнимым компонентом импульса, $p_4 = imc$. Более удобны выражения $x_4 = ct$ и $p_4 = mc$. Тогда уравнения сопряжения принимают первоначальную форму (6.15) и (6.16). Их в компактной форме можно представить в виде:

$$P_0^2 = g_{ik}^{(0)} p^i p^k, \quad (7.5)$$

$$ds^2 = g_{ik}^{(0)} dx^i dx^k; \quad i, k = 1, 2, 3, 4. \quad (7.6)$$

Здесь по двойным индексам ik производится двукратное суммирование. Коэффициенты (метрические коэффициенты или тензор Минковского) в (7.5) и (7.6) будут иметь следующие значения $g_{11}^{(0)} = g_{22}^{(0)} = g_{33}^{(0)} = -1$, $g_{44}^{(0)} = 1$ и $g_{ik}^{(0)} = 0$ при

$i \neq k$. Верхний индекс (0) означает, что они относятся к псевдоэвклидову пространству.

В эвклидовом 4-мерном пространстве система координат $x_1, x_2, x_3, x_4 = ct$ с приведенными значениями метрических коэффициентов, по терминологии Минковского, называется *галилеевой системой координат*, а пространство — *псевдоэвклидовым пространством*.

Далее, кратко отметим, что переход из инерциальных систем отсчета в неинерциальные (с искривленным пространством) связан с переходом 4-мерного эвклидового мира с декартовыми (или галилеевыми) координатами в риманов 4-мерный мир с гауссовыми координатами. При этом уравнения (7.5) и (7.6) обобщаются так, что их форма не изменяется:

$$P_0^2 = g_{ik} p^i p^k, \\ ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (i, k = 1, 2, 3, 4). \quad (7.7)$$

Однако при этом

$$\text{Det} |g_{ik}| \neq 0, \quad g_{ik} = g_{ki}.$$

P_0 и ds по-прежнему инвариантны, а в остальном g_{ik} — произвольные коэффициенты, которые требуется определить для каждого случая задачи с помощью уравнений гравитационно-инерциального поля.

Величины g_{ik} в приведенных уравнениях определяют все свойства геометрии данного пространства; они устанавливают метрику пространства, и поэтому их совокупность в виде g_{ik} называется *метрическим* или *фундаментальным тензором**.

Говоря об искривленности пространства-времени и вообще о римановом пространстве, следует напомнить, что пространство и время по теории ФП не могут существовать сами по себе, независимо от фундаментального поля. Это мы поняли из содержания предыдущих параграфов. Пространство и время, фактически, являются структурными свойствами этого поля. Возникновение анизотропии и неоднородности поля приводит к возникновению его сопротивления движениям тел различной силы по различным направлениям и точкам пространства. Это в

* В параграфе 9 будет показано, что тензоры g_{ik} в обоих уравнениях (7.7) идентичны.

свою очередь приводит к свободному движению тел по направлениям с наименьшим сопротивлением — по «геодезической линии». В поле всегда возникает его сопротивление, если свободное движение тела не происходит по «разрешенной» линии.

Таким образом, указанное сопротивление поля проявляется в искривлении пространства-времени; оно является не первичным фактором, а производным от другого, более фундаментального фактора.

2. *Замедление времени движущихся систем.* Здесь ставится вопрос об определении изменения времени (или масштаба времени) в различных системах отсчета. Для этой цели мы предполагаем, что наблюдатель, находящийся в инерциальной системе отсчета S , определяет ход часов, расположенных в некоторой точке в системе S' , которая движется относительно S прямолинейно и с постоянной скоростью v . Теперь ставится вопрос, если по неподвижным часам (связанным с системой S) бесконечно малый интервал времени между событиями, совершающимися в одной точке в системе S' , есть dt , то какой интервал времени покажут часы, покоящиеся в этой системе S' . Для ответа на этот вопрос мы воспользуемся уравнениями сопряжения (6.16) для двух систем отсчета S и S' :

$$c^2 d\tau^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

и

$$c^2 dt'^2 = c^2 dt'^2 - (dx'^2 + dy'^2 + dz'^2).$$

Поскольку $c^2 d\tau^2 = c^2 dt'^2$, и в указанном интервале времени dt' часы в S' покоятся, т. е. $dx' = dy' = dz' = 0$, то, согласно приведенным уравнениям,

$$c^2 dt'^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) \equiv ds^2.$$

Отсюда

$$dt' = dt \left(1 - \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{c^2 dt^2} \right)^{1/2} \quad (7.8)$$

или

$$dt' = dt \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

где

$$v^2 = \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2}$$

является квадратом скорости движущихся часов.

В конечном промежутке времени $t_2 - t_1 = \Delta t$

$$\Delta t' = \int_{t_1}^{t_2} dt \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (7.9)$$

и при постоянной скорости

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (7.10)$$

Согласно (7.10), если $v \rightarrow c$, то $\Delta t' \rightarrow 0$. Это означает, что в системе отсчета фундаментального поля время остановлено.

Итак, интервал собственного времени (и вообще собственное время истечения) движущегося объекта всегда меньше соответствующего интервала времени в неподвижной системе.

Иначе говоря, часы движущейся системы всегда отстают по сравнению с часами неподвижной системы.

3. Сокращение длины масштаба (Лоренцово сокращение).

Благодаря инвариантности фундаментальной скорости c , теоретически мерой для длины масштаба может служить интервал времени, в течение которого световой сигнал проходит расстояние, равное длине данного масштаба (скажем, длине твердого стержня-метра). Теперь, пусть метр расположен в системе отсчета S' по направлению ее движения относительно системы S , с которой связан наблюдатель. Такой же метр находится у наблюдателя, в системе S . И пусть наблюдатель одновременно определяет длину метра в системе S' и в системе S . В результате этих измерений он, соответственно, будет иметь длины $l = c\Delta t'$ и $l_0 = c\Delta t$. Тогда, согласно соотношению (7.10),

$$c\Delta t' = c\Delta t \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

и

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (7.11)$$

Таким образом, масштаб длины движущейся системы оказывается сокращенным по направлению движения относительно наблюдателя. В перпендикулярном же направлении, когда $v=0$, согласно (7.11), не будет эффекта такого сокращения и $l=l_0$.

4. Зависимость относительной массы от скорости. Соотношение между относительной массой и скоростью ее дви-

жения относительно наблюдателя фактически выражается уравнением сопряжения (6.15), которое можно записать в такой форме:

$$m_0^2 \equiv m^2 \left[1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{m^2} \right) \right].$$

В этом выражении

$$\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{m^2} = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

представляет собой квадрат скорости v^2 . Отсюда следует, что

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (7.12)$$

Таким образом, мы пришли к знаменитой формуле теории относительности. Согласно ей, относительная масса движущегося тела растет с увеличением его скорости v и в пределе, когда $v \rightarrow c$, $m \rightarrow \infty$.

Следует отметить, что в специальной теории относительности формула (7.12) выводится на основании закона сохранения импульсов и релятивистского закона сложения скоростей. Это значит, что из уравнения сопряжения импульсов непосредственно вытекает также закон сохранения импульсов, который должен быть инвариантен относительно преобразованию Лоренца.

В связи с получением формулы (7.12), как в теории относительности, так и здесь, была допущена некоторая «произвольность». Она заключается в том, что из двух корней радикала был взят только положительный корень. Более конкретное объяснение этого вопроса будет дано в следующем пункте. Здесь лишь отметим, что учитывается тот факт, что при малых значениях v/c или при $c \rightarrow \infty$ все формулы теории, в том числе формулы, определяющие интервал времени и массу, должны соответствовать формулам и условиям положениям классической механики. Их справедливость и точность определены человеческим опытом. А в классической механике нет отрицательной массы.

5. Об эквивалентности энергии и массы. Положительная и отрицательная формы энергии. Формула (7.12) непосредственно дает связь между массой тела и его полной энер-

гией. Действительно, разлагая знаменатель правой части (7.12) в ряд по степеням v^2/c^2 , получим

$$m = \frac{1}{c^2} \left(m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 + \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \dots \right). \quad (7.13)$$

При малых значениях v/c выражение в скобках (7.13) будет равно

$$m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2.$$

Как видно, второй член, $\frac{1}{2} m_0 v^2$, представляет собой обычное выражение кинетической энергии. Как известно, в термодинамике и в механике определяются только изменения энергии, полная же энергия считается неопределенной; она включает в себя внутреннюю энергию, как некую произвольную аддитивную постоянную. В связи с этим, если $\frac{1}{2} m_0 v^2$ — кинетическая энергия, то $m_0 c^2$ — аддитивную постоянную — можно рассматривать как внутреннюю энергию тела. Поэтому выражение в скобках (7.13) будет представлять собой полную энергию E при любых дозволённых значениях v/c .

Таким образом, выражение (7.13) мы можем записать в виде

$$E = mc^2 = m_0 c^2 + E_k,$$

где

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} - 1 \right) \quad (7.14)$$

есть кинетическая энергия и $m_0 c^2$ — внутренняя энергия тела.

Выражение (7.14) представляет собой знаменитую формулу Эйнштейна. В § 9 будет дан вывод этой формулы из других соображений.

Итак, энергия материальных систем эквивалентна их массе; все возможные ее изменения эквивалентны изменениям относительной массы. А так как масса материальных систем фактически является показателем проявления импульсов субстанционального поля, то энергия материальных систем есть проявление энергии поля при его сопряжении с материей.

Уравнение сопряжения (7.3), т. е.

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + p_4^2 = -m_0^2 c^2$$

позволяет представить уравнение (7.14) в другой важной форме. Для этого четвертый компонент импульса запишем в виде

$$p_4 = imc = i \frac{E}{c},$$

и тогда

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - \frac{E^2}{c^2} = -m_0^2 c^2,$$

откуда

$$E = c \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m_0^2 c^2} \equiv c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2}. \quad (7.15)$$

Последняя формула представляет собой релятивистское выражение уравнения Гамильтона.

С точки зрения математической корректности формулу (7.15) мы должны были записать в виде двух корней:

$$E = \pm c \sqrt{p^2 + m^2 c^2}, \quad (7.16)$$

однако, как отмечалось, в классической механике нет ни отрицательной массы, ни отрицательной энергии. Несмотря на это, все же математические выражения массы и энергии (7.12) и (7.14) показывают, что теоретически вероятность существования отрицательной энергии и массы должна быть конечной в микромире и в фундаментальном поле. Как мы видели, одно из основных положений теории ФП заключается в том, что каждый фундаментальный элемент ячейки поля (пространства) представляет собой линейный гармонический осциллятор с зеркально-симметричными дискретными уровнями положительной и отрицательной энергии. Однако в макромире переход из одной формы энергии в другую невозможен. Это может быть объяснено тем, что согласно (7.16), переход из положительной области энергии в отрицательную и наоборот может быть только скачкообразным — энергия меняется скачком на величину $\Delta E \geq 2m_0 c^2$. А между тем, по классической механике, при движении тела его энергия может изменяться только непрерывно.

Однако при рассмотрении поведения микрочастиц и осцилляторов субстанционального поля с точки зрения

теории ФП это положение совершенно изменяется; по квантовой механике, которая, как мы видели, вытекает из теории ФП, энергетические переходы в основном совершаются скачкообразно. Поэтому вероятность перехода между уровнями с энергией m_0c^2 и $-m_0c^2$ должна быть отлична от нуля, и поэтому состояние частицы с отрицательной энергией вполне возможно.

Таким образом, в общем случае возможны переходы из энергетического состояния субстанция-субстанция (С—С) в состоянии субстанция-материя (С—М) и наоборот. Переход С—М можно рассматривать как материализацию субстанции. И здесь величину энергии $E = m_0c^2$ или $E = 2m_0c^2$ можно рассматривать как энергию, необходимую для материализации субстанции. Ясно, что при обратном процессе эта энергия должна выделяться. Так действительно происходит в нашем микромире, и это хорошо известно.

§ 8. Преобразования Лоренца

1. Преобразование 4-мерных векторов ds^* и P_0^* . Как отмечалось, любое преобразование координат из одной инерциальной системы отсчета в любую другую инерциальную систему, при котором пространственно-временной интервал (ds^*) между событиями и радиус-вектор (P_0^*) в 4-мерной системе координат остаются неизменными, соответствует преобразованиям Лоренца.

Преобразование может быть произведено либо переносом системы координат параллельно самой себе, либо поворотом вокруг начала координат, либо и тем и другим. Перенос системы координат параллельно самой себе в наших 4-мерных системах координат ничего не дает, кроме изменения начала отсчета времени и переноса начала пространственных координат. Поэтому преобразование должно быть произведено только поворотом координат вокруг начала.

В этом случае, если в трехмерной системе координат для систем отсчета $S(x, y, z)$ и $S'(x', y', z')$ оси z и z' совпадают, поворот на угол φ производится в плоскости xu , и уравнения преобразования могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned}x &= x' \cos \varphi - y' \sin \varphi, \\y &= x' \sin \varphi + y' \cos \varphi, \\z &= z' .\end{aligned}$$

В случае же четырехмерных систем координат и, в частности, для четырехмерных векторов (7.3) и (7.4) с системой координат $(x, y, z), (x', y', z')$ и $(p_x, p_y, p_z), (p_0, p_y, p_z')$ (соответственно для систем отсчета S и S'), поворот можно произвести в плоскостях (x, x_4) и (p_x, p_{x4}) с уравнениями преобразования

$$\begin{aligned}x &= x' \cos \varphi - x_4' \sin \varphi, \\x_4 &= x' \sin \varphi + x_4' \cos \varphi, \\y &= y', \quad z = z'\end{aligned} \quad (8.1)$$

$$\begin{aligned}p_x &= p_x' \cos \varphi - p_{x4}' \sin \varphi, \\p_{x4} &= p_x' \sin \varphi + p_{x4}' \cos \varphi, \\p_y &= p_y', \quad p_z = p_z' .\end{aligned} \quad (8.2)$$

Процедура решения уравнений (8.1) и (8.2) совершенно одинакова. Поэтому, достаточно рассмотреть одну из систем этих уравнений, например, (8.1).

Здесь первая задача заключается в определении угла поворота φ . Учитывая, что величина φ не будет зависеть от различных значений x' , мы можем в качестве частного случая взять $x' = 0$. Тогда уравнения (8.1) принимают вид:

$$\begin{aligned}x &= -x_4' \sin \varphi \\x_4 &= x_4' \cos \varphi, \quad y = y', \quad z = z',\end{aligned}$$

откуда

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{x}{x_4}.$$

А так как, согласно (7.3), $x_4 = ict$ и $x/t = v$ — скорость системы отсчета S' относительно S (когда при $x=0, t=0$), то

$$\operatorname{tg} \varphi = iv/c. \quad (8.3)$$

Из тригонометрических формул

$$\sin \varphi = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} \quad \text{и} \quad \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}}$$

следует, что

$$\sin \varphi = \frac{iv/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad \cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

Подстановка этих выражений в систему уравнений (8.1) (с учетом, что $x_4 = ict$) приводит к хорошо известным уравнениям преобразований Лоренца:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad t = \frac{t' + v/c^2 \cdot x'}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

$$y = y', \quad z = z'. \quad (8.4)$$

Решая относительно x' , y' , z' и t' , получим

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad t' = \frac{t - v/c^2 \cdot x}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

$$y' = y, \quad z' = z. \quad (8.5)$$

Приведенные уравнения преобразований Лоренца занимают в теории относительности фундаментальное положение.

Подобным же образом из уравнений (8.2) получаются другие весьма важные уравнения преобразований импульсов и массы:

$$p_x = \frac{p'_x + m'v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad m = \frac{m' + v/c^2 \cdot p'_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (8.6)$$

$$p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z$$

$$p'_x = \frac{p_x - mv}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad m' = \frac{m - v/c^2 \cdot p_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (8.7)$$

$$p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z.$$

Во избежание недоразумений следует отметить, что в уравнениях (8.4) и (8.5) v есть постоянная скорость движения системы отсчета S' относительно системы S , поэтому x (или x'), пространственную координату события в S (или S'), нельзя поправлять к vt . Точно так же в уравнениях

(8.6) и (8.7) нельзя отождествлять p_x (или p'_x) с mv . Если все точки материальной системы покоятся относительно S' , то $p_x = 0$.

Из уравнений (8.6) или (8.7) мы можем получить другую интересную систему уравнений, если вместо масс m и m' ввести соответствующую энергию $mc^2 = E$ и $m'c^2 = E'$:

$$p_x = \frac{p'_x + v/c^2 \cdot E'}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad E = \frac{E' + v p'_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}; \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z \quad (8.8)$$

Согласно этим уравнениям, в пространственно-временном мире не только масса и импульс, но и энергия и импульс являются компонентами одного 4-мерного вектора.

2. *Некоторые следствия, вытекающие из преобразований Лоренца.* Из (8.4)—(8.8) следует соотношения для интервалов времени между событиями в различных инерциальных системах отсчета, относительности одновременности событий и изменения масштаба длины в различных системах отсчета, зависимость относительной массы и кинетической энергии от скорости и закон сложения скоростей. С некоторыми из этих следствий мы уже познакомились в предыдущем параграфе. Они были получены на основании уравнений сопряжения. Здесь же, исходя из уравнений Лоренца, кратко покажем, как получаются указанные соотношения:

а) замедление времени определяется связью между интервалами времени $t_2 - t_1$ и $t'_2 - t'_1$ в инерциальных системах отсчета S и S' , движущихся друг относительно друга со скоростью v . Такую связь на основании уравнения (8.4) можно представить в виде:

$$t_2 - t_1 = \frac{t'_2 - t'_1}{\sqrt{1-v^2/c^2}},$$

откуда

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1-v^2/c^2}; \quad (8.9)$$

б) относительность одновременности, в частности, означает, что два события, происходящие одновременно в двух произвольных точках $(x_1, 0, 0)$ и $(x_2, 0, 0)$ в инерциальной системе S' ($t'_2 - t'_1 = 0$) не будут

одновременными для наблюдателя, находящегося в покоящейся системе отсчета S. Это следует из уравнений (8.4). Согласно второму из них,

$$t_2 - t_1 = \frac{v/c^2 (x'_2 - x'_1)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (8.10)$$

Это уравнение означает, что интервал времени $t_2 - t_1$, определяемый часами наблюдателя, связанного с системой S, отличается от нуля и он зависит от расстояния между событиями, $x'_1 - x'_2$, и скорости v , хотя $t'_2 - t'_1 = 0$;

в) сокращение масштаба длины вытекает из первого уравнения (8.4). Действительно, связь между $l_0 = x_2 - x_1$ и $l = x'_2 - x'_1$, соответственно, в системах отсчета S и S' (по направлению движения S' относительно S) будет определяться, как

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}; \quad (8.11)$$

г) зависимости величин импульса, массы и энергии данного тела от скорости его движения относительно наблюдателя, покоящегося в инерциальной системе отсчета S, получаются из уравнений (8.6)–(8.8) при условии, если указанное тело покоится в системе отсчета S'. При таких условиях в этих уравнениях $p'_x = 0$ и, отсюда, согласно инвариантности уравнений сопряжения (6.15), $m_0 = m'_0 = m'$ и, следовательно,

$$p_x \equiv m\mathbf{v} = \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{и} \quad E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad (8.12)$$

д) закон сложения скоростей. Рассмотрим опять системы отсчета S и S', движущиеся друг относительно друга вдоль оси x со скоростью v , и пусть относительно S' по направлению x' (совпадающему с направлением x) движется частица M со скоростью $\mathbf{v}' = dx'/dt'$. Задача заключается в том, чтобы найти скорость \mathbf{u} движения частицы M относительно системы отсчета S. Закон такого сложения скоростей может быть получен из уравнений (8.6). Действительно, подставляя в эти уравнения значения импульсов $p_x = p = m\mathbf{u}$, $p'_x = p' = m'\mathbf{v}'$, получим

$$m\mathbf{u} = \frac{m'(\mathbf{v} + \mathbf{v}')}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{и} \quad m = \frac{m'(1 + \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}/c^2)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Подстановка второго из этих уравнений в первое приводит к закону сложения скоростей:

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{v} + \mathbf{v}'}{1 + \mathbf{v}' \cdot \mathbf{v}/c^2}. \quad (8.13)$$

Как видно из этого закона, предельная скорость не может превышать фундаментальной скорости;

е) изотропность импульсов, действующих на материальное тело в инерциальных системах отсчета. Если в уравнениях (8.6) и (8.7) импульс $p'_x = m'\mathbf{v}'$ является импульсом субстанционального поля, действующим на движущееся тело с массой m' , т. е.

$$p_x = \frac{m'c + m'\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad m = \frac{m' + \mathbf{v}/c^2 \cdot m'c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad m' = \frac{m - \mathbf{v}/c^2 \cdot p_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}; \quad (8.14)$$

то, согласно этим уравнениям, импульс субстанционального поля относительно покоящегося наблюдателя во всех пространственных направлениях будет равен $p_x \equiv p = mc$. Во всех направлениях, потому что в качестве координатной оси x мы можем выбрать любое направление.

Таким образом, в любой инерциальной системе отсчета импульсы фундаментального поля, действующие на материальное тело, являются изотропными; тело, находящееся в состоянии относительного покоя или относительного инерциального движения во всех направлениях, испытывает одинаковое давление поля-пространства. Иначе говоря, в таких условиях движущееся тело не испытывает сопротивления поля-пространства. Оно появляется только в том случае, если изотропность и однородность поля нарушаются, в частности, в случае неинерциального движения тела.

§ 9. Обобщенные уравнения сопряжения

1. Обобщенные уравнения сопряжения как внутренние произведения 4-мерных векторов. Как мы видели, уравнение сопряжения для импульсов в евклидовом пространстве, согласно (7.3), представляется в виде

$$P_0^2 = \sum_{i=1}^4 p_i p_i = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + p_4^2.$$

Аналогично этому, уравнение сопряжения для любого 4-мерного радиуса-вектора A_0^* можно получить и представить в следующей форме:

$$A_0^{*2} = \sum_{i=1}^4 A_i A_i \text{ — инвариант.} \quad (9.1)$$

В неевклидовом же пространстве такое скалярное произведение мы должны представить в виде внутреннего произведения ковариантного вектора A_i и контравариантного вектора A^i :

$$A_0^{*2} = A_i A^i \equiv \sum_{i=1}^4 A_i A^i \text{ — инвариант.} \quad (9.2)$$

Здесь и дальше, как обычно, опускается знак суммы, и дважды входящие буквенные индексы (верхний и нижний) подразумевают суммирование.

В частности, для импульсов

$$P_0^{*2} = p_i \cdot p^i \text{ — инвариант.}$$

На основании правила опускания и поднятия индексов посредством метрического тензора g_{ik} , приведенные выражения внутреннего произведения векторов можно представить как

$$A_0^2 = A_i A^i = g_{ik} A^k A^i \text{ — инвариант.} \quad (9.3)$$

Здесь, как было отмечено, по двойным индексам ik производится двукратное суммирование.

Для уравнений сопряжения 4-мерного импульса и пространственно-временного интервала должно быть:

$$P_0^2 = g_{ik} p^i p^k \quad (9.4)$$

и

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k. \quad (9.5)$$

Из этих положений вытекает очень важное следствие фундаментального характера. В теории относительности Эйнштейна тензору g_{ik} приписывают только метрическую

сущность пространственно-временного мира, и это непосредственно следует из уравнения пространственно-временного интервала (9.5). Согласно этой формуле, g_{ik} характеризует искривление пространства и времени. Поэтому его называют *метрикой* или *метрическим тензором*. Из этого положения также следует геометризация гравитационного поля; g_{ik} рассматривается в качестве потенциалов этого поля.

Однако, согласно формуле (9.4), тензор g_{ik} одновременно характеризует *неоднородность*—«искривление» импульсных потоков субстанционального поля. Это означает, что искривление пространственно-временного мира эквивалентно появлению неоднородности, а также неизотропности импульсных потоков поля, сопряженных с материей. Однако по теории ФП, геометрический фактор носит индикаторный характер, иначе говоря, он является производной более фундаментального фактора, неоднородности и неизотропности поля.

Таким образом, приписать тензору g_{ik} только метрическую сущность фактически означает сузить его значение—лишить его главной сущности и тем самым закрыть путь для понимания физического смысла явлений гравитации и инерции, хотя формально геометрический фактор позволяет количественно описать гравитацию.

С этой точки зрения будет правильным называть g_{ik} *фундаментальным тензором*, а не метрическим. Впредь, если мы будем употреблять такие привычные термины, как «метрический тензор» и «метрика», то мы их будем понимать в смысле *фундаментального тензора*, тензора нарушения однородности и изотропности субстанционального поля со своими импульсами.

2. *Уравнение сопряжения волновых векторов в условиях выполнения геометрической оптики.* Как известно, в каждом небольшом участке пространства направление распространения волн перпендикулярно плоскости фронта поля. В пределе, когда длина волны стремится к нулю, распространение волн должно подчиняться законам геометрической оптики. Эти волны можно считать плоскими, т. е. они будут зависеть только от одной координаты и от времени. Формула, описывающая такие гармонические волны, будет подобна (3.8).

Как мы видели в § 3, такие волны, образованные в результате движения материальной частицы и сопряженного

с ней субстанционального поля соответственно можно представить в виде:

$$\psi_c = \psi_0 \exp [i (\mathbf{k}_m \mathbf{r} - \omega t)] \quad (9.6)$$

и

$$\psi_m = \psi_0 \exp [i (\mathbf{k}_c \mathbf{r} - \omega t)],$$

где

$$\mathbf{k}_m = \frac{\omega(\mathbf{v})}{\mathbf{v}_\varphi} \mathbf{n}_0 \text{ и } \mathbf{k}_c = \frac{\omega(\mathbf{v})}{c} \mathbf{n}_0 \quad (9.7)$$

представляют собой волновые векторы для волн, образованных движением материальной частицы и сопряжением с ней поля. $\mathbf{v}_\varphi = c^2/\mathbf{v}$ является фазовой скоростью и \mathbf{v} — скоростью движения материальной частицы относительно наблюдателя.

Сопряжение волнового субстанционального поля с материей непосредственно связано с волновыми векторами \mathbf{k}_m и \mathbf{k}_c . Для получения уравнения такого сопряжения мы будем исходить из тех положений, на основании которых были выведены уравнения сопряжения для импульсов и для пространственно-временного интервала (см. § 6), хотя мы могли бы непосредственно исходить из обобщенного уравнения сопряжения векторов (8.1).

В силу однородности фундаментального поля волновой вектор не может зависеть от координат, в противном случае можно было считать, что в поле существуют привелегированные точки. Следовательно, волновой вектор может зависеть только от относительной скорости \mathbf{v} данной материальной частицы: $\mathbf{k}_m = f(\mathbf{v})$ и $\mathbf{k}_c = \varphi(\mathbf{v})$. Вследствие же изотропности поля

$$\mathbf{k}_m = f(\mathbf{v}) = f(-\mathbf{v}), \quad \mathbf{k}_c = \varphi(\mathbf{v}) = \varphi(-\mathbf{v}) \quad (9.8)$$

и, следовательно,

$$\mathbf{k}_m = \frac{\omega(\mathbf{v})}{\mathbf{v}_\varphi} \mathbf{n}^0 = -\frac{\omega(\mathbf{v})}{\mathbf{v}_\varphi} \mathbf{n}^0, \quad \mathbf{k}_c = \frac{\omega(\mathbf{v})}{c} \mathbf{n}^0 = -\frac{\omega(\mathbf{v})}{c} \mathbf{n}^0.$$

Далее, когда скорость \mathbf{v} материальной частицы равна нулю, то

$$\mathbf{k}_m(\mathbf{v} = 0) = 0$$

и

$$\mathbf{k}_0(\mathbf{v} = 0) = \frac{\omega_0}{c} \mathbf{n}^0. \quad (9.9)$$

Здесь \mathbf{k}_0 и ω_0 (или $\nu_0 = \omega_0/2\pi$) будут собственным волновым вектором и собственной частотой. Как видно из (9.9), при $\mathbf{v} \rightarrow 0$, $\mathbf{k}_c \rightarrow \mathbf{k}_0$; как только материальная частица приобретает скорость \mathbf{v} и, следовательно возникает волновой вектор \mathbf{k}_m , собственный волновой вектор \mathbf{k}_0 сопряженной с ней субстанциональной волны превращается в \mathbf{k}_c . Это означает, что волновой вектор \mathbf{k}_c является результирующим двух векторов \mathbf{k}_m и \mathbf{k}_0 т. е.

$$\mathbf{k}_c = \mathbf{k}_m + \mathbf{k}_0$$

или, согласно правилу параллелограмма сложения векторов,

$$k_c^2 = k_m^2 + k_0^2 + 2 \mathbf{k}_m \mathbf{k}_0 \cos \alpha = k_m^2 + k_0^2 - 2 \mathbf{k}_m \mathbf{k}_c \mathbf{n}_0 \mathbf{n}_0 \cos \alpha,$$

где α — угол между направлением векторов \mathbf{k}_m и \mathbf{k}_0 . Согласно (9.8), $\mathbf{n}^0 \mathbf{n}^0 \cos \alpha = -\mathbf{n}^0 \mathbf{n}^0 \cos \alpha$, это значит, что $\alpha = 90^\circ, 270^\circ$ и, следовательно,

$$k_m^2 + k_0^2 = k_c^2$$

или

$$-k_0^2 = k_m^2 - k_c^2. \quad (9.10)$$

Выражение (9.10) можно рассматривать как одно из выражений сопряжения волнового поля с материей. Его можно записать в другой, более общей форме, если произвести следующие подстановки:

$$\mathbf{k}_{m,x} = \mathbf{k}_1, \quad \mathbf{k}_{m,y} = \mathbf{k}_2, \quad \mathbf{k}_{m,z} = \mathbf{k}_3 \text{ и } i \mathbf{k}_c = \mathbf{k}_4, \quad (9.11)$$

где k_{mx} , k_{my} и k_{mz} — компоненты вектора \mathbf{k} по осям координат x , y , z и $i = \sqrt{-1}$. В результате мы будем иметь

$$k_0^{*2} \equiv -k_0^2 = \sum_{i=1}^4 k_i^2. \quad (9.12)$$

Это уравнение представляет собой радиус-вектор волнового вектора в 4-мерной системе ортогональных координат (k_1, k_2, k_3, k_4). Подобные уравнения, как было показано, должны быть инвариантными по отношению к лоренцову пре-

образованию координат. Величина $k_0 = \frac{\omega_0 n^0}{c}$, подобно собственной массе m_0 , не должна изменяться при переходе из одной инерциальной системы отсчета в другую.

Уравнение (9.8) позволяет найти очень важные соотношения. Если в него вместо k_m и k_0 подставить соответствующие выражения из (9.7), то получится:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (9.13)$$

Как видно, зависимость ω от v совершенно аналогична зависимости массы m и энергии E от скорости v :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{E_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}.$$

Это значит, что частота ω , масса m и энергия E действительно взаимно эквивалентны:

$$\frac{m}{m_0} = \frac{E}{E_0} = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

И так как

$$E = \hbar \omega = mc^2,$$

то

$$\frac{m}{\omega} = \frac{m_0}{\omega_0} = \frac{\hbar}{c^2}. \quad (9.14)$$

Отсюда, во-первых, видно, что постоянная Планка \hbar является инвариантной, как отношение инвариантов (m_0 и ω_0) и, во-вторых, она представляет собой переводной коэффициент от массовой характеристики материи m к волновой ее характеристике ω .

И, как мы видели в § 2, постоянная Планка, будучи пропорциональной фундаментальному объему пространства Λ_0^3 , является переводным коэффициентом от уравнения корпускулярного описания микрочастиц к волновым уравнениям, от классической и релятивистской механики к квантовой механике.

3. *Аналогия между уравнениями импульсного и волнового сопряжения.* Как мы видели, субстанциональное поле (ФП) одновременно проявляет себя, как корпускуляр-

ное, так и волновое поле. Для наглядного представления аналогии волнового и импульсного сопряжения поля с материей рассмотрим различные формы уравнения сопряжения импульсов (7.3) и волновых векторов (9.12). Сходство этих уравнений совершенно очевидно. Но характерно также то, что это сходство в еще большей степени и явно проявляется и при различных формах их представления. Эти формы указанных уравнений сопряжения представляют огромный интерес для релятивистской механики и квантовой механики.

Одной из форм уравнения сопряжения импульсов (7.3) является релятивистское выражение функции Гамильтона. Как было показано в § 7, ее можно получить, из уравнения (7.3), если произвести в нем следующие подстановки:

$$p_4 = imc \text{ и } mc^2 = E \equiv H,$$

где $E \equiv H$ — полная энергия. В результате мы будем иметь

$$H \equiv E = c \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m_0^2 c^2}. \quad (9.15)$$

Аналогичное же выражение получается для уравнения сопряжения (9.12), если в него подставить значения энергии, выраженной через частоту

$$E = \hbar \omega,$$

и значения волнового вектора

$$k_4 = i \frac{\omega}{c} n^0 = i \frac{E}{c\hbar} n^0.$$

Тогда

$$E = \hbar c \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2}} \quad (9.16)$$

Как видно, и в данном случае уравнения сопряжения (9.15) и (9.16) совершенно аналогичны. Преобразование от одной формы уравнений (9.15) в другую форму (9.16) производится посредством коэффициента \hbar — постоянной Планка.

Глубокая и интересная аналогия между уравнениями сопряжения импульсного (фактически корпускулярного) и волнового поля с материей и, следовательно, другие уравнения релятивистской механики могут быть получены далее, если рассмотреть уравнения (7.3) и (9.12), выраженные через действие S (о действии см. § 15).

По известным положениям механики из действия S можно получить обобщенный импульс и его компоненты p_i :

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i},$$

где q_i —обобщенные координаты. В 4-мерной системе координат (x, y, z, x_4)

$$p_x = \frac{\partial S}{\partial x}, \quad p_y = \frac{\partial S}{\partial y}, \quad p_z = \frac{\partial S}{\partial z}, \quad p_4 = \frac{\partial S}{\partial x_4}$$

и

$$x_4 = ict \text{ и } dx_4 = icdt.$$

Подстановка последнего выражения в уравнение (7.3) приводит к известному уравнению Гамильтона—Якоби в релятивистской механике:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 + m_0^2 c^2 = 0. \quad (9.17)$$

Уравнение, описывающее плоские волны, распространение которых подчиняется законам геометрической оптики, как мы видели, можно выразить через экспоненциальную функцию (9.6).

В этой функции выражение

$$k\mathbf{r} - \omega t = \varphi \text{ или, вообще, } k\mathbf{r} - \omega t + \varphi_0 = \varphi \quad (9.18)$$

представляет собой фазовую функцию, которая в геометрической оптике называется *эйконалом*. Для оценки величины φ напомним, что на протяжении длины волны λ фазовая функция φ меняется на 2π . И так как по условиям выполнения геометрической оптики $\lambda \rightarrow 0$, то φ должна быть очень большой величиной. В малых участках пространства и времени ее можно разложить в ряд и использовать с точностью до членов первого порядка:

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi_0 + \mathbf{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} + t \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (9.19)$$

Сопоставляя ее с выражением (9.18), находим, что

$$\mathbf{k} = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{r}} = \text{grad } \varphi \text{ и } \omega = -\frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (9.20)$$

В 4-мерной системе координат

$$k_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad k_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad k_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \text{ и}$$

$$k_4 = \frac{\partial \varphi}{\partial x_4} = \frac{i}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (9.21)$$

Подстановка выражений (9.21) в уравнение сопряжения (9.12) приводит к уравнению

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2} = 0, \quad (9.22)$$

которое совершенно аналогично уравнениям Гамильтона—Якоби (9.17). Для частиц с нулевой массой и частотой покоя уравнения (9.17) и (9.22) принимают следующий вид:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 = 0$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 = 0. \quad (9.23)$$

Последнее из этих уравнений называется *уравнением эйконала*.

Уравнения (9.23) являются идентичными по форме, их решения должны привести к одинаковым результатам. Они являются основными уравнениями геометрической оптики. Любое из этих двух уравнений представляет собой уравнение распространения фронта волны с фундаментальной скоростью.

Что касается исходных уравнений (9.17) и (9.22), то они могут привести к одинаковым результатам, если в (9.22) ввести коэффициент \hbar . Это непосредственно вытекает из уравнения (9.15) и (9.16), согласно которым

$$\hbar \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 + \frac{\omega_0^2}{c^2}} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m_0^2 c^2}, \quad (9.24)$$

откуда

$$\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p}, \quad \hbar \frac{\omega_0}{c} = m_0 c, \quad (9.25)$$

Как видно, первое из этих соотношений является уравнением де Бройля, а второе—уравнением Эйнштейна.

Подставляя второе соотношение (9.25) в (9.22), получим

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} = 0. \quad (9.26)$$

Эти уравнения распространения фронта волн могут быть получены непосредственно из волнового уравнения.

В следующей главе будут показаны способы получения релятивистских волновых уравнений для волн, которые не подчиняются геометрической оптике, уравнений релятивистской квантовой механики.

4. *Лоренцевы преобразования волновых векторов. Эффект Доплера.* Как отмечалось, уравнение сопряжения волновых векторов (9.12) является инвариантным. А любое преобразование координат из одной инерциальной системы отсчета в другую, при котором радиус-вектор в 4-мерной системе координат (в данном случае $k_0 = k_0^*$) остается неизменным, соответствует преобразованию Лоренца.

В § 8 мы видели, что такое преобразование можно произвести посредством поворота координат вокруг начала. Для системы координат (k_x, k_y, k_z, k_4) в уравнении (9.12) такой поворот можно произвести в плоскости k_x, k_4 , при этом в качестве направления радиуса-вектора можно выбрать направление оси x . Тогда, если преобразование производится из инерциальной системы отсчета $S(k_x, k_y, k_z, k_4)$ в инерциальную систему отсчета $S'(k'_x, k'_y, k'_z, k'_4)$, движущуюся относительно S со скоростью v , то при отмеченных условиях уравнения преобразования можно представить в следующей форме:

$$\begin{aligned} k_x &= k'_x \cos \varphi - k'_4 \sin \varphi, \\ k_4 &= k'_x \sin \varphi + k'_4 \cos \varphi, \\ k_y &= k'_y, \quad k_z = k'_z. \end{aligned} \quad (9.27)$$

Способ решения уравнений (9.27) совершенно аналогичен решению (9.1). В результате получаются следующие выражения:

$$k_x = \frac{k'_x - i \frac{v}{c} k'_4}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad k_4 = \frac{k'_4 + i \frac{v}{c} k'_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (9.28)$$

В этих выражениях мы рассмотрим такой частный случай, когда из систем отсчета S и S' лучи распространяются только с фундаментальной скоростью. При этом очевидно, что поле сопрягается с материальными частицами с нулевой массой покоя. В этом случае компоненты волновых векторов определяются как

$$k_x = \frac{\omega}{c}, \quad k_4 = i \frac{\omega}{c} \text{ и т. д.} \quad (9.29)$$

Подставляя эти значения (9.29) в (9.28), получим

$$\omega = \frac{\omega' + vk'_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (9.30)$$

Если угол α между волновым вектором k'_x и направлением относительно движения системы отсчета S' (движущегося источника излучения) отличен от нуля, то

$$k'_x = k' \cos \alpha = \frac{\omega'}{c} \cos \alpha$$

и тогда, согласно (9.30),

$$\omega = \omega' \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \alpha}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (9.31)$$

или через линейную частоту

$$v = v' \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \alpha}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad (9.32)$$

и

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = v \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \dots \right).$$

Формулы (9.32) являются релятивистскими выражениями эффекта Доплера. Для малых значений v/c уравнение (9.32) переходит в обычную формулу

$$v' = v \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right) \quad (9.33)$$

классического эффекта Доплера.

ГЛАВА III. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ВОЛНОВЫЕ УРАВНЕНИЯ КАК СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИИ ФП

§ 10. Релятивистские инвариантные волновые уравнения

1. Волновые уравнения для частиц с нулевым спином или без учета спина. Приведенные в § 4 волновые уравнения могут быть обобщены на случай, когда скорость движения микрочастицы сравнима с фундаментальной скоростью c . Для этой цели мы опять будем исходить из содержания § 6, из уравнения сопряжения импульсов;

$$\sum_{k=1}^4 p_k^2 + m_0^2 c^2 = 0, \quad (10.1)$$

где $p_4 = i\pi c = i \frac{E}{c}$ или же из релятивистского уравнения Гамильтона-Якоби

$$\sum_{k=1}^4 \left(\frac{\partial S}{\partial x_k} \right)^2 + m_0^2 c^2 = 0, \quad (10.2)$$

где $x_4 = ict$, $E = \frac{\partial S}{\partial t}$. Уравнение (10.2), как было показано в § 9, является другой формой уравнения сопряжения.

Для преобразования этих уравнений в релятивистские волновые уравнения достаточно подставить в них операторы импульсов (или градиента S) и энергии, (4.15) и (4.16)*:

$$\begin{aligned} \hat{p}_i &= -i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, 3), \\ \hat{p}_4 &= i \frac{\hat{E}}{c} = -\frac{\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \end{aligned} \quad (10.3)$$

которые действуют на волновую функцию ψ . Тогда мы получим волновое уравнение в общем виде

* Как мы видели в § 4, операторы (10.3) и уравнение Шредингера непосредственно вытекают из теории фундаментального поля.

$$\left[\sum_{k=1}^4 \hat{p}_k^2 + m_0^2 c^2 \right] \psi = 0, \quad (10.4)$$

которое по форме совершенно аналогично исходным уравнениям (10.1) и (10.2). Это уравнение по существу можно рассматривать как уравнение сопряжения импульсных операторов—волновое уравнение сопряжения субстанционального поля с материей.

И в данном случае это уравнение, как 4-мерное выражение теоремы Пифагора, обладает свойством инвариантности относительно преобразований Лоренца. Иначе говоря, оно инвариантно относительно любой инерциальной системы отсчета.

Далее, подставляя значения операторов из (10.3) в (10.4), окончательно получим конкретное выражение волнового уравнения:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0. \quad (10.5)$$

Как видно, оно представляет собой известное уравнение Клейна-Гордона-Фока.

Другими более важными релятивистскими уравнениями являются уравнения Дирака, которые мы рассмотрим в следующем пункте.

2. Общерелятивистские спинорные инвариантные волновые уравнения, полученные на основе обобщенного уравнения сопряжения. Для частиц с электрическим зарядом, находящихся с электромагнитном поле, операторы \hat{p}_k необходимо заменить обобщенными операторами:

$$\begin{aligned} \hat{P}_i &= \hat{p}_i + \frac{e_0}{c} A_i = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_i} + \frac{e_0}{c} A_i, \quad (i = 1, 2, 3), \\ \hat{P}_4 &= i \left(\frac{\hat{E}}{c} + \frac{e_0}{c} \varphi \right) = -\frac{\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t} + i \frac{e_0}{c} \varphi, \end{aligned} \quad (10.6)$$

где A_i —три компонента векторного потенциала электромагнитного поля и φ —электростатический потенциал, e_0 —элементарный электрический заряд (заряд электрона) и c —фундаментальная скорость. Как известно, компоненты векторов напряженностей электрического и магнитного полей связаны с компонентами векторного потенциала через следующие соотношения:

$$E_i = - \left(\frac{1}{c} \frac{\partial A_i}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right), \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$H_1 = \frac{\partial A_3}{\partial x_2} - \frac{\partial A_2}{\partial x_3}, \quad H_2 = \frac{\partial A_1}{\partial x_3} - \frac{\partial A_3}{\partial x_1},$$

$$H_3 = \frac{\partial A_2}{\partial x_1} - \frac{\partial A_1}{\partial x_2}. \quad (10.7)$$

Исходя из обобщенных импульсных операторов (10.6), волновое уравнение сопряжения в электромагнитном поле будет представлено в форме

$$\left[\sum_{k=1}^4 \hat{P}_k^2 + m_0^2 c^2 \right] \psi = 0. \quad (10.8)$$

Как мы видели в § 9, наиболее обобщенными выражениями сопряжения импульсов и вообще радиус-векторов являются соотношения:

$$P_0^* = g_{kl} p^k p^l,$$

$$A_2^{*2} = g_{kl} A^k A^l \quad (k, l = 1, 2, 3, 4). \quad (10.9)$$

Здесь g_{kl} — фундаментальный тензор и A^k — 4-мерный радиус-вектор. В зависимости от того, какие значения в реальных условиях принимают компоненты тензора g_{ik} , уравнения (10.9) могут удовлетворять и однородному и неоднородному полю, пространству-времени, а также электромагнитному полю. В частности, для псевдоевклидова пространства уравнения (10.9) справедливы, если $g_{kl} \equiv g_{kl}^{(0)} = (-1, -1, -1, 1)$, а для риманова пространства-времени (для гравитационного поля), как было отмечено,

$$g_{kl} = g_{lk}, \quad \text{Det } |g_{kl}| \neq 0, \quad (k, l = 1, 2, 3, 4).$$

Так как дискретное псевдоевклидово пространство однородно и изотропно, то $g_{ik} \equiv g_{ik}^{(0)}$ не будет зависеть от координат и времени. Однако, как показано в § 1.3, в дискретном пространстве-времени, каждый его фундаментальный элемент, внутри которого нет поступательного движения, обладает внутренней симметрией; внутренняя симметрия материальных частиц (обычно принимаемая, как математическое понятие) фактически есть симметрия самих фундаментальных элементов дискретного пространства-времени, которая про-

является в результате взаимодействия (сопряжения) материи с полем. Внутреннее состояние материи-поля всегда должно характеризоваться спинорным состоянием и может определяться спинорным полем. Это объясняется тем, что внутренняя симметрия материи всегда выражается спинорными величинами. В таком спинорном состоянии материи-поля фундаментальный тензор $g_{ik}^{(0)}$ проявляет себя некоторой другой величиной $G_{kl} = G_k G_l$, которая будет определена дальше.

Тогда обобщенное на основе внутренней симметрии уравнение сопряжения импульсов в операторной форме для частиц со спином (иначе говоря, для частиц, которые способны взаимодействовать — сопрягаться с внутренним-спинорным полем), можно представить в виде

$$(G_k G_l \bar{P}^k \bar{P}^l + m_0^2 c^2) \Psi = 0, \quad (k, l = 1, 2, 3, 4), \quad (10.10)$$

где компоненты операторов \bar{P}^k определяются соотношениями (10.6). Такая форма уравнения сопряжения материи со спиновым полем оправдывается тем, что совокупность компонентов тензора второго ранга g_{kl} преобразуется как произведение компонентов векторов, хотя ее не обязательно сводить к такому произведению. Поэтому G_k и G_l мы просто будем называть операторами или операторными коэффициентами.

Особенность уравнения (10.10) в дискретном псевдоевклидовом пространстве состоит в том, что оно должно также удовлетворять уравнению (10.8). Однако это возможно в том случае, если

$$G_k G_l + G_l G_k = 0 \quad (k \neq l) \quad \text{и} \quad G_k^2 = 1, \quad (k, l = 1, \dots, 4) \quad (10.11)$$

или более точно:

$$G_\mu G_\nu + G_\nu G_\mu = 2 \delta_{\mu\nu}, \quad G_\mu G_\mu + G_\mu G_\mu = 0;$$

$$G_\mu^2 = 1, \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3).$$

Выражения (10.11) являются чрезвычайно важными соотношениями для преобразования уравнения (10.10) в общее релятивистское инвариантное волновое уравнение с определенными компонентами коэффициентов G_k .

Для определения коэффициентов G_k с такими свойствами, как (10.11), следует учесть, что они не могут быть простыми числами, а могут быть только матрицами. И по-

сколько поле (дискретное пространство-время) рассматривается как однородное и изотропное, то G_k не должны зависеть от пространственно-временных координат. Они могут характеризовать только внутренние степени свободы частицы-поля—их спиновое состояние и вообще внутренний момент количества движения. Далее, поскольку гамильтониан эрмитов, то эрмитовыми должны быть все четыре матрицы G_k ($k=1, \dots, 4$), следовательно, они должны быть квадратными матрицами.

Уравнение (10.10) на основании (10.11) можно представить также в виде произведения двух составляющих:

$$(G_k \hat{P}^k + im_0c) (G_l \hat{P}^l - im_0c) \Psi = 0, \quad (10.12)$$

где $i = \sqrt{-1}$; отсюда, следовательно, волновые функции частицы, определяющие ее состояния, могут быть удовлетворены решением волновых уравнений:

$$\left. \begin{aligned} (G_k \hat{P}^k - im_0c) \Psi &= 0, \\ (G_k \hat{P}^k + im_0c) \Psi &= 0, \\ (G_k G_l \hat{P}^k \hat{P}^l + m_0^2 c^2) \Psi &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10.13)$$

Первое и второе из этих уравнений представляют собой уравнение Дирака, а третье—уравнение Клейна-Гордона-Фока.

Для описания частицы со спином $1/2$ мы исходим из уравнения Дирака:

$$(G_k \hat{P}^k - im_0c) \Psi = 0. \quad (10.14)$$

Для этого мы должны определить квадратные матрицы четвертого порядка G_k . Для их определения кроме условий (10.11), как отмечалось, мы должны учесть, что, поскольку гамильтониан эрмитов, то эрмитовыми должны быть все четыре квадратные матрицы, т. е.

$$G_k = G_k^* \text{ и } G_k = G_k^\dagger, \quad (k = 1, 2, 3, 4). \quad (10.15)$$

В (10.15) крест указывает на эрмитовость матриц. Четыре независимые эрмитовы матрицы G_k (или G_1 и G_4), как отмечалось, могут удовлетворять соотношениям (10.11) и (10.15) только при условии, если они четырехмерные квадратные матрицы. И можно показать [41], что одна из возможных систем таких матриц, G_k , имеет следующую форму:

$$G_1 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad G_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (10.16)$$

$$G_3 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad G_4 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

И поскольку в уравнении (10.14) величины G_k должны быть представлены в виде матриц (10.16), то они могут иметь смысл только в том случае, если спиновая функция (спинор) Ψ сама является матрицей, т. е.

$$\Psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{bmatrix}. \quad (10.17)$$

Теперь на основании правила умножения матриц волновое уравнение (10.14) с матрицами (10.16) и (10.17) переходит к известным уравнениям Дирака:

$$\left. \begin{aligned} (P_4 + m_0c) \psi_1 + (\bar{P}_1 - i \bar{P}_2) \psi_4 + \bar{P}_3 \psi_3 &= 0, \\ (\bar{P}_4 + m_0c) \psi_2 + (\bar{P}_1 + i \bar{P}_2) \psi_3 - \bar{P}_3 \psi_4 &= 0, \\ (\bar{P}_4 + m_0c) \psi_3 + (\bar{P}_1 - i \bar{P}_2) \psi_2 + \bar{P}_3 \psi_1 &= 0, \\ (\bar{P}_4 - m_0c) \psi_4 + (\bar{P}_1 + i \bar{P}_2) \psi_1 + \bar{P}_3 \psi_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10.18)$$

Систему уравнений (10.18) можно преобразовывать дальше, исходя из следующих процедур:

1) Первое, третье и четвертое уравнения умножаем соответственно на $(P_4 - m_0c)$, $-\bar{P}_3$ и $(-\bar{P}_1 + i\bar{P}_2)$ и суммируем их для каждого уравнения в отдельности.

2) Второе, третье и четвертое уравнения умножаем соответственно на $(P_4 - m_0c)$, $-(\bar{P}_1 + i\bar{P}_2)$ и \bar{P}_3 и суммируем их.

3) Первое, второе и третье уравнения умножаем соответственно на $-\hat{P}_3$, $(-\hat{P}_1 + i\hat{P}_2)$ и $(m_0c + \hat{P}_1)$ и суммируем их.

4) Первое, второе и четвертое уравнения умножаем соответственно на $-(\hat{P}_1 + i\hat{P}_2)$, \hat{P}_3 и $(\hat{P}_4 + m_0c)$ и суммируем их.

В результате этих операций окончательно получается следующая система уравнений:

$$\left[\sum_{i=1}^3 \hat{P}_i^2 - \hat{P}_4^2 + m_0c^2 + \frac{e_0}{c} \pi H_3 \right] \psi_1 + \frac{e_0}{c} \pi \{ (-i H_2 + H_1) \psi_2 + E_3 \psi_3 + (E_1 - i E_2) \psi_4 \} = 0,$$

$$\left[\sum_{i=1}^3 \hat{P}_i^2 - \hat{P}_4^2 + m_0c^2 - \frac{e_0}{c} \pi H_3 \right] \psi_2 + \frac{e_0}{c} \pi \{ (i H_2 - H_1) \psi_1 + (E_1 + i E_2) \psi_3 - E_3 \psi_4 \} = 0,$$

(10.19)

$$\left[\sum_{i=1}^3 \hat{P}_i^2 - \hat{P}_4^2 + m_0c^2 + \frac{e_0}{c} \pi H_3 \right] \psi_3 + \frac{e_0}{c} \pi \{ E_3 \psi_1 + (E_1 - i E_2) \psi_2 - (i H_2 - H_1) \psi_4 \} = 0,$$

$$\left[\sum_{i=1}^3 \hat{P}_i^2 - \hat{P}_4^2 + m_0c^2 - \frac{e_0}{c} \pi H_3 \right] \psi_4 + \frac{e_0}{c} \pi \{ (E_1 + i E_2) \psi_1 - E_3 \psi_2 + (i H_2 - H_1) \psi_3 \} = 0.$$

Здесь E_i и H_i — компоненты векторов напряженностей электрического и магнитного полей. Их появление в (10.19) обусловлено некоммутативностью операторов \hat{P}_k . Так,

$$\hat{P}_1 \hat{P}_2 - \hat{P}_2 \hat{P}_1 = -i\pi \frac{e_0}{c} \left[\frac{\partial A_1}{\partial x_2} - \frac{\partial A_2}{\partial x_1} \right] = -i\pi \frac{e_0}{c} H_3,$$

$$\hat{P}_1 \hat{P}_3 - \hat{P}_3 \hat{P}_1 = -i\pi \frac{e_0}{c} H_2, \quad \hat{P}_4 \hat{P}_1 - \hat{P}_1 \hat{P}_4 = \frac{e_0}{c} \pi E_1$$

$$\hat{P}_2 \hat{P}_3 - \hat{P}_3 \hat{P}_2 = -i\pi \frac{e_0}{c} H_1, \quad \hat{P}_2 \hat{P}_4 - \hat{P}_4 \hat{P}_2 = -\frac{e_0}{c} \pi E_3,$$

$$\hat{P}_3 \hat{P}_4 - \hat{P}_4 \hat{P}_3 = -\frac{e_0}{c} \pi E_2.$$

Таким образом, мы пришли к важному заключению, что релятивистские инвариантные волновые уравнения являются следствиями обобщенных уравнений сопряжения для импульсов, которые получаются на основании теории фундаментального поля.

3. Вывод общих релятивистских инвариантных волновых уравнений на основе пространственно-временной трансляции.

Если волновые функции какой-либо микрочастицы представляются как функции от 4-координат:

$$\psi_i(x) = \psi_i(x^1, x^2, x^3, x^4),$$

где i представляет собой базовое состояние данной системы, то для получения соответствующих волновых уравнений мы можем использовать метод трансляции, сущность которого заключается в следующем. Как мы видели, согласно теории ФП, из дискретной однородности пространства вытекает глобальность его симметрии, которую математически можно представить в виде

$$\hat{T}(g) \hat{H} = \hat{H} \hat{T}(g), \quad (10.20)$$

где $\hat{T}(g)$ — любая операция полной группы Лоренца $L(g \in L)$ и \hat{H} — квантовомеханический оператор Гамильтона. Из этого следует, что, если ψ — волновая функция, описывающая данную микрочастицу в фундаментальном поле, то волновая функция $\psi' = \hat{T}(g) \psi$ также должна описывать данную микрочастицу. В качестве операторов $\hat{T}(g)$, как частные случаи, можно взять операторы трансляции в 4-пространстве, $\hat{D}_{x^k} = \hat{D}_{x^k}(\Delta_{x^k})$, где Δ_{x^k} — величина смещения координат; индекс x^k ($k=1, 2, 3, 4$) означает направления трансляции по координатам в 4-пространстве.

Сущность этой операции заключается в том, что оператор $\hat{D}_{x^k} = \hat{D}_{x^k}(\Delta_{x^k})$, действуя на волновую функцию $\psi_j(x^1, x^2, x^3, x^4)$, описывающую микрочастицу в состоянии j , переводит ее в волновую функцию $\psi_j(x + \Delta x^k)$, зависящую от координат $x + \Delta x^k$, с состоянием i :

$$Dx^k \psi_j(x) = \psi_j(x + \Delta x^k) = \sum_i D_{ij}(x + \Delta x^k) \psi_i(x). \quad (10.21)$$

Для определения матрицы D_{ij} мы воспользуемся, во-первых, тем, что при $\Delta x^k \rightarrow 0$ к предельному значению дискретного пространства-времени (с точки зрения математического формализма $\Delta x \rightarrow 0$),

$$D_{ij} = \delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j, \end{cases} \quad (10.22)$$

и, во-вторых, для малой величины Δx^k любое значение D_{ij} должно отличаться от δ_{ij} на величину, пропорциональную Δx^k , т. е.

$$D_{ij} = \delta_{ij} + \delta_{ij} \Delta x^k. \quad (10.23)$$

И тогда, согласно (10.21),

$$\psi_j(x + \Delta x^k) = \sum_i \delta_{ij} (1 + \Delta x^k) \psi_i(x). \quad (10.24)$$

В этом выражении существенно важно, каким масштабом определяются смещения Δx^k . Дело в том, что законы физики не являются инвариантными относительно изменения масштабов. Это было установлено еще Галилеем. Поэтому, для получения инвариантных уравнений относительно всевозможных трансляций в 4-мерном пространстве и относительно любой инерциальной системы отсчета, мы должны исходить из инвариантных фундаментальных масштабов, представленных соотношением (1.8):

$$\Lambda_0 P_0 = \Lambda_0 M_0 c = 2 \pi \hbar. \quad (10.25)$$

Если Δx_0^k представляет собой смещения с инвариантными масштабами, то оно должно быть пропорциональным $1/\Lambda_0$, т. е.

$$\Delta x_0^k = \frac{a \Delta x^k}{\Lambda_0^k} = \frac{a}{\hbar} M_0 c \Delta x^k, \quad (10.26)$$

где M_0 и c —фундаментальные масса и скорость и a —коэффициент пропорциональности.

Вследствие однородности и изотропности пространства-времени коэффициент a может зависеть только от внутренних степеней свободы рассматриваемой частицы, а рассмат-

риваемые функции могут быть только спинорами. Теперь на основании (10.26) соотношение (10.24) принимает следующий вид:

$$\psi_i(x + \Delta x_0^k) = \sum_j \delta_{ij} \left(1 + \frac{b}{\hbar} m_0 c \Delta x_0^k\right) \psi_j(x). \quad (10.27)$$

Здесь $b m_0 = a M_0$, а m_0 —масса покоя данной частицы.

Уравнение (10.27) может быть представлено и в такой форме:

$$\sum_k g_k \psi_i(x + \Delta x_0^k) = \sum_k g_k \delta_{ij} \left(1 + \frac{b}{\hbar} m_0 c \Delta x_0^k\right) \psi_j(x).$$

Преобразуя его с учетом того, что

$$\sum_j \delta_{ij} \psi_j(x) = \psi_i(x),$$

получим

$$\sum_k G_k \frac{\psi_i(x + \Delta x_0^k) - \psi_i(x)}{\Delta x^k} - \frac{m_0 c}{\hbar} \psi_i(x) = 0,$$

где $G_k = g_k/b$; переходя к пределу, окончательно имеем:

$$(G_k \hbar \frac{\partial}{\partial x^k} - m_0 c) \psi_i = 0,$$

или

$$(G_k \hat{P}_k + i m_0 c) \psi_i = 0, \quad (10.28)$$

где $-i\hbar \frac{\partial}{\partial x^k} = \hat{P}_k$ ($k=1, 2, 3, 4$) представляют собой операторы 4-импульса. Уравнение (10.28) фактически есть уравнение Дирака, если дать условие для определения коэффициентов G_k .

Линейное дифференциальное уравнение (10.28) на основании исходных данных его вывода можно также рассматривать как математическое выражение дискретно-однородности и изотропности пространства-времени—фундаментального поля.

Следует отметить, что уравнение (10.28) в общей форме

$$G_k \frac{\partial \psi}{\partial x^k} + \kappa \psi = 0. \quad (10.29)$$

известно в литературе как общее релятивистское инвариантное волновое уравнение [42—44]. Однако подобные уравнения в виде (10.29) нельзя связать ни с какими физическими величинами, хотя существует возможность получить его на основании функции Лагранжа [44]. Тогда такой метод позволяет с помощью уравнения (10.29) инвариантным образом связать такие физические величины, как заряд, энергия, импульс и т. д.

Для того, чтобы в уравнении (10.28) получить полные сведения о величинах G_k , нам необходимо получить другую форму волновых уравнений типа (10.28). Это можно сделать на основании следующих соображений. Поскольку фундаментальные элементы 4-мерного пространства релятивистски инвариантны, то волновое уравнение (10.28) должно быть инвариантным относительно преобразования Лоренца. Это значит, что при лоренцевом преобразовании координат, $x^l \rightarrow x'^l = L^l_k x^k$, компоненты волновой функции также преобразуются линейно:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) \rightarrow S \psi(x);$$

при этом совокупность преобразований S образует представление группы Лоренца. Согласно этим положениям, сущность уравнения (10.28) не изменится, если вторично подействовать на волновую функцию операторами трансляции $\bar{D}_{x^l}(\Delta x^l)$, $l=1, 2, 3, 4$. Для этой цели запишем выражение (10.24) в следующей форме:

$$\psi_j(x + \Delta x^k) = \sum_i \delta_{ji} \psi_i(x) + \sum_{ij} \delta_{ij} \Delta x^k \psi_i(x),$$

откуда

$$\psi_j(x + \Delta x^k) - \psi_j(x) = \Delta x^k \psi_j(x).$$

Тогда

$$\bar{D}_{x^l} [\psi_j(x + \Delta x^k) - \psi_j(x)] = \Delta x^k \bar{D}_{x^l} \psi_j(x),$$

и в результате мы имеем:

$$\psi_i(x + \Delta x^k + \Delta x^l) - \psi_i(x + \Delta x^l) = \Delta x^k \sum_j \delta_{ij} (1 + \Delta x^l) \psi_j(x). \quad (10.30)$$

Согласно (10.24),

$$\sum_j \delta_{ij} \Delta x^k \psi_j(x) \equiv \Delta x^k \sum_j \delta_{ij} \psi_j(x) = \psi_i(x + \Delta x^k) - \psi_i(x),$$

отсюда, по (10.30),

$$[\psi_i(x + \Delta x^k + \Delta x^l) - \psi_i(x + \Delta x^l)] - [\psi_i(x + \Delta x^k) - \psi_i(x)] = \Delta x^k \Delta x^l \sum_j \delta_{ij} \psi_j(x).$$

Переходя к инвариантному масштабу и производя подобные же операции, как это было сделано выше, мы будем иметь:

$$\sum_{k,l} G_k G_l \frac{[\psi_i(x + \Delta x_0^k + \Delta x_0^l) - \psi_i(x + \Delta x_0^l)] - [\psi_i(x + \Delta x_0^k) - \psi_i(x)]}{\Delta x^k \Delta x^l} = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi_i(x) = 0.$$

В пределе окончательно получим инвариантное волновое уравнение

$$(G_k G_l \hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial x^k \partial x^l} - m^2 c^2) \psi_i(x) = 0, \quad (10.31)$$

которое идентично уравнению (10.10) при отсутствии электромагнитного поля.

Из уравнения (10.31) получается уравнение (10.28) и, вообще, система уравнений (10.13) при условиях (10.11), т. е. при

$$G_k G_l - G_l G_k = 0 \text{ и } G_k G_k = 1.$$

Как мы видим, согласно этим условиям, а также тому, что оператор G_k действует только на спиновую функцию при определенных условиях, компоненты G_k ($k=1, 2, 3, 4$) соответствуют определенной системе матриц Дирака (10.16).

Важность полученных уравнений типа (10.13) состоит в том, что из них вытекают все релятивистские волновые уравнения в псевдоэвклидовом пространстве, известные в настоящее время, а также еще неизвестные. Проблема здесь заключается в нахождении значений матриц G_k для частиц с другими значениями спина. Эту проблему можно решить на основании теории групп вращений—теории спинов, лежащей в основе данной проблемы.

Итак, рассматриваемые релятивистские волновые уравнения, описывающие микрочастицы, являются следствием однородности и изотропности дискретного простран-

ства-времени и эквивалентности его фундаментальных элементов относительно любой инерциальной системы отсчета. Операция квантования—замена динамических переменных соответствующими операторами—фактически означает выражение масштабов пространственно-временных интервалов через их фундаментальные элементы. При этом сопряжение материи с полем определяется внутренней симметрией фундаментальных элементов пространства-времени и, следовательно, указанные поля являются спинорными полями.

§ 11. Ковариантные уравнения сопряжения материи со спинорно-фундаментальным полем—уравнения единого поля

Согласно общей теории относительности, вблизи масс, в том числе и микромасс с большой энергией, пространство и время должны быть искривлены. И это искривление должно распространяться на большие расстояния от источника такого действия. С точки зрения теории фундаментального поля подобное нарушение симметрии поля будет справедливо, если принять что пространство-время дискретно. Более того, согласно этой теории, искривление пространства-времени (однако с локальным характером) должно происходить и при неинерциальном движении тел, т. е. при движении с динамическим эффектом. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в следующей главе.

При искривлении пространства-времени (или при возмущении фундаментального поля) его симметрия будет характеризоваться группой Эйнштейна, в отличие от группы Пуанкаре для псевдоевклидова пространства. В таких условиях (при искривлении пространства-времени) изменятся не только глобальная симметрия дискретного пространства-времени, но также симметрия самих его фундаментальных элементов—внутренняя симметрия. Как мы видели в § 1.3, внутренняя симметрия характеризуется спинорным полем с калибровочной инвариантностью. В псевдоевклидовом пространстве спинорное поле внутреннего состояния рассматривается только с точки зрения глобальной калибровочной инвариантности (см. § 1.3), т. е. когда производные поля $\psi(x)$ по координатам инвариантны относительно его преобразования типа

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\theta} \psi(x), \quad (11.1)$$

где θ —произвольная фаза, не зависящая от координат

$x(x=x_1, \dots, x_4)$. Такое преобразование будет соответствовать абелевой группе, а глобальная симметрия пространства-времени—группе Пуанкаре или, в частном случае, группе Лоренца.

При искривлении пространства-времени, обусловленного указанными факторами, для фундаментальных элементов пространства-времени будет характерна внутренняя симметрия со спинорным полем с *локально-калибровочной инвариантностью*. Иначе говоря, если $\Phi(x)$ —спинорное поле для искривленного пространства-времени, то лагранжиан, описывающий динамику данной системы в этом поле, и произвольные поля по координатам, будут инвариантными относительно преобразования поля,

$$\Phi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} \Phi(x), \quad (11.2)$$

где фаза θ обязательно будет зависеть от координат x , т. е. поле $\Phi(x)$ будет локально-калибровочно инвариантным относительно преобразования (11.2). В таких случаях уравнения, описывающие сопряжение материи со спинорно-фундаментальным полем, в отличие от рассматриваемых в § 10 релятивистских инвариантных уравнений, должны быть ковариантными уравнениями. Иначе говоря, уравнения операторного сопряжения материи-поля (10.10) должны быть обобщены на основе обобщенного уравнения сопряжения (10.9);

$$P_0^2 \equiv m_0^2 c^2 = g_{kl} p^k p^l \equiv g_k g_l p^k p^l, \quad (k, l=1, 2, 3, 4), \quad (11.3)$$

т. е. при искривлении пространства-времени (при возмущении поля) уравнения (10.10) должны быть представлены в следующей форме:

$$(\mu g^k g^l G^\mu \hat{P}_k \hat{P}_l + \mu g^k g^k G^\mu G^\mu m_0^2 c^2) \Phi(x) = 0, \quad (11.4)$$

или

$$(Q^k Q^l \hat{P}_k \hat{P}_l + Q^k Q^k m_0^2 c^2) \Phi(x) = 0.$$

Здесь

$$Q^k = \mu g^k(x) G^\mu -$$

четырёхмерные квадратные матрицы, представляющие собой кватернионы, $Q^k Q^k$ —единичные матрицы, $\hat{P}_k = i\hat{D}_k$ ($\hbar=1$) и \hat{D}_k —особый вид операторов-ковариантных произ-

водных поля по координатам. Для данной проблемы они должны быть определены на основании локально-калибровочного инвариантного преобразования (11.2).

Подобно способу перехода уравнений (10.10) в уравнения (10.13), уравнения (11.4) можно привести к следующему виду:

$$Q^k (\hat{D}_k + m_0 c) e^{i\theta(x)} \Phi(x) = 0. \quad (11.5)$$

При этом оператор \hat{D}_k должен удовлетворять преобразованию

$$\hat{D}_k \Phi(x) \rightarrow e^{i\theta(x)} \bar{D}_k \Phi(x). \quad (11.6)$$

Подобному преобразованию для общего случая удовлетворяет условие, когда ковариантный оператор \bar{D}_k выражается через аффинную связность такого вида, как

$$\bar{D}_k = \partial_k + \sum_j g_j V_k - m_0 c, \quad (11.7)$$

где g_j — элементарные заряды всевозможных взаимодействий (сопряжений) материи-поля, V_k — калибровочные поля. Введение же члена $m_0 c$ в уравнение (11.7) объясняется тем, что сопряжение материи с полем связано только с координатной массой поля $m^2 c^2 - m_0^2 c^2 = m^2 v^2$. И вообще, формально, для удовлетворения \bar{D}_k преобразованию (11.6) к правой части выражения (11.7) можно прибавить любой (положительный или отрицательный) член, коэффициент при $\Phi(x)$. И это делается для того, чтобы уравнение (11.5) приобрело полную симметрию.

Следует отметить, что для выполнения преобразования (11.6) необходимо, чтобы сама связность (калибровочное поле) в (11.7) преобразовалась как

$$V_k \rightarrow V_k - \frac{1}{\sum_j g_j} \partial_k \theta(x). \quad (11.8)$$

Это преобразование есть преобразование градиентной инвариантности калибровочных полей (подобно преобразованию калибровки в электродинамике). Итак, применение (11.7) к функции $e^{i\theta(x)} \Phi(x)$ дает

$$\hat{D}_k e^{i\theta(x)} \Phi(x) = e^{i\theta(x)} \partial_k \Phi(x) + i e^{i\theta(x)} \Phi(x) \partial_k \theta(x) + \sum_j g_j V_k e^{i\theta(x)} \Phi(x) - m_0 c e^{i\theta(x)} \Phi(x).$$

Подставляя сюда (11.8), действительно, получим

$$\hat{D}_k e^{i\theta(x)} \Phi(x) = e^{i\theta(x)} \partial_k \Phi(x) + e^{i\theta(x)} \sum_j g_j V_k \Phi(x) - e^{i\theta(x)} m_0 c \Phi(x) + i e^{i\theta(x)} \Phi(x) \partial_k \theta(x) - i e^{i\theta(x)} \Phi(x) \partial_k \theta(x) = e^{i\theta(x)} \bar{D}_k \Phi(x). \quad (11.9)$$

Теперь, на основании ковариантного оператора (11.7) и выражения (11.9), уравнение (11.5) примет следующий вид:

$$Q^k (\partial_k + \sum_j g_j V_k) \Phi(x) = 0. \quad (11.10)$$

Как показано в § 1.3, один из компонентов суммы калибровочных полей, $\sum_j g_j V_k$, скажем V_k , можно представить как потенциалы электромагнитного поля (векторный и скалярный потенциал) $V_k \equiv A_k$, а $g_j \equiv e_0$ — элементарный электрический заряд. Такое калибровочное поле, согласно теории Янга и Миллса и квантовой электродинамике, физически эквивалентно образованию виртуальных фотонов. Это положение можно обобщить и для других полей. Таким образом, сумму калибровочных полей в (11.10) можно представить в форме:

$$\sum_j g_j V_k = \frac{e_0}{c} A_k + g^{(m)} V_k^{(m)} + g^{(c.s)} V_k^{(c.s)}, \quad (11.11)$$

слагаемые которой представляют собой, соответственно, взаимодействия электромагнитного, инерциального (m) и сильного ядерного (с. я.) полей. Расшировку калибровочных полей можно проводить на основании известных положений. Так, подобно тому, как для электромагнитного поля в качестве калибровочных полей мы берем векторные и скалярный потенциалы, A_k , для инерциального или гравитационного потенциала в качестве $V_k^{(m)}$ можно взять фундаментальный тензор g_{ik} (возможен, конечно, и другой подход). Напомним (см. § 9), что фундаментальный тензор, согласно (9.4), характеризует неоднородность импульсных потоков фундаментального поля, а согласно (9.5) — искривление дискретного пространства-времени. Из общей же теории относительности и теории фундаментального поля фундаментальный тензор g_{ik} рассматривается как потенциал гравитационного, а также инерциального поля

(см. § 13.1). Таким же образом для сильного ядерного поля можно исходить из известных соотношений «потенциалов», в качестве нулевого приближения.

Итак, из приведенных соображений следует, что уравнение (11.10) можно рассматривать, как ковариантные уравнения универсального сопряжения материи со спинорно-фундаментальным полем, фактически, уравнения единого поля, поскольку, как мы увидим в следующем разделе потенциалы инерциального и гравитационного полей по форме и выражению идентичны. Таким образом, полученные результаты показывают, что построение единой теории поля вытекает из аффинной связности параллельного переноса многокомпонентного спинора с локально калибровочной инвариантностью. И это положение фактически вытекает из симметрии самих фундаментальных элементов дискретного пространства-времени, из внутренней симметрии материи-поля (см. § 1.3).

Теперь рассмотрим частные случаи уравнений (11.10). Если взяты только взаимодействия электромагнитных и инерциальных полей, то уравнения (11.10) можно привести к следующей форме:

$$(Q^k \partial_k + m e^{i0} + W) \Phi(x) = 0, \quad (11.12)$$

где

$$W = i Q^k \frac{e_0}{c} A_k$$

есть взаимодействие электромагнитного поля (A_k —векторные и скалярный потенциалы, m —инерциальная масса). Выражение $m e^{i0}$ в (11.12) получается на основании следующих соображений. Величина $Q^k B_k^{(m)}$ является комплексной, поэтому ее можно представить в виде

$$Q^k B_k^{(m)} = a + i b = \rho e^{i\delta}.$$

Тогда в (11.10) компонент инерциального поля будет равен

$$g^{(m)} Q^k B_k^{(m)} = g^{(m)} \rho e^{i\delta} = m e^{i\delta}.$$

Вещественную часть уравнения (11.12) ($\delta=0$) можно представить в такой форме:

$$(Q^k \partial_k + W) \Phi(x) = -m \Phi(x). \quad (11.12a)$$

В уравнениях (11.10) и (11.12) кватернионы Q_k представ-

ляют собой четырехмерные матрицы, и они могут иметь смысл только в том случае, если спинор $\Phi(x)$ сам является четырехкомпонентным спинором:

$$\Phi(x) = \begin{bmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \varphi_3 \\ \varphi_4 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \eta \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (11.13)$$

В связи с четырехмерным спинором $\Phi(x)$ (спинор Дирака) необходимо отметить, что по существу он является биспинором и состоит из двухкомпонентных спиноров (полуспиноров) η и χ , введенных Картаном [45]. Двухкомпонентные спиноры при вращении преобразуются независимо и изоморфно. Однако при инверсии времени они переходят друг в друга ($\tau\eta = \chi$).

Теперь на основании соотношения $Q^k = {}_{\mu}g(x) G^{\mu}$, найдя значения четырехмерных матриц с помощью правила умножения матриц, уравнения (11.10) и (11.12) можно привести к системам уравнений, подобных (10.18).

Согласно последним уравнениям, инерциальная масса определяется, как собственное значение оператора импульса, следовательно, она определяется, как неизвестная величина решением волнового уравнения (11.12a). Эта масса возникает при абсолютном (неинерциальном) движении тел с приложением внешней силы. Таким образом, силу инерции можно рассматривать как силу «сопротивления» импульсных потоков абсолютному движению тел. Такое заключение связано с тем, что собственное значение массы m в уравнениях (11.12a) является собственным значением ковариантного оператора импульса.

Сущности инерциальной силы и инерциальной массы будут рассматриваться подробно в следующей главе.

Далее, относительно уравнений (11.12a) (которые, как мы видели, являются частным случаем уравнений единого поля (11.10)) следует отметить, что они в несколько другой форме, в форме двухкомпонентного спинорного поля, были получены Менделем Захсом [46]:

$$(q^{\mu} \partial_{\mu} + F) \eta = -\lambda \chi; \quad (\bar{q}^{\mu} \partial_{\mu} + \tau F) \chi = -\lambda \eta, \quad (11.14)$$

где η и χ —полуспиноры и

$$q^{\mu}(x) = \sqrt{v^{\mu}(x)} \sigma^{\nu}; \quad \bar{q}^{\mu}(x) = \sqrt{v^{\mu}(x)} \bar{\sigma}^{\nu}$$

двумерные матрицы—кватернионы, σ^v ($v=1, 2, 3$)—матрицы Паули и σ^0 —единичная матрица; $F=ie_0A^v$ —электромагнитное поле; τ —оператор инверсии времени, $\tau F=\epsilon F\epsilon$, $\tau\eta=\chi\eta^*$, $\epsilon=\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$, λ —параметр, который в пределе стремится к инерциальной массе.

Эти уравнения были получены на основании аналогии и использования биспинорной формы уравнений Дирака. Концептуальными основами этих двухкомпонентных спинорных уравнений являются принципы специальной и общей теории относительности, что не вызывает никакого сомнения. Однако М. Захс исходит также из обобщения принципа Маха и полного детерминизма, с чем нельзя согласиться. В параграфе 12 обсуждается принцип Маха и показывается его полная несостоятельность. Однако, несмотря на эти концептуальные противоречия, обработка последних уравнений и их использование для решения конкретных задач М. Захсом дали весьма интересные результаты.

Чрезвычайно важная особенность приведенных уравнений состоит в том, что при решении с их помощью всевозможных задач не появляются несходящиеся выражения и, следовательно, не возникает необходимости процедуры перенормировки, которая присуща существующей квантовой теории поля. Это говорит о том, что такими важными свойствами должны обладать также полученные нами уравнения единого поля.

Расчеты, проведенные Менделем Захсом [46] с помощью уравнений (11.14) для атома водорода и водородоподобных атомов, привели к определению их полного спектра, включая и лембовский сдвиг. Далее, совершенно неожиданными оказались результаты расчета, согласно которым в природе не должно быть электрически нейтральной материи как компонента материальных систем. Такие частицы, как нейтрон, нейтрино, π^0 , K^0 и т. д., которые обычно рассматривают, как электрически нейтральные элементы материи, как компоненты материальных систем, в действительности составлены из электрически заряженных частиц. Далее, в природе существует симметрия между материей и антиматерией, т. е. между элементарными материальными частицами с численно равной инерциальной массой, но с противоположными электрическими зарядами, причем эти пары не подвергаются аннигиляции, а находятся в устойчивом состоянии.

Раздел II

ТЕОРИЯ ИНЕРЦИАЛЬНОГО И ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЕЙ

ГЛАВА IV. ТЕОРИЯ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ПОЛЯ

§ 12. Некоторые важные исторические сведения

1. *О классическом законе динамики. Представление об инерциальной силе.* Для того чтобы распространить закон инерции и на неинерциальные системы отсчета, согласно Даламберу, в классической механике вводится понятие *сил инерции*. На основании второго закона Ньютона мы можем записать:

$$\mathbf{F} - m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = 0,$$

где \mathbf{F} —внешняя сила, приложенная к материальной точке, и $m d^2 \mathbf{r} / dt^2$ рассматривается как *сила инерции*. Тогда, согласно такой записи этого закона, основной закон механики можно сформулировать так: при возникновении ускорения на массу тела m действует сила инерции $m d^2 \mathbf{r} / dt^2$, которая уравновешивается приложенной силой \mathbf{F} . Таким образом, формально задача динамики сводится к задаче статики. К силам инерции относятся также центробежные силы и сила Кориолиса.

Итак, чтобы заставить тело двигаться ускоренно, необходима внешняя сила; она должна преодолеть инерцию тела. Но так как сила может преодолеть только силу, то естественно было бы ввести такое понятие о силе инерции, которую по существующим представлениям тело противопоставляет внешней силе. Но так как на самом деле тело никак не может противопоставить «свою силу» внешней силе, то инерциальные силы, в том числе центробежную и кориолисову, многие физики считают фиктивными.

Утверждение о фиктивности сил инерции, конечно, абсурдно. Однако, с другой стороны, если принять, что силы инерции реальны, то мы приходим к выводу несколько мистического характера. Тогда телам придется приписать свойства живых существ (когда внешние силы нарушают их покой, иначе говоря, когда их «раздражают», они сопротивляются).

Как мы увидим в следующем параграфе, вопрос становится совершенно ясным и не может идти речь об указанных недоразумениях, если исходить из теории фундаментального поля, исходить из того, что сила инерции есть ничто иное, как сила сопротивления импульсных потоков фундаментального поля, которая возникает при абсолютном движении тела относительно этих импульсных потоков. Всякое нарушение инерциальности движения со стороны внешних сил приводит к возникновению неоднородности и неизотропности импульсных потоков поля, и, вследствие этого, возникает сопротивление поля, что равносильно возникновению абсолютного движения относительно возмущенного фундаментального поля. Сила сопротивления субстанциональных потоков поля и есть сила инерции.

2. *Об абсолютном пространстве и абсолютном движении тел. Принцип Маха.* Человеческое знание о прямолинейном и равномерном движении в инерциальных системах отсчета естественно привело к идее об относительности пространства и движения. Однако, несмотря на это, многие ученые не могли согласиться с этим положением. На основании очень веских аргументов Ньютон пришел к выводу, что пространство является абсолютным. Из этого положения вытекает также то, что движение относительно абсолютного пространства также будет абсолютным. К числу важнейших аргументов в пользу абсолютности пространства и возможности возникновения абсолютного движения Ньютон относил появление силы инерции в неинерциальных системах отсчета. В то время, как в инерциальных системах отсчета никакими средствами нельзя отличить покой от движения, в неинерциальных системах отсчета, благодаря возникновению внутреннего динамического эффекта в ускоренно движущемся теле, движение всегда отличимо от покоя. Например, при плавном движении поезда пассажирам часто кажется, что их поезд стоит, а движется другой поезд, стоящий рядом на другом пути, однако всякий будет наблюдать положительное или отрицательное ускорение (торможение) поезда. При ускоренном движении возникает сила инерции, которую физически можно определить различными динамическими методами измерения в системе. Всякое движение с появлением силы инерции Ньютон считал абсолютным движением относительно абсолютного пространства.

Для большей наглядности абсолютного пространства

и абсолютного характера неинерциальных движений Ньютон приводил интересный пример появления центробежной силы при вращении тел—знаменитый эксперимент Ньютона с вращающимся ведром. Закручиванием веревки, поддерживающей заполненное водой ведро, Ньютон заставил его вращаться вокруг своей оси. Сперва вращалось только ведро без воды. В этом случае плоская поверхность воды не изменялась. Однако по мере того, как вода начинала принимать участие во вращении, ее поверхность меняла свою форму, от плоской к параболической. Результат такого изменения поверхности воды Ньютон считал доказательством существования абсолютного движения и абсолютного пространства. С точки зрения Ньютона, этот эксперимент показывает различие между относительным движением (ведро-вода), которое не сопровождается изменением формы поверхности воды, и абсолютным движением вращения, т. е. вращением относительно абсолютного пространства, при котором поверхность воды принимает параболическую форму, возникает центробежная сила. И так как вообще вращение относительно других тел не вызывает изменения состояния тел, то возникновение такого изменения может быть объяснено только вращением тела относительно пустого пространства. Таким образом, всякий раз, когда возникает центробежная сила, по Ньютону, происходит абсолютное вращение по отношению к абсолютному пространству.

Вывод об абсолютном вращательном движении Ньютон обобщил на любые неинерциальные движения. Всякое ускоренное движение (за исключением свободного падения) надо отнести к пустому пространству. И всякое изменение положения относительно пустого пространства приводит к физическим эффектам в этой системе. Абсолютное пространство, по Ньютону, не может быть предметом непосредственного наблюдения. Наблюдаемы только относительные положения тел. Абсолютное пространство можно определить только абсолютным движением—его динамическим эффектом. Следовательно, для определения абсолютного движения не требуется абсолютной неподвижной системы отсчета.

Идея абсолютного пустого пространства, являющегося причиной истинного движения, не удовлетворяла многих физиков XVII века, выдающимся представителем которых был Декарт. Декарт и его сторонники считали, что прост-

ранство должно быть неразрывно связано (и заполнено) с некоторым видом материи, которую в XIX веке назвали *эфиром*. Декарт отнес всякое ускоренное движение к абсолютному эфиру. Позже эфир приобрел свойства среды, в которой распространяется свет. Все процессы, связанные с эфиром, выражались в оптических явлениях. Дальнейшее развитие представлений об абсолютном эфире, относящихся к электрическим и магнитным взаимодействиям, было совершено Фарадеем, Максвеллом и Лоренцом.

Согласно гипотезе Лоренца, любое движение тел (равномерное и ускоренное) происходит только относительно эфира; эфир может служить в качестве абсолютной системы для истинного движения. И, по мнению Лоренца, лишь в этом и заключается (и кончается) функция эфира.

Если с точки зрения Ньютона инерциальные движения систем не могут быть действительной причиной происходящих в них динамических процессов, то по гипотезе Лоренца возникновение магнитных полей при движении зарядов и воздействие этих полей на взаимное распределение зарядов приводит к сокращению продольных размеров тел (лоренцово сокращение); это сокращение зависит от скорости инерциального движения тел относительно эфира. Таким образом, лоренцов эфир, в отличие от абсолютного пустого пространства Декарта, заполненного эфиром, влияет на ход внутренних процессов и при инерциальном движении.

Как мы знаем, специальная теория относительности совершенно по-другому решила эти проблемы. Согласно ей, если исходить из принципа постоянства и предельности скорости света в пустоте, то не может возникать никакой необходимости в гипотезе о существовании эфира, и, наоборот, является совершенно рациональным исключение его из научной концепции мира. Если скорость света постоянна—фундаментальна, то критерием всякого инерциального движения должно иметь место сокращение продольных размеров и замедление времени. Значит причиной этих эффектов является не абсолютное движение по отношению к эфиру, а движения тел относительно друг друга. Таким образом, специальная теория относительности совершенно не нуждается в эфире и отвергает его.

Однако общая теория относительности в конечном счете не может мириться с таким выводом. В пространстве что-то должно быть абсолютным и материальным, иначе представление о конечности скорости распространения действий между материальными телами будет фикцией.

С самого начала мы отметили, что представление об абсолютности пространства и инерциального движения не было общепризнанной концепцией. Еще до и во времена Ньютона существовала и существует в настоящее время противоположная точка зрения, согласно которой нет абсолютного пространства и движения. Пространство и время могут быть только относительными. Одним из видных представителей ученых, придерживающихся точки зрения об относительности пространства и движения, был Эрнст Мах (1838 — 1916). Согласно Маху, существует лишь относительное движение. Всякий внутренний динамический эффект, возникающий при ускоренном движении, обусловлен только движением относительно неподвижных звезд. В частности, центростремительная сила возникает потому, что данное тело вращается относительно неподвижных звезд, в которых сосредоточены основные массы Вселенной. Если же вращение происходит относительно какого-либо другого тела, как, например, вращение воды относительно ведра в случае эксперимента Ньютона, то при этом динамический эффект настолько мал, что обнаружить его невозможно. Таким образом, из идеи Маха можно сделать заключение, что мировые массы создают не только гравитационное поле (общий гравитационный фон), но и инерциальное поле, которое проявляется в том, что при ускоренном движении тел относительно этих масс возникают силы инерции. Вследствие относительности движения, если мировые массы вращались бы каким-то образом вокруг данной системы, то, по мнению Маха, в этой системе опять же возникли бы силы инерции. Из этого делается заключение, что всякие инерциальные силы являются относительными. Далее, согласно Маху, в мире тел и их отношений нет ничего. Пространство-время есть ничто иное, как выражение совокупности этих отношений.

Указанные идеи, под названием «принцип Маха», нашли довольно большое распространение среди физиков. Дальнейшее развитие этого принципа было дано Эйнштейном. В начальный период создания общей теории относительности Эйнштейн исходил из принципа Маха. Он приступил к созданию этой теории, вдохновляясь идеей относительности пространства-времени. Долгое время Эйнштейн и многие его сторонники придерживались этих идей. Однако Эйнштейну пришлось существенно видоизменить принцип Маха, в котором не отражалось понятие близкого действия. Идея близкого действия заключается в том, что

всякое движение на расстоянии передается от точки к точке пространства с конечной скоростью. Это положение фактически приводит к тому, что все физические действия должны передаваться от одного тела к другому некоторым материальным носителем, некоторым полем. И видоизменение Эйнштейном принципа Маха состояло в том, что мировыми массами должно было быть создано некоторое физическое поле, обуславливающее появление не только инерциальных сил, но и гравитационных. Эйнштейн предполагал, что это поле характеризуется совокупностью компонентов метрического тензора g_{ik} , которые играют роль инерциальных и гравитационных потенциалов. Таким образом, эйнштейновское поле является метрическим полем, которое полностью определяется распределением и движением материальных масс.

Метрическое поле Эйнштейна отождествляется с пространственно-временным миром. В результате этого можно было прийти к некоторому весьма странному выводу. Поскольку метрическое поле определяется распределением материальных масс, то, если допустить исчезновение материальных масс, вместе с ними должен исчезнуть и пространственно-временной мир!

В теории фундаментального поля показана несостоятельность такого утверждения. Здесь лишь отметим, что и гравитационное, и инерциальное поля, и пространственно-временной мир являются проявлениями более общего поля, фундаментального, субстанционального поля. Наличие материальных масс может только видоизменить поле, но само фундаментальное поле вечно существует и ни при каких обстоятельствах не может исчезнуть. Отсутствие гравитационного поля не может привести к исчезновению фундаментального поля и таких его проявлений, как пространственно-временной мир и другие квантовые поля.

По мере развития общей теории относительности несостоятельность принципа Маха-Эйнштейна, действительно, становится более ясной и очевидной. Оказалось, что распределение и движение материальных масс лишь обуславливают возникновение метрики реального неевклидова мира, от которого отличается метрика пространственно-временного мира Минковского. Иначе говоря, материальные массы и их движения только искривляют пространство и время. И, как отмечалось, принципиально такие искривления могут произойти также в результате абсо-

лютного движения относительно возмущенного фундаментального поля (инерциального поля).

Далее, если принять конечность скорости распространения действий в природе, то тем самым должно быть принято наличие носителя действий. Если носителя действия не существует, а есть только относительное пространство-время и движение, то это означает отсутствие различных инерциальных и гравитационных сил, и вообще, отсутствие в природе динамических законов механики. Эйнштейн, фактически, пришел к такому же выводу; он считал, что абсолютным носителем является метрическое поле. Эйнштейн не только чувствовал наличие абсолютного носителя действия, но в конце жизни уже был готов приписать этой абсолютной среде даже некоторый корпускулярный характер.

В заключение следует отметить, что если инерциальные силы мы рассматриваем как реальные силы (а не фиктивные), как силы сопротивления инерциального поля, как результат абсолютного движения тел относительно возмущенного фундаментального поля, то поневоле приходится подвергнуть ревизии некоторые положения специальной теории относительности, в частности, принцип абсолютной равноправности всех инерциальных систем отсчета.

§ 13. Инерциальное поле как локальное возмущение фундаментального поля

1. *О сущности инерциального поля и инерциальных сил. Закон инерции.* Как было показано в главе I, в инерциальных системах отсчета фундаментальные элементы (планковские единицы) пространства-времени инвариантны и изотропны относительно данного тела. При свободном движении материального тела (частицы) в инерциальных условиях не происходит такого его сопряжения с фундаментальным полем (физическим вакуумом), при котором проявлялся бы ее импульс (масса). Импульс и, следовательно, масса данного тела всегда связаны с динамическим эффектом его сопряжения с полем. Они проявляются только при нарушении инерциального состояния тела, при его неинерциальном движении. Никакими способами нельзя обнаружить или измерить массу и импульс тела в состоянии его инерциального движения. Это положение кажется тривиальным, однако оно является, по существу, весьма принципиальным. У инерциально движущихся тел нельзя

обнаружить массы и импульса только потому, что в этом состоянии их может быть просто нет, или, точнее, они не проявляются. Масса (импульс) проявляется только при таком движении тел, при котором нарушается однородность и изотропность импульсов фундаментального поля (пространства-времени), сопряженных с этими телами. Масса и импульс данного тела обусловлены лишь динамическим эффектом абсолютного движения относительно возмущенного поля. Такой динамический эффект можно рассматривать как *сопротивление фундаментального поля*, как *силу инерции* (см. § 11). А такое состояние фундаментального поля относительно неинерциально движущегося тела и есть *инерциальное поле*.

С точки зрения представления о пространстве-времени как проявлении фундаментального поля, можно сказать, что его возмущение выражается изменением его метрики — искривления пространства-времени. Сам факт существования флуктуации квантовых полей в основном (невозмущенном) состоянии фундаментального поля, т. е. флуктуации метрики пространства-времени, означает, что для искривления пространства-времени необходима энергия. А это значит, что пространство-время сопротивляется искривлению. Сила этого сопротивления есть сила инерции.

Таким образом, нарушение однородности и изотропности фундаментального поля относительно неинерциально движущегося тела равносильно локальному изменению пространственно-временной метрики относительно ее галилеевой формы (конечно, при отсутствии гравитационного поля). Локальное нарушение однородности и изотропности сопряженных с данным телом импульсов поля одновременно вызывает изменение метрики пространства-времени. Эти изменения математически могут быть представлены формулой:

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{ik} dx^i dx^k, \\ p_0^2 &= g_{ik} p^i p^k, \end{aligned} \quad (13.1)$$

т. е. могут быть охарактеризованы фундаментальным тензором g_{ik} , который одновременно играет роль метрики и роль показателя импульсных неоднородностей фундаментального поля. Идентичность значений тензора g_{ik} в (13.1) для обоих случаев приводит к тому, что инерциальному полю, подобно гравитационному, можно придать геометрический смысл.

Инерциальное поле характерно еще и тем, что движение тел в нем может совершаться только по линии нулевого или наименьшего сопротивления поля. А это положение приводит к известному принципу механики, принципу наименьшего действия Гамильтона-Лагранжа. Это значит, что свободное движение тел без сопротивления фундаментального поля эквивалентно их движению по экстремальной контуре между двумя заданными мировыми точками. Всякие другие траектории движения тел, не соответствующие условию экстремума, будут связаны с возникновением или, в общем случае, и увеличением силы сопротивления фундаментального поля, силы инерции. Эту формулировку фактически можно считать формулировкой законов инерции и движения.

Согласно приведенным положениям, закон инерции конкретно можно сформулировать следующим образом: свободное движение тела при отсутствии неоднородности и неизотропности сопряженных с данным телом импульсов фундаментального поля эквивалентно его движению по экстремальному интервалу между двумя заданными мировыми точками, т. е. соответствует наименьшему действию:

$$\delta \int_{p_2}^{p_1} ds = 0. \quad (13.2)$$

Здесь

$$ds = \sqrt{-\sum_{i=1}^4 dx_i^2}, \quad dx_4 = icdt. \quad (13.3)$$

Обычная математическая формулировка закона инерции в 4-мерном мире при отсутствии внешних сил (и полей) дается в следующей форме:

$$w^i = \frac{du^i}{ds} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dx^i}{ds} = \text{const}, \quad (13.4)$$

где $u^i = dx^i/ds$ —4-скорость.

Можно показать (и это известно), что принцип (13.2) приводит к этой же формулировке закона инерции.

Действительно, согласно (13.2) и (13.3),

$$\delta \int_{p_1}^{p_2} \sqrt{-\sum_{i=1}^4 dx_i^2} = \int_{p_1}^{p_2} \delta \sqrt{-\sum_{i=1}^4 dx_i^2} = 0,$$

где

$$\delta \sqrt{-\sum_{i=1}^4 dx_i^2} = - \frac{\sum_{i=1}^4 dx^i \delta x^i}{\sqrt{-\sum_{i=1}^4 dx^i dx_i}} = - \sum_{i=1}^4 u^i \delta x_i \quad \text{и} \quad \int_{p_1}^{p_2} \sum_{i=1}^4 u^i d\delta x_i = 0.$$

Решая по частям, получим:

$$\sum_{i=1}^4 u^i \delta x_i \Big|_{p_1}^{p_2} - \int_{p_1}^{p_2} \sum_{i=1}^4 \delta x_i w^i ds = 0.$$

В этом уравнении проинтегрированный член равен нулю, так как вариации в фиксированных точках равны нулю, следовательно:

$$\int_{p_1}^{p_2} \sum_{i=1}^4 \delta x_i w^i ds = 0.$$

Так как здесь вариации δx_i могут иметь любое значение, то последнее выражение может быть равно нулю только в том случае, если

$$w^i = \frac{du^i}{ds} = 0 \quad \text{или} \quad u^i = \frac{dx^i}{ds} = \text{const}.$$

Таким образом, принцип наименьшего действия (13.2) действительно выражает закон инерции.

3. Уравнения движений в инерциальном поле в галилеевой системе координат. Как было отмечено, фундаментальное поле характерно своими импульсами, сопряженными с данным телом. Плотность импульсов (количество импульсов в единице 4-мерного объема) в галилеевой системе координат можно рассматривать как скалярный потенциал, $\Phi(x_1, x_2, x_3, x_4)$. В § 16 будет показано, что в определенных условиях этот потенциал становится векторным. В неевклидовом же пространстве (в криволинейных координатах) указанный потенциал обобщается и вместо него

фигурируют компоненты метрического тензора g_{ik} [48] (см. гл. V). Это объясняется тем, что, как было отмечено, с появлением инерциального поля нарушается однородность пространства-времени; его метрика будет определяться метрическим тензором риманова пространства.

При отсутствии динамического эффекта движения тел, т. е. при отсутствии субстанциональных импульсов, сопряженных с данным телом, указанный скалярный потенциал должен быть постоянным:

$$\Phi(x_1, x_2, x_3, x_4) = \text{const.} \quad (13.5)$$

Это значит, что в таких случаях отсутствует потенциал векторного поля, т. е.

$$\text{Grad } \Phi = 0. \quad (13.6)$$

Здесь Grad—градиент 4-мерной функции.

Как только происходит изменение скорости или импульса тел, когда тело переходит в состояние абсолютного движения, т. е. движения с динамическим эффектом, с возникновением сопротивления фундаментального поля, создается векторное поле:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \equiv \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\text{Grad } \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4), \quad (13.7)$$

где

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = m \text{Grad } \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4). \quad (13.8)$$

Здесь $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ —импульс. Величину $m\text{Grad}\Phi$ можно рассматривать как силу сопротивления поля и, следовательно, силу инерции. Силу сопротивления поля (обусловленную ускоренным движением тела) здесь математически следует считать относительно инерциальной системы отсчета, сопутствующей данному ускоренно движущемуся телу. Это означает, что в каждый момент времени существует конкретная инерциальная система отсчета, относительно которой данное ускоренно движущееся тело покоится. Для такого представления о возникновении силы инерции градиент потенциала в (13.8), в отличие от такового для гравитационного поля, будет иметь положительный знак.

В стационарных условиях потенциал Φ не будет зависеть от x_4 . И тогда

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = m \text{grad } \Phi(x_1, x_2, x_3). \quad (13.9)$$

Для определения уравнения движения мы можем исходить из отмеченного выше положения о том, что свободное движение тела может совершаться только по линии наименьшего сопротивления, вызванного сопряженными с ним импульсами фундаментального поля. Это утверждение подобно тому принципу (и, по-видимому, вытекает из него), что всякая система стремится к состоянию с наименьшей энергией. Определение траектории с минимальным сопротивлением (с минимальной силой инерции) среди траекторий движения рассматриваемого тела со всевозможными сопротивлениями инерциального поля математически является вариационной задачей и, следовательно, она сводится к *принципу наименьшего действия*. Согласно этому принципу, как известно, вариация действия должна быть равна нулю:

$$\delta S = \int \delta L dt = 0, \quad (13.10)$$

где

$$L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

представляет собой функцию Лагранжа, и тогда

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt = -m_0 c^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - v^2/c^2} dt. \quad (13.11)$$

Когда же тело (под «телом» будем понимать частицу или точечную массу) не находится в состоянии инерциального движения, возникает градиент скалярного поля (13.7). А это означает, что движущееся тело находится во взаимодействии с фундаментальным полем, которое проявляется как инерциальное поле. В этом случае функция Лагранжа должна принимать другое значение, в ней должна появляться потенциальная энергия взаимодействия с инерциальным полем $m_0\Phi$, которую в виде*

$$\int_{t_1}^{t_2} m_0 \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4) dt$$

* В случае гравитационного потенциала эта величина будет с отрицательным знаком.

следует прибавить к интегралу действия (13.11):

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt = -m_0 \int_{x_1}^{x_2} [c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2} - \Phi] dx, \quad (13.12)$$

где

$$L = -m_0 c \frac{dS}{dt} + m_0 \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4) = m_0 c \sqrt{-x_1 x_1} + m_0 \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4). \quad (13.13)$$

Согласно общепринятому условию сокращения, в уравнении (13.13) выражение под радикалом $x_i x^i$ должно быть просуммировано по всем значениям $i=1, 2, 3, 4$, причем $x_4 = ic$. Из (13.13) видно, что лагранжиан L является функцией только от координат x^i и от их производных $x^i x^i = dx^i/dt$, поэтому эту функцию можно записать в виде:

$$L = L(x^i, \dot{x}^i). \quad (13.14)$$

Тогда нетрудно показать, что вариация уравнения (13.11) с лагранжианом (13.14) приводит к известному уравнению Эйлера—Лагранжа для 4-мерного мира:

$$\frac{\partial L}{\partial x^i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (13.15)$$

Его обычно рассматривают как уравнение движения в вариационной форме. Согласно же выражению (13.13), в уравнении (13.15)

$$\frac{\partial L}{\partial x^i} = m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x^i} \quad (13.16)$$

и

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = \frac{d}{dt} m_0 c \frac{\dot{x}^i}{\sqrt{-x^1 x_1}}. \quad (13.17)$$

Поскольку

$$\sqrt{-x^1 x_1} = \frac{1}{dt} \sqrt{-dx^1 dx_1} = c \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (13.18)$$

то

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^i} = \frac{d}{dt} m_0 \dot{x}^i / \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

Подстановка (13.16) и (13.18) в уравнение (13.15) приводит к уравнению движения в 4-мерном пространственно-временном мире:

$$m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \dot{x}^i}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (13.19)$$

Так как

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = \text{Grad}_{x^i} \Phi$$

представляет собой компонент градиента по направлению x^i , то, по (13.8),

$$F_i = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \dot{x}^i}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (13.20)$$

и вообще

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (13.21)$$

Силы, действующие на тело по направлению движения и перпендикулярно ему, согласно (13.21), соответственно, будут выражаться, как

$$\mathbf{F} = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \quad (13.22)$$

и

$$\mathbf{F} = \frac{m_0}{1 - v^2/c^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (13.23)$$

Как видно, все эти уравнения соответствуют уравнениям релятивистской механики. Для малых скоростей, когда $v^2/c^2 \rightarrow 0$, мы переходим к классическому закону динамики—второму закону Ньютона:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt}.$$

4. *Обобщение уравнений движения инерциального поля в неевклидовом пространстве-времени.* Как было отмечено, при неинерциальном движении уравнения сопряжения (13.1) в общем случае должны быть выражены в криволинейных координатах. Это объясняется тем, что абсолютное движение (движение относительно возмущенной части фундаментального поля или пространства-времени), при котором возникает инерциальное сопротивление поля, связано с искривлением пространства-времени. Иначе говоря, евклидово пространство-время становится римановым. Таким образом, явление искривления пространства-времени характерно не только для гравитационного, но и для инерциального поля. В общем случае, это явление обусловлено неоднородностью и неизотропностью субстанциональных импульсов, сопряженных с данным телом. Разница между этими полями заключается в том, что гравитационное поле носит общий, глобальный, и, в общем случае, стационарный характер и существует относительно любого тела. Инерциальное же поле носит локальный характер и существует только относительно данных неинерциально движущихся тел. Здесь под словом «локальный» понимается тот участок пространства-времени, в котором находится и действует данное тело.

Таким образом, при возникновении инерциального поля, как и в случае гравитационного поля, уравнения сопряжения и уравнения движения должны быть обобщены. И сущность такого обобщения заключается в том, что уравнения сопряжения из обыкновенной формы Пифагора переходят в их обобщенную форму

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \text{ и } P_0^2 = g_{ik} p^i p^k,$$

а операции обыкновенного дифференцирования заменяются операциями тензорного (ковариантного) дифференцирования. Остальные операции, в основном, вытекают из них.

На основании этого положения обобщенные уравнения движения в 4-мерной форме.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = \frac{du^i}{ds}, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (13.24)$$

где

$$u^i = \frac{dx^i}{ds} \quad (13.25)$$

сводятся к переходу из обыкновенных дифференциалов du^i в ковариантные Du^i . При этом левая часть уравнения (13.24) не будет изменяться, поскольку ковариантная производная скалярной функции Φ совпадает с ее обыкновенной производной. Что же касается выражения в правой части (13.24), то в нем дифференциалы du^i должны быть заменены тензорным дифференциалом контравариантного вектора u^i :

$$Du^i = \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^l} + \Gamma_{kl}^i u^k \right) dx^l = du^i + \Gamma_{kl}^i u^k dx^l, \quad (13.26)$$

где

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} g^{im} \left(\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right) \quad (13.27)$$

является символом Кристоффеля. Разделив уравнение (13.26) на ds и учитывая (13.25), получим

$$\frac{Du^i}{ds} = \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds}. \quad (13.28)$$

Подстановка этого выражения в уравнение движения (13.24) окончательно дает

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} \quad (13.29)$$

или, так как

$$F_i = m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x^i},$$

то

$$F_i = m_0 \frac{d^2 x^i}{ds^2} + m_0 \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds}, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (13.30)$$

Уравнения (13.30) являются обобщенными уравнениями динамики. Они справедливы, если одновременно с инерциальным полем существует и гравитационное.

В случае, когда можно пренебречь эффектами искривления пространства-времени, компоненты метрического тензора g_{ik} будут считаться независимыми от координат и, согласно (13.27), $\Gamma_{kl}^i = 0$. Тогда уравнения (13.29) переходят к обыкновенному виду (13.24). Если же в гравита-

ционном поле тело движется свободно, то в этом случае сила сопротивления инерциального поля не проявляется. Это может быть объяснено тем, что хотя тело движется с ускорением, оно полностью находится в инерциальном состоянии, так как динамические эффекты, возникающие вследствие ускорения и вследствие тяготения, имеют противоположные направления и по абсолютной величине равны между собой, поэтому, они взаимно компенсируются. Отсюда, по-видимому, и следуют известные принципы эквивалентности гравитационного поля и инерциального ускорения, а также гравитационной и инерциальной масс. Значит, в этих условиях

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = 0,$$

и отсюда, согласно (13.29),

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 4. \quad (13.31)$$

Уравнения (13.31) являются известными уравнениями общей теории относительности—уравнениями геодезической линии. Их можно рассматривать как математическую формулировку обобщенного закона инерции.

Согласно (13.31), свободное движение тела в гравитационном поле не зависит от массы. Иначе и не может быть; инерциальная и гравитационная массы не только эквивалентны, но и совершенно тождественны. Масса тела (гравитационная и инерциальная), как было показано в гл. I, является его эффективным «сечением» относительно сопряженных с ним субстанциональных импульсов. Она непосредственно проявляется только при его абсолютном движении и при воздействии гравитационного поля. В обоих случаях нарушается однородность и изотропность сопряженных с телом субстанциональных импульсов.

Вывод уравнений геодезической линии можно дать также на основании вариационного принципа. Выше было показано, что свободное движение тела без сопротивления инерциального поля эквивалентно его движению по экстремальному интервалу между двумя заданными мировыми точками p_1 и p_2 :

$$\int_{p_1}^{p_2} \delta ds = 0.$$

В неевклидовом пространстве-времени (при наличии гравитационно-инерциального поля) интервал ds в (13.2) может быть представлен через обобщенные уравнения сопряжения (13.1).

Тогда уравнения геодезической линии получаются на основании (13.2) и (13.1). Как было отмечено, эти уравнения хорошо известны в общей теории относительности. Их вывод с помощью вариационного принципа в разных формах приводится во многих руководствах по теории относительности.

§ 14. О физических эффектах, возникающих при абсолютном движении тел. Об асимметрии инерциальных систем отсчета

Согласно принципу относительности Эйнштейна (включая и принцип о постоянстве скорости света), все инерциальные системы отсчета являются симметричными—равноправными; причиной возникновения изменения массы, замедления времени и уменьшения продольных размеров является инерциальное движение тел друг относительно друга. При этом совершенно безразлично, относительно какой из инерциальных систем отсчета определяются указанные физические эффекты.

Однако это общепризнанное положение коренным образом меняется, если исходить из теории инерциального поля. Оказывается, что инерциальное относительное движение тел не может вызывать указанные эффекты; величина относительной скорости является лишь показателем или относительным мерилем того абсолютного движения тела относительно возмущенного фундаментального поля, которое было совершено в прошлом (независимо от того, когда именно) в процессе ускоренного перехода от относительно нулевой скорости до данной скорости инерциальной системы отсчета. При этом внешние силы совершали работу против инерциальной силы, против сопротивления инерциального поля.

Можно показать, что эта работа, совершенная внешними силами для преодоления инерциального сопротивления поля, в действительности затрачивается на изменение массы движущегося тела; увеличение же массы сопровождается замедлением времени и сокращением длины стержня в движущейся системе отсчета.

И во всех случаях для простоты теоретически можно представить, что переход от одной скорости к другой совершается с постоянным ускорением, хотя в реальных условиях этот переход может совершаться и с переменным ускорением. При этом ускоренно движущееся тело должно проходить такой путь r_v , пока его скорость не достигнет рассматриваемой скорости v . Постоянное ускорение тела релятивистски надо понимать так, что наблюдаемое ускорение одинаково во всех последовательных сопутствующих данному телу системах отсчета.

Можно утверждать, что работа по преодолению сопротивления инерциального поля должна быть пропорциональна изменению массы движущегося тела, т. е.

$$A = F r_v = \Delta m c^2 = [m(v) - m(v=0)] c^2 = (m - m_0) c^2. \quad (14.1)$$

Здесь F — постоянная сила, по абсолютной величине равна силе инерции, а r_v — путь, пройденный ускоренно движущимся телом от инерциального состояния с нулевой скоростью до инерциального состояния со скоростью v (относительно лабораторной системы отсчета). Согласно формулам (13.21) и (13.22), силу инерции можно представить в виде

$$F = m_0 \frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{m_0}{(1 - v^2/c^2)^{3/2}} \frac{dv}{dt}, \quad (14.2)$$

где

$$\frac{d}{dt} \frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = b = \text{const} \quad (14.3)$$

постоянное ускорение рассматриваемого тела в отмеченных выше сопутствующих системах отсчета. Следует напомнить, что формулы (13.21) и (13.22) были получены на основании вариационного принципа с учетом градиента потенциала инерциального поля, и, как было показано в § 13, вариационный принцип непосредственно вытекает из основных положений теории инерциального поля.

Из выражений (14.2) и (14.3)

$$\frac{dv}{dt} = (1 - v^2/c^2)^{3/2} b. \quad (14.4)$$

Его интегрирование от $t=0$, $v=0$, до t и v дает

$$\frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = bt, \quad (14.5)$$

и отсюда

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{bt}{(1 + b^2 t^2/c^2)^{1/2}}. \quad (14.6)$$

Интегрируя выражение (14.6) в пределах $r=0$ до $r=r_v$ и от $t=0$ до t (при достижении скорости движения тела рассматриваемой скорости v), получим

$$r_v = \frac{c^2}{b} \left[\left(1 + \frac{b^2 t^2}{c^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (14.7)$$

или, по (14.5) и (14.6),

$$r_v = \frac{c^2}{b} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right). \quad (14.8)$$

Согласно выражению (14.1), работа по преодолению инерциальной силы на расстоянии r_v равна

$$A = F r_v = m_0 b r_v. \quad (14.9)$$

Подставляя сюда значение r_v из (14.8), окончательно получим

$$A = F r_v = \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - m_0 \right) c^2 = (m - m_0) c^2, \quad (14.10)$$

что и требовалось показать.

Как видно, увеличение массы (или энергии) ускоренно движущегося тела от инерциального состояния с $v=0$ до инерциального состояния со скоростью $v=v$ точно соответствует результатам преобразований Лоренца для импульсов в инерциальных системах отсчета.

Далее, если работа по преодолению инерциальной силы приводит к увеличению массы ускоренно движущегося тела, то в этих условиях такому же действию должна подвергаться любая движущаяся частица, в том числе и фотоны. Для фотонов изменение энергии в результате указанного ускоренного движения их источника в соответствии с (14.10) должно быть равно

$$\Delta E = \Delta m c^2 = \hbar \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - \omega_0 \right)$$

или

$$\Delta E = 2 \pi \hbar \left(\frac{1}{\Delta t \sqrt{1-v^2/c^2}} - \frac{1}{\Delta t} \right) = 2 \pi \hbar \left(\frac{1}{\Delta t'} - \frac{1}{\Delta t} \right), \quad (14.11)$$

где Δt —собственный период колебаний. Таким образом, интервал времени $\Delta t'$, определяемый часами движущейся системы (которая подвергается ускорению при переходе от $v=0$ до $v=v$), будет равен

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1-v^2/c^2}. \quad (14.12)$$

Эта формула также соответствует преобразованиям Лоренца для инерциальных систем отсчета.

Как было отмечено, абсолютное движение тела относительно возмущенного фундаментального поля приведет также к сокращению длины стержня по направлению движения. Этот физический эффект, произведенный внешней работой в процессе преодоления силы инерции, непосредственно вытекает из формулы (14.12). Действительно, благодаря инвариантности фундаментальной скорости c теоретически мерой длины может служить интервал времени, в течение которого световой сигнал проходит расстояние, равное длине данного масштаба. В результате длина стержня, определенная таким образом, согласно (14.12), в процессе ускорения будет изменяться от $l_0=c\Delta t$ (при $v=0$) до $l=c\Delta t'$ (при $v=v$). Таким образом, согласно (14.12), и здесь мы имеем эффект

$$l = l_0 \sqrt{1-v^2/c^2}, \quad (14.13)$$

который соответствует преобразования Лоренца.

Следует напомнить, что закон преобразований Лоренца появился еще до появления принципа относительности Эйнштейна, когда предполагаемое возникновение некоторых из указанных физических эффектов связывали с абсолютным движением тел относительно лоренцева эфира. Таким образом, преобразования Лоренца, которые не связаны с механизмом возникновения динамических эффектов в результате относительного движения, в одинаковой мере применимы для описания этих явлений, как на основании принципа относительности Эйнштейна, так и на основании принципа абсолютного движения или принципа асимметрии инерциальных систем отсчета. Преобразования

Лоренца не в состоянии обнаружить указанную асимметрию.

Далее можно показать, что в процессе торможения движения тела от инерциального состояния со скоростью $v=v$ до инерциального состояния со скоростью $v=0$ все указанные физические эффекты в обратном порядке по их абсолютной величине будут уменьшаться до их собственных значений в системе отсчета с $v=0$.

Зависимость направления (знака) изменения указанных физических эффектов от знака ускорения движения наводит на мысль, что при протекании ускоренного процесса в обратном направлении накопленная энергия (в результате прямого процесса, т. е. в результате положительного ускорения) принципиально может переходить в кванты излучения. И это квантование может иметь как электромагнитную, так и инерциальную природу, т. е. система в процессе торможения будет испускать инерциальные волны, ассоциируемые с квантами инерциального поля. В этом отношении наиболее подходящими источниками излучения являются осцилляторы, которые совершают колебательные движения с периодическими положительным и отрицательным ускорениями. Поглощение энергии (увеличение массы) и ее излучение осциллятором, как обычно, в общем случае будет иметь квантовый характер. Этот вопрос будет обсуждаться более подробно в параграфе 18.

Итак, мы пришли к весьма важному заключению, что абсолютное движение тела относительно возмущенного фундаментального поля создает такие физические эффекты, как изменение массы тела, изменение интервала времени между событиями и изменение длины. И вообще, как было отмечено в § 1, масса (или импульс) материального тела проявляются только во время абсолютного движения (ускоренного движения); эта масса всегда сопряжена и обусловлена субстанциональными импульсами фундаментального поля.

Что касается движения инерциальных систем друг относительно друга, то, в действительности, оно не может играть роли в порождении динамических эффектов. Относительная скорость инерциального движения является лишь показателем той энергии, которая затрачивается в процессе абсолютного (ускоренного) движения и, следовательно, является относительным мерилом величины возникающих физических эффектов. Несмотря на это, однако, в состоянии инерциального движения физически невозможно опре-

делить или обнаружить асимметрию инерциальных систем отсчета. Никакими физическими экспериментами не может быть обнаружено инерциальное движение. Да иначе и не может быть, так как в инерциальных системах отсчета у тел, фактически, нет массы; она проявляется только при неинерциальном движении. Сама масса также есть динамический эффект абсолютного движения тел.

В заключение следует отметить, что в свете настоящих представлений совершенно отпадают некоторые парадоксы, связанные с теорией относительности, в частности, парадокс часов (или парадокс близнецов).

§ 15. Волны инерции

1. *О сущности вопроса.* Механизм рождения квантов и, вообще, частиц в фундаментальном поле, как и было показано в гл. I, можно объяснить на языке гармонического осциллятора теории ФП. При абсолютном движении тела (с динамическим эффектом) происходит искривление пространства-времени. При этом меняются и физические свойства осциллятора поля. Если осциллятор первоначально находится в основном состоянии (с нулевой энергией), то после возмущения поля (после искривления пространства-времени) осцилляторы переходят в возбужденные состояния параметрического возбуждения. Согласно теории фундаментального поля, результатом такого возбуждения осцилляторов является рождение квантов и вообще частиц.

Интенсивность рождения квантов и их энергия должны увеличиваться с увеличением степени искривления пространства-времени и, следовательно, с увеличением инерциальной силы возмущения ФП.

В квантовой теории гравитационного поля рождение кванта связано с гравитационным полем, которое, по теории Эйнштейна, создается материальной массой. Возникновение гравитационного поля, однако, также обусловлено возмущением ФП (искривлением пространства-времени в присутствии материальных масс). При этом рожденные частицы-кванты называются *гравитонами*. Они являются частицами с нулевой массой покоя и со спином, равным $2\hbar$ (это будет показано в следующем параграфе).

Поскольку физические основы возникновения гравитационного и инерциального полей идентичны—возмущение ФП с искривлением пространства-времени, то рожденные кванты, связанные с гравитационным и инерциальным

полями, должны быть идентичны по природе. Несмотря на это, однако, исходные причины их рождения отличны, поскольку причины образования инерциального и гравитационного полей разные.

Характерная особенность квантов инерциального поля (их можно назвать *инерционами*) состоит в том, что всегда имеются широкие возможности и условия их генерации с большой интенсивностью. Однако энергия, которую несет инерцион (а также гравитон), обычно ничтожно мала, и поэтому вряд ли можно зарегистрировать их в отдельности.

Другой характерной особенностью этих частиц-квантов является то, что все обычные вещества должны быть почти прозрачными для них. Это вытекает из того, что практически нет экранирующих средств для гравитационного и инерциального действий.

Кванты инерциального поля, как и любые движущиеся частицы, ассоциированы с волновыми движениями, в данном случае с инерциальными волнами. И поскольку масса покоя квантов инерциального поля (инерционов) равна нулю, то скорость их движения должна быть равна скорости распространения соответствующих инерциальных волн. Распространение инерциальных волн можно представить и в евклидовом пространстве (вне участков возмущения поля), и в искривленном пространстве-времени. Соответственно этому получаются разные типы волновых уравнений. Ниже рассмотрим эти уравнения.

2. *Волновые уравнения инерции в пространстве с галилеевой метрикой (в пространстве Минковского).* Как было показано в § 13, возникновение силы сопротивления инерциального поля

$$\mathbf{F} = m \text{ Grad } \Phi (x_1, x_2, x_3, x_4), \quad (15.1)$$

обусловленное абсолютным движением материальных систем относительно возмущенного поля, фактически можно рассматривать как возникновение инерциального поля относительно неинерциально движущихся материальных систем. В общем случае это возмущение не стационарно, т. е. в (15.1) скалярный потенциал Φ зависит не только от пространственных координат, но и от времени. В фундаментальном поле указанное возмущение должно распространяться с фундаментальной скоростью.

Известно, что если вектор является градиентом некото-

рой скалярной функции, как, например, Φ в (15.1), то такой вектор есть потенциальный вектор. Это значит, что в уравнении (15.1) вектор-сила F или вектор-ускорение $w = \frac{F}{m}$ являются потенциальными векторами. А характерной особенностью потенциального вектора, в данном случае w , является то, что его дивергенция равна

$$\operatorname{div} w = \operatorname{div} \operatorname{Grad} \Phi(x_1, x_2, x_3, x_4) = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_4^2} \quad (15.2)$$

В участке пространства, в котором находится источник (или источники) возмущения, выражение (15.2) должно привести к уравнению, подобному уравнению Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x^i} = \mu, \quad (15.3)$$

где μ — интенсивность источника возмущения. Она должна зависеть от кинетической энергии возмущения. Во всех других точках пространства, где нет источника возмущения, выражение (15.2) сводится к уравнению

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x^i} = 0, \quad (15.4)$$

которое является аналогом уравнения Лапласа.

В 4-мерном пространстве-времени в галилеевой системе координат компоненты метрического тензора $g_{ik}^{(0)}$ будут иметь значения:

$$g_{11}^{(0)} = g_{22}^{(0)} = g_{33}^{(0)} = -1 \text{ и } g_{ik}^{(0)} = 0 \text{ (} i \neq k \text{)}. \quad (15.5)$$

При этой метрике, как видно, уравнение сопряжения для пространственно-временного интервала,

$$ds^2 = -(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + c^2 dt^2, \quad (15.6)$$

уже не имеет обычную форму теоремы Пифагора. Поэтому в галилеевой системе координат сохраняется ковариантный и контравариантный характер векторов и тензоров. Двукратное дифференцирование скалярной функции Φ должно быть представлено в виде $D^i D_i \Phi$, где D^i и D_i — контравариантный и ковариантный тензорные дифференциальные

операторы. Таким образом, если для галилеевой системы координат сохраняются ковариантная и контравариантная формы векторов, то эти же формы должны быть и для дифференциалов. Однако, в действительности, ковариантное дифференцирование сводится к обыкновенному дифференцированию, так как компоненты метрического тензора согласно (15.5) постоянны и, следовательно, символы Кристоффеля будут равны нулю.

Итак, в галилеевой системе координат уравнения (15.3) и (15.4) должны принимать следующий вид:

$$D^i D_i \Phi = D^i \frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = \mu, \quad (15.7)$$

$$D^i D_i \Phi = D^i \frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = 0.$$

И так как

$$D^i = g^{(0)ik} D_k,$$

где $g^{(0)ik}$ контравариантные компоненты тензора галилеевой метрики, то, согласно (15.7),

$$g^{(0)ik} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^i \partial x^k} = -\mu, \quad (15.8)$$

$$g^{(0)ik} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^i \partial x^k} = 0.$$

Левые части уравнений (15.8) представляют собой двойные суммы по индексам i и k . Подставляя в эти суммы значения метрического тензора из (15.5) (при этом надо учесть, что $g^{(0)ik} = g_{ik}^{(0)}$) и, учитывая, что $x_4 = ct$, получим

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \mu, \quad (15.9)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_3^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0. \quad (15.10)$$

Выражение $\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \square$

представляет собой оператор Даламбера, а полученные уравнения

$$\square \Phi = \mu, \quad \square \Phi = 0 \quad (15.11)$$

являются волновыми уравнениями. Первое из них отвечает тому участку пространства, в котором находятся источники возмущения. Во всех других точках пространства, где нет источника возмущения Φ , распространение возмущения будет описываться вторым волновым уравнением (15.11). Это уравнение есть уравнение распространения сферического фронта инерциальных волн. Как видно, эти волны распространяются с фундаментальной скоростью c (со скоростью света в пустоте).

Следует отметить, что если объектами изучения являются только сами инерциальные волны, то они обычно могут рассматриваться только вне пространственных участков нахождения источников возмущения. Поэтому вдали от больших масс метрику пространства-времени можно считать галилеевой. Это обстоятельство позволяет считать, что применяемый в данном случае метод классического поля вполне оправдан даже для очень интенсивных инерциальных волн.

Что касается инерциальных волн, распространяющихся в неэвклидовом пространстве-времени, то в [48] (см. гл. V) на основании общих уравнений гравитационно-инерциального поля получены волновые уравнения, подобные уравнениям (15.11).

$$\square h_{im} = 0. \quad (15.12)$$

Здесь компоненты тензора h_{im} непосредственно связаны с метрическим тензором как возмущение галилеевой метрики $g_{im}^{(0)}$:

$$g_{im} = g_{im}^{(0)} + h_{im}.$$

В параграфе 18 мы подробно рассмотрим уравнение (15.12).

Итак, мы пришли к заключению, что любое неинерциальное движение материальной системы, связанное с изменением ее энергии со временем, может служить источником возмущения фундаментального поля, которое в виде инерциальных волн будет распространяться в пространстве с фундаментальной скоростью.

§ 16. О наблюдаемых проявлениях инерциальных волн

1. *Биологические объекты, как источники и усилители инерциальных волн.* К неинерциальным процессам, порождающим инерциальные волны, фактически относятся всевозможные физические, физико-химические, биологические и другие процессы, которые связаны с потреблением энергии. Через эти волны в фундаментальное поле передаются совершенно точные информации об указанных процессах. Таким образом, фундаментальное поле как «чудесное зеркало» с определенным естественным кодом отражает все события, совершающиеся в нашем материальном мире, абсолютно точно и со всей полнотой.

В общем случае к таким волновым процессам, несущим информацию, относятся также электромагнитные и гравитационные волны.

Как было отмечено в предыдущем пункте, регистрация инерциальных волн, ассоциированных с инерциями, в отдельности практически невозможна вследствие их чрезвычайной слабости. В связи с этим возникает вопрос, какие же реальные условия должны быть для обнаружения этих волн. Чисто абстрактно, источниками генерации инерциальных волн, которые могут быть обнаружены, должны быть такие объекты, которые представляют собой совокупность многочисленных и коллективно действующих элементарных источников-осцилляторов, возможно, молекулярных размеров. Они должны обладать свойством возбуждаться с потреблением энергии и излучать волны одновременно (коллективно) с высокой когерентностью.

Инерциальные волны, генерируемые такими объектами, практически можно зарегистрировать на очень малых расстояниях от источника. Однако для обнаружения и регистрации волн на больших расстояниях требуются приемники-усилители, действующие не совсем по традиционным принципам. Прежде всего, такие приемники-усилители, подобно указанным генераторам, также должны быть снабжены многочисленными коллективно действующими осцилляторами. Иначе говоря, указанные генераторы могут служить в качестве приемника-усилителя, если они обладают способностью к обратной связи, т. е. возбуждаются поступающими к ним инерциальными волнами с потреблением энергии для их усиления.

Ясно, что подобных генераторов-приемников инерциальных волн, созданных человеком, пока нет и не могло

быть. Однако в связи с этим возникает другой вопрос, не существует ли таких естественных генераторов-усилителей, созданных природой в течение длительной эволюции животного и растительного мира? На этот вопрос можно дать совершенно определенный положительный ответ.

Хорошо известно, что многие биофизические процессы у животных, а во многих случаях и у растений, связаны с коллективным действием белковых молекул в клетках. Этими процессами, фактически, обусловлена жизнедеятельность всевозможных организмов. К ним относятся периодическое образование и разрыв молекулярных связей при работе мышц, центральной нервной системы, другие коллективные колебательные процессы в системах белковых молекул. Все они характеризуются потреблением энергии.

Известно, что в клетках организма, в том числе и в клетках мозга, источником энергии является молекула аденозинтрифосфата (АТФ). Выделение энергии этой молекулой связано с ее способностью переходить в более стабильное состояние—аденозиндифосфат (АДФ) и фосфат ион. А основным механизмом (и источником), обеспечивающим регенерацию АТФ в организме, является окисление глюкозы.

Процессы, совершающиеся в клетках организмов под действием энергии АТФ, происходит с непосредственным переходом химической (свободной) энергии в механическую и электрическую, а также в энергию указанных колебательных движений биоосцилляторов. При таких коллективных колебательных движениях происходит генерация инерциальных и электромагнитных волн, которые несут определенную информацию о жизнедеятельности организма, в частности, о мозговых процессах.

Другая характерная особенность любой организованной системы, в том числе живой клетки и организма в целом, состоит в том, что все они являются управляемыми системами. А все управляемые системы регулируются благодаря наличию обратной связи (положительного и отрицательного характера). Это явление обратной связи происходит и на молекулярном уровне. Конкретно, обратную связь в данном случае можно представить так, если в результате расщепления молекулы АТФ свободная энергия ее связи переходит в какое-то колебание соседней с ней молекулы белка, то указанная обратная связь будет проявляться в том, что при возбуждении молекулярных биоосцилляторов от какого-либо внешнего слабого сигнала (или от нервного

импульса) непременно будет происходить выделение энергии молекул АТФ и передача ее осциллирующим молекулам. Тогда немедленно начинается коллективное колебание биоосцилляторов с большой интенсивностью, по форме соответствующее исходным колебаниям. Это значит, что информация, связанная с поступающим сигналом инерциальных волн, будет усиливаться. Если биологическим объектом является разумное существо, то ему будет казаться, что он воспринимает через какое-то «биополе» данную информацию с весьма большой интенсивностью, независимо от дальности и местоположения источника информации.

Итак, колебательный процесс биомолекул в клетках автоматически вызывает «сгорание» АТФ и, наоборот, «сгорание» АТФ автоматически вызывает колебание биомолекул, сопряженно связанных с АТФ. Эти процессы взаимосвязаны.

Существенно важным является то, что посредством условных рефлексов можно приучить организм животных и, в частности, человека к увеличению чувствительности или к приобретению способности восприятия и генерации информационных инерциальных волн. Принцип восприятия и узнавания состоит в том, что поступающие в мозг сигналы, несущие информацию, всегда сравниваются с уже накопившейся там информацией в виде памяти. Человек (или животное) узнает значение поступающих в мозг сигналов только в том случае, если вызванные ими молекулярные колебания в какой-то степени усиливают—«освещают» зарегистрированные ранее колебания молекулярных связей (часто водородных связей) биоосцилляторов памяти. А такой резонанс возможен в том случае, если поступающая в мозг информация совпадает или близка с таковой, зарегистрированной в нем; другими словами, если «структура» сигналов соответствует структуре («узoram») памяти связей мозга.

Для проверки приведенных рассуждений можно рекомендовать следующий, сравнительно легко реализуемый эксперимент. Пусть человек, владеющий гипнозом, неоднократно подвергает гипнозу какой-нибудь внушаемый объект так, чтобы у того возник заметный условный рефлекс—немедленно воспринимать мысленный сигнал гипнотизера. На основании вышеизложенного можно утверждать, что этот гипнотизер может подвергать данного «приученного» объекта гипнозу на любых расстояниях от него и в любом месте его нахождения. Напомним, что инерциаль-

ные волны проникают через любые привычные препятствия.

Следует отметить, что такой эксперимент предлагается, отчасти, в связи с тем, что в действительности подобные опыты проводились еще в 1960—62 гг. профессором Васильевым Л. Л. [49]. Однако тогда не были известны и до сих пор являются загадкой сущность и характер сигналов, несущих мысленную информацию.

Следует отметить, что биоосцилляторы должны порождать также и электромагнитные волны, несущие информацию. Однако их распространение на большие расстояния и в разных средах затруднено из-за быстрого затухания.

Интенсивные инерциальные волны должны возникать также перед землетрясениями (и, конечно, во время землетрясений). И тот факт, что некоторые животные способны чувствовать землетрясения еще до его наступления, нам кажется, можно объяснить не только их слуховым восприятием, но и восприятием инерциальных волн по вышеописанному механизму. Наличие же такой чувствительности только у животных можно объяснить явлением атавизма. Существование у их предков такой памяти можно объяснить филогенетическими «условными рефлексами», созданными природой в период сравнительно активных тектонических или вулканических процессов в земной коре.

Если эта гипотеза правильна, то из нее можно сделать важное заключение. Искусственно можно увеличить чувствительность указанных животных к восприятию инерциальных волн, генерируемых землетрясениями; или даже можно создать условные рефлексы для такого восприятия у других животных. Создание таких условных рефлексов или их усиление возможно посредством взрывов, производимых специально для этих целей.

Если некоторые биологические объекты действительно являются (или могут являться) исключительными усилителями инерциальных волн, которые по своей природе идентичны гравитационным волнам, то естественно возникает вопрос, не являются ли эти объекты *гразерами* (подобно мазерам и лазерам), о которых когда-то писал Л. Бриллюэн [40], с. 137.

Автор надеется, что эти биологические гразеры (биогазеры) помогут экспериментально установить и объяснить многие загадочные свойства гравитационных (инерциальных) волн. И если реальность биогазеров будет подтверждена экспериментально и всесторонне, то, вслед за Бриллюэном

можно утверждать, что они действительно откроют новую главу в физике; в частности, на их основе могут быть созданы инерциальные (гравитационные) передатчики и приемники, во многих отношениях превосходящие таковые, действующие на основе электромагнитных волн.

2. *Лозоходство как одна из форм проявления действий биогазера.* Лозоходство—хорошо и давно известное явление. Его суть состоит в следующем. В руках некоторых чувствительных людей—операторов (в нашем представлении биогазеров), происходит произвольное отклонение (вращение или колебание) индикатора (рамки) вокруг вертикальной оси при их приближении к возмущающим объектам. Индикатор (фактически, антенна для инерциальных волн), например, представляет собой металлическую проволоку L-образной формы диаметром 2—2,5 мм, с коротким плечом длиной 15 см и длинным плечом, равным 20—30 см. В прошлом в качестве индикатора использовали гибкие побеги деревьев или кустарников (отсюда и слово «лозоходство»).

Оператор (биогазер) свободно держит в кулаке короткое плечо (ось индикатора) на уровне своей груди так, чтобы длинное плечо рамки было расположено горизонтально относительно земли.

В качестве возмущающих объектов могут быть любые предметы животного, растительного и неорганического мира. Величина угла отклонения рамки обычно пропорциональна интенсивности поля, вызывающего это явление. Наибольший эффект наблюдается вблизи больших масс минералов, металлов, воды и т. д. Обычно воздействующие поля животных и растений отличаются неизотропностью и некоторыми другими особыми свойствами.

Лозоходство позволяет установить существование и положение искомым различным объектов, например, рудных месторождений, подземных вод, тектонических зон и т. д. Наблюдения показывают, что поле, вызывающее эффект отклонения индикатора, отличается большой проникающей способностью, что характерно для инерциальных волн. Это видно хотя бы из того, что большие массы рудных тел, находящихся на глубине нескольких сотен метров, дают знать о себе с заметной интенсивностью.

По литературным данным (см., например [50—53]), лозоходство применялось для поисков вод и минералов еще в древности. Многие рудные месторождения в разных

странах (например, в Германии, во Франции и в Чехии) были обнаружены лозоходами.

По данным Фюрона [51], существовали и существуют специальные школы (в Дели, в Мюнхене и в Версале), в которых обучаются операторы для указанных целей. Эти данные показывают, что всегда можно развить чувствительность оператора—биогразера и, по видимому, многие люди в той или иной степени обладают этой способностью.

Хотя явление лозоходства использовалось издавна, его физическая сущность до сих пор не выяснена. Фактически, нет какого-либо специального направления, которое позволило бы на строгой научной основе теоретически и экспериментально изучить это явление. По этому поводу Макс Планк как-то заметил: «Определенные вопросы, такие как земное излучение и лозоходство, сильно волнуют умы людей. Было бы необходимо создать исследовательский институт по этим вопросам, которые могут быть объяснены только с помощью чистой науки» [54].

Теперь перейдем к интерпретации явления лозоходства с точки зрения теории инерциального поля. Выше было отмечено, что усиление инерциальных волн возможно в таких системах, в которых одновременно и коллективно действуют многочисленные осцилляторы, в которых циклически совершается ускоренное движение с периодическим изменением знака ускорения; при этом излучение инерциальных волн носит приблизительно когерентный характер.

Фактически, во всех материальных средах совершаются подобные процессы с той или иной интенсивностью. При температурах, отличных от нуля, атомные, молекулярные и ионные колебательные движения особенно интенсивно совершаются во всех конденсированных системах с излучением тепловых квантов энергии электромагнитной или инерциальной природы. А у животных и растительных организмов эти процессы излучения связаны также с их жизнедеятельностью, за счет потребления энергии «сгорания» АТФ.

Лозоход, как отмечалось, фактически является чувствительным приемником-биогразером этих излучений. В его руках рамка-индикатор, по-видимому, является своего рода антенной, через которую воспринимается поток информации от внешнего мира, поток инерциальных волн, поступающих от всевозможных материальных предметов и существ.

Что касается возникновения именно такого механического эффекта, как вращение индикатора в руках оператора, обусловленного поступающим в него потоком инерциальных волн, то его сущность можно понять из содержания следующего параграфа.

§ 17. О возможности генерации и детектирования инерциальных волн

В предыдущем параграфе было отмечено, что любое неинерциальное движение тел с динамическим эффектом, связанным с изменением его массы, может служить источником инерциальных волн. В этом отношении естественно думать, что наиболее подходящими источниками излучения являются механические осцилляторы, которые совершают колебательные движения с периодическими положительными и отрицательными ускорениями. При этом периодически же происходит поглощение инерциальной энергии (увеличение колеблющейся массы) при ее положительных ускорениях и испускание тормозного излучения при ее отрицательных ускорениях. Интенсивность излучения данного осциллятора и энергия образовавшегося кванта будут увеличиваться с увеличением величины ускорения, т. е. инерциальной силы возмущения поля и частоты колебаний.

Для интенсификации процессов генерации инерциальных волн осциллирующая система должна представлять собой совокупность многочисленных и коллективно действующих элементарных осцилляторов, излучающих волны в одной фазе с высокой когерентностью. Иначе говоря, должен быть создан *инзер* (или гразер), подобно лазеру.

При создании преобразователей для инерциальных волн следует учесть, что в любом механическом осцилляторе при его колебании в материальной среде значительная часть колебательной энергии непосредственно обращается в звуковые колебания. Поэтому преобразователи инерциальных волн должны действовать в вакууме.

Далее, в параграфе 18 показано, что полная система классических уравнений инерциального поля подобна системе классических уравнений электромагнитного поля. Это значит, что характер тормозного излучения инерциальных волн должен быть подобен таковому для тормозных электромагнитных излучений. А согласно классической теории электромагнитного поля, в нерелятивистском слу-

чае тормозное излучение подобно излучению электрического диполя; *испускаемая им энергия не изотропна. вдоль оси колебаний излучение отсутствует и оно максимально в направлении, перпендикулярном к этой оси**.

Теперь, исходя из приведенных соображений, можно построить принципиальные схемы генератора и детектора инерциальных волн на основе колебательных систем, состоящих из совокупности пьезоэлектриков или магнестрикционных элементов и других колебательных систем, которые обычно используют в ультразвуковых излучателях и приемниках. Ниже для иллюстрации предлагаемых возможных способов будем рассматривать принципиальные схемы генератора и детектора только на основе пьезоэлектриков, хотя, магнестрикционные преобразователи могут оказаться более важными.

На рис. 1 представлена принципиальная схема генератора, которая изображает колебательную систему 1, находящуюся в вакуумной камере 2. Колебательная система представляет собой совокупность одинаковых пластинок пьезоэлементов, электрически параллельно соединенных между собой. Под действием высокочастотного электрического напряжения все пьезоэлементы подвергаются коллективному механическому колебанию, в результате чего возникает тормозное излучение инерциальных волн 3. Если в структуру пьезоэлементов входят электрические диполи, то одновременно с инерциальными волнами образуются также тормозные электромагнитные волны, и, как отмечалось, все эти волны будут направлены с максимальной интенсивностью в направлении, перпендикулярном к оси колебаний.

Переходя к проблеме детектирования инерциальных волн, следует отметить, что для инерциальных волн нет экранирующих средств; их фактически нельзя уловить, если не считать существующие в природе биогазеры и лозоходные индикаторы (§ 16). Вообще, по многим соображениям, способ и возможность квантовой корреляции инерциальных волн между их источниками и приемниками совершенно отличны от таковых для электромагнитных волн. Связь между источником инерциальных волн и их детектором возможна только при наличии колебательного со-

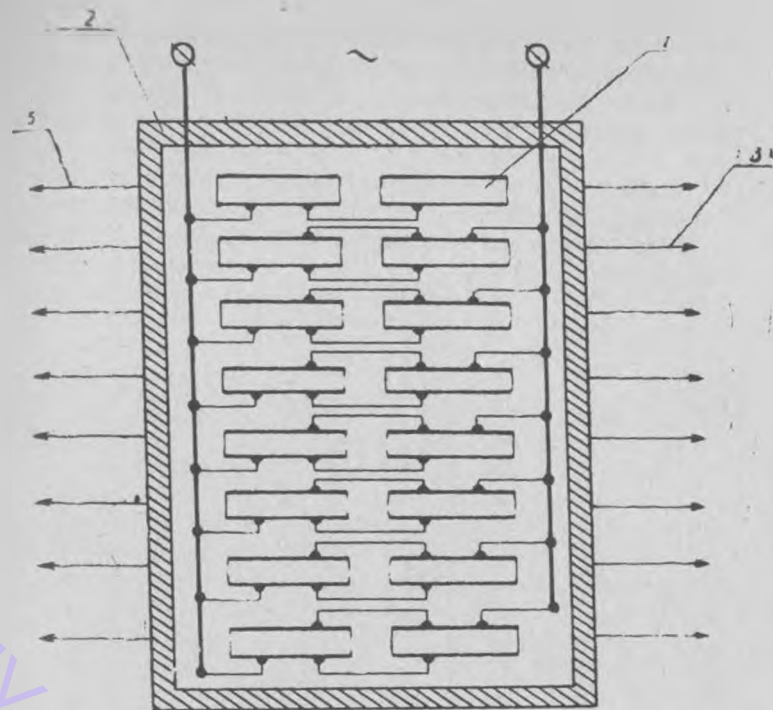


Рис. 1. Принципиальная схема генератора инерциальных волн.

стояния системы детектора под действием внешних механических сил. Это состояние мы будем называть состоянием «нулевого» колебания. В таком состоянии колебательная система детектора может принимать соответствующие кванты инерциальных волн, поступающих извне, из генератора или из других источников. При этом колебательная система детектора при своем положительном ускорении (ускорении колеблющейся массы) в состоянии «всасывать» кванты инерциального поля, а при своем отрицательном ускорении она будет обратно испускать кванты в виде тормозных излучений. И, как отмечалось, это излучение не изотропно, оно максимально в направлении, перпендикулярном к оси колебания.

Далее, следует учесть, что любой испускаемый квант связан с явлением реактивной отдачи импульса. Это значит,

* Поскольку в системе механических осцилляторов дипольный момент отсутствует, генерация инерциальных волн будет обусловлена массовым квадрупольным моментом.

что в процессе испускания тормозных излучений должно возникать давление по направлению, перпендикулярном к оси колебания механического осциллятора. Вот эти свойства тормозного излучения и принципы его образования будут использованы для создания устройства их детектирования.

На рис. 2 показана принципиальная схема детектора инерциальных волн. Он включает колебательную систему детектора 1 со стрелкой 3, закрепленных на оси 2, и шка-

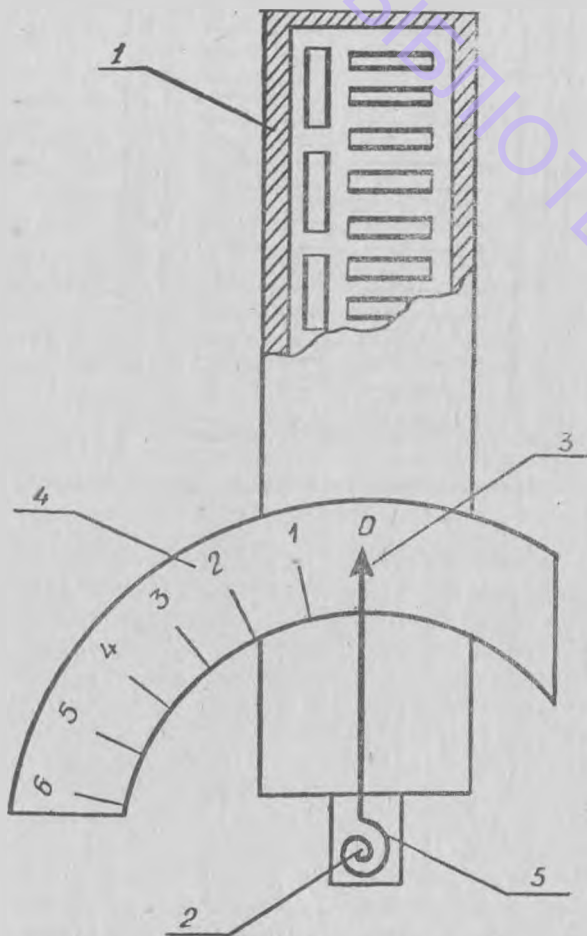


Рис. 2. Схема детектора инерциальных волн.

лу 4. Колебательная система детектора со стрелкой может вращаться по оси 2 с преодолением силы сопротивления пружины 5. Схема самой колебательной системы детектора представлена на рис. 3. Эта система, заключенная в вакуумной камере 1, состоит из двух взаимно перпендикулярно расположенных колебательных групп, I и II, пьезоэлементов, которые в каждой группе соединены электрически параллельно между собой. В процессе работы детектора колебательные группы пьезоэлементов подвергаются коллективному колебанию под действием высокочастотного электрического поля.

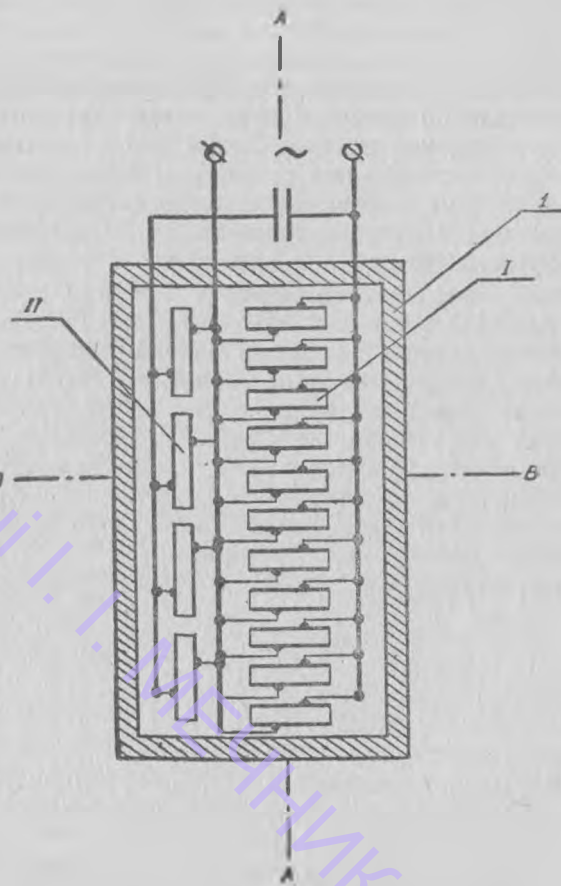


Рис. 3. Схема колебательной системы детектора

Колебательная ось группы I пьезоэлементов направлена по линии А—А, а колебательная ось II группы по линии В—В, перпендикулярной к колебательной оси I группы. Кроме того, I группа по колебательной фазе отличается от таковой во II группе тем, что когда колебание одной группы находится в фазе положительного ускорения, колебание другой группы будет находиться в фазе отрицательного ускорения. Это приводит к тому, что значительная часть инерциальных излучений I колебательной группы будет поглощена колебательной группой II. И благодаря реактивной отдаче импульсов тормозных квантов в колебательной системе I (рис. 2) возникает момент. Тогда она вместе со стрелкой вращается против часовой стрелки, преодолевая силу сопротивления пружины. Можно сделать так, чтобы величина угла вращения (показание шкалы) была пропорциональной интенсивности излучения. Следует отметить, что создание детектора возможно и на основе других, более чувствительных принципов, например, изменением напряжения высокочастотного электрического поля (над уровнем «нулевого» колебания) при использовании приведенных положений.

В заключение следует отметить, что при реализации идеи создания генератора и детектора инерциальных волн наступит новая эра беспрепятственной информационной связи между людьми на принципиально любых расстояниях сквозь громадные материальные массы. Такие детекторы будут в состоянии принимать информацию из недр земли о наличии руды, нефти, воды и совершающихся там интенсивных процессах (землетрясения и т. д.). Кроме того, они могут служить диагностическим средством для локализации очага и вида болезни.

Другим важным заключением являются нижеприведенные прогнозы.

ПРОГНОЗ I

О возможности нейтрализации силы инерции. В механических колебательных системах в колебательной фазе положительного ускорения масс системы происходит поглощение квантов инерции с увеличением величины масс и, далее, в период отрицательного ускорения происходит

испускание квантов с уменьшением величины масс колебательной системы.

Если такие явления реальны, то из этого можно сделать следующее заключение. Инерциальные силы ускоренно движущегося тела частично или полностью можно нейтрализовать, если его массу подвергать колебательному движению по направлению поступательного движения. Здесь слово «нейтрализовать» понимается в том смысле, что в положительный период ускорения колебательной системы по направлению поступательного движения масса тела будет увеличиваться под действием двух факторов: ускоренным поступательным движением тела в целом и положительным ускоренным периодом его колебательного движения. А в период же колебательной фазы отрицательного ускорения вся эта энергия инерциального возбуждения будет выделяться в виде тормозного излучения по направлениям, перпендикулярным к направлению движения.

Разумеется, при этом будет затрачено принципиально столько же энергии, сколько необходимо для преодоления силы инерции. Однако движущееся тело приобретает совершенно необычное качество. Оно фактически не будет подчиняться основным существующим законам механики. Прежде всего, его масса не будет увеличиваться с его ускоренным движением, следовательно, его скорость не будет выражать кинетическую энергию данного тела в обычном понимании. Это значит, что его можно внезапно остановить без инерциального сопротивления, и его скорость можно неограниченно увеличить. Нам кажется, что приведенные положения могут быть справедливы и для электрически заряженных частиц, движущихся в электрическом поле по направлению против силы притяжения или по направлению отталкивания, в частности, при столкновении электрически одноименно заряженных частиц. Только в данном случае в качестве колебательных сил по направлению удара может быть использовано весьма интенсивное высокочастотное электромагнитное поле; в результате здесь может возникать тормозное излучение, нейтрализующие силу отталкивания, подобно тому, как механическое колебание может нейтрализовать силу инерции.

Действительно, при движении таких электрически одноименных частиц друг против друга (в процессе их столкновения) они преодолевают силу, возникновение которой формально (но точно) может быть описано также по закону инерции (Ньютона), однако с эффективной массой m^* . Хо-

рошо известно, что такой подход принят в теории твердого тела.

Если при обычном неинерциальном движении тела в процессе его ускорения от нулевой скорости до скорости v его масса увеличивается по известному закону,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}},$$

и при нейтрализации инерциальной силы этого изменения может не происходить, то в данном случае эффективная масса m^* также будет увеличиваться (причем весьма резко), однако, по другому закону, во всяком случае

$$\frac{1}{m^*} = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2},$$

где E —энергия, требуемая для преодоления силы отталкивания и p —соответствующий импульс; и при тормозном излучении в указанных условиях аналогичным образом может быть нейтрализована сила отталкивания.

Если приведенные высказывания справедливы, то из них вытекает другое заключение, что *термоядерный синтез при приведенных условиях может быть осуществлен при более низких температурах.*

ПРОГНОЗ II

О возможности нейтрализации силы гравитационного притяжения. В параграфах 13 и 18 было показано, что кванты инерции (инерционы) и кванты гравитации (гравитоны) имеют одинаковую природу, хотя их происхождение разное. Далее было показано, что механическая колебательная система (в вакууме) периодически будет поглощать инерциальные кванты и испускать тормозные излучения в перпендикулярном к оси колебания направлении. Если природа инерциальных и гравитационных волн одинакова, то явления периодического поглощения и испускания указанных волн должны относиться и к гравитационным волнам, в том числе к виртуальным квантам гравитационного поля.

Интенсивность виртуальных квантов гравитационного поля у материальных масс по направлению силы их при-

тяжения должна быть больше, чем по другим направлениям. На основании этого можно считать, что если масса данного тела механически колеблется по направлению силы притяжения, то указанные виртуальные кванты должны быть нейтрализованы (в смысле, приведенном в прогнозе I).

Таким образом, сила гравитационного притяжения между данным телом с колеблющейся массой и другими телами должны уменьшаться с увеличением интенсивности и энергии колебательного движения этой массы.

§ 18. Квантовые и классические уравнения инерциального поля

1. *О векторном характере слабого квантового инерциального поля.* Вообще говоря, инерциальное поле является тензорным полем и, казалось бы, свести его к векторному полю, подобно электромагнитному, невозможно. Однако, как мы увидим, при рассмотрении квантования инерциального поля придется принципиально отказаться от его тензорного характера. Иначе говоря, придется считать, что тензорность инерциального поля носит классический характер.

При слабом инерциальном поле, т. е. когда метрика пространства-времени близка к галилеевой,

$$g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik},$$

где $g_{ik}^{(0)} = (-1 -1 -1 +1)$ и h_{ik} — тензор—возмущение, обусловленный инерциальным полем. Решение уравнений Эйнштейна с линеаризованным тензором Риччи вне источника, а также решение уравнений гравитационно-инерциального поля [48] (см. гл. V) приводят к волновым уравнениям:

$$\square h_{ik} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x^i} h_k^i = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^k} h_1^1. \quad (18.1)$$

К подобным же волновым уравнениям приводят уравнения Максвелла для электромагнитного поля:

$$\square A_i = 0, \quad \frac{\partial A^i}{\partial x^i} = 0. \quad (18.2)$$

Для плоских волн общие решения (18.1) и (18.2), соответственно, выражаются как

$$h_{ik}(x) = e_{ik} \exp(ik_l x^l) + e_{ik}^* \exp(-ik_l x^l), \quad (18.3)$$

$$k_i k^i = 0, \quad k_i e_k^i = \frac{1}{2} k_k e^i_i \quad (18.4)$$

$$A_p = e_p \exp(ik_n x^n) + e_p^* \exp(-ik_n x^n), \quad (18.5)$$

$$k_p k^p = 0, \quad k_p e^p = 0. \quad (18.6)$$

В этих выражениях e_{ik} и e_p представляют собой тензоры поляризации и векторы поляризации, соответственно. Симметричная матрица $e_{ik}=(4 \times 4)$ в (18.3) в общем случае имеет 10 независимых компонентов, однако соотношение (18.4) уменьшает их до шести. И благодаря калибровочным преобразованиям $x^j \rightarrow x^j + \epsilon^j(x)$ из этих шести компонентов только два e_{11} и e_{12} , могут иметь физический смысл:

$$k^1 = k^2 = 0, \quad k^3 = k^4 = k > 0.$$

И тогда, согласно (18.4),

$$e_{41} = -e_{31}, \quad e_{42} = -e_{32}, \quad (18.7)$$

$$e_{43} = -\frac{1}{2}(e_{33} + e_{44}), \quad e_{22} = -e_{11}.$$

Для вектора же поляризации e_p из трех независимых компонентов также два, e_1 и e_2 , имеют физический смысл.

Можно показать, что при повороте на угол θ относительно направления распространения плоской волны (направления z) последняя преобразуется по правилу

$$\psi' = e^{i\lambda\theta} \psi,$$

где λ —спиральность. В данном случае в качестве ψ можно взять e_{ik} и e_p . Действительно, на основании (18.7), представляя тензоры поляризации в комплексной форме

$$e_{(1)} = e_{11} \mp i e_{12}, \quad e_{(2)} = e_{31} \mp i e_{32}, \quad e_{(3)} = e_{33}, \quad e_{(4)} = e_{44},$$

и преобразуя их посредством операции вращения группы Лоренца (вращения системы координат вокруг оси z),

$$e'_{ik} = \alpha^l_m \alpha^k_n e_{lmn},$$

где

$$\alpha^l_k = \begin{vmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

получим

$$e'_{(1)} = e^{\lambda i\theta} e_{(1)} \equiv e^{\pm 2i\theta} e_{(1)}, \quad (\lambda = \pm 2)$$

$$e'_{(2)} = e^{\lambda i\theta} e_{(2)} \equiv e^{\pm i\theta} e_{(2)}, \quad (\lambda = \pm 1)$$

$$e'_{(3)} = e_{33}, \quad e'_{(4)} = e_{44} \quad (\lambda = 0).$$

Подобным же образом для вектора поляризации электромагнитного поля имеем:

$$e_{(1)} = e_1 \mp i e_2, \quad e_{(2)} = e_{(3)}, \quad e'_p = \alpha^p_n e_n,$$

$$e'_{(1)} = e^{\pm i\theta} e_{(1)}, \quad e'_{(2)} = e_2, \quad (\lambda = \pm 1, 0).$$

Из приведенных данных следует, что инерциальную плоскую волну можно разложить на компоненты со спиральностью

$$\lambda = 0, \pm 1, \pm 2,$$

а электромагнитные плоские волны можно разложить на составляющие со спиральностью

$$\lambda = 0, \pm 1.$$

Однако, как мы видели, физический смысл для инерциального поля имеет только $\lambda = \pm 2$, а для электромагнитного поля только $\lambda = \pm 1$. Они же соответствуют «спинам» (в единицах \hbar) $s=1$ для фотона и $s=2$ для инерциона (гравитона).

Для квантования инерциального поля гамильтониан можно построить на основании тензора-потенциала (18.3) в операторной форме:

$$\hat{h}_{Im}(\mathbf{r}) = \sum_{k\lambda} \{ \hat{a}_{k\lambda} U_{k\lambda}(\mathbf{r}) + \hat{a}_{k\lambda}^{\dagger} U_{k\lambda}^*(\mathbf{r}) \}, \quad (18.8)$$

где $\hat{a}_{k\lambda}^{\dagger}$ и $\hat{a}_{k\lambda}$ — операторы рождения и уничтожения инерциона, подчиняющиеся коммутационным соотношениям

$$[\hat{a}_{k\lambda}, \hat{a}_{k'\lambda'}^{\dagger}] = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (18.9)$$

$$[\hat{a}_{k\lambda}, \hat{a}_{k'\lambda'}] = [\hat{a}_{k\lambda}^{\dagger}, \hat{a}_{k'\lambda'}^{\dagger}] = 0;$$

здесь $\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}')$ —трехмерная δ -функция Дирака; функции $U_{k\lambda}$ являются плоскими волнами:

$$U_{k\lambda} = e_{lm}(k, \lambda) e^{ikr}, U_{k\lambda}^* = e_{lm}^*(k, \lambda) e^{-ikr}, \quad (18.10)$$

где $e_{lm}(k, \lambda)$ — тензор поляризации инерциона с импульсом \mathbf{k} и спиральностью λ .

В этих операциях для построения гамильтониана, который мог бы описывать рождение и уничтожение инерциона, сразу же возникает принципиальная трудность. Она состоит в том, что оператор (18.8) не может быть тензором, так как суммирование по λ ограничено значением $\lambda = \pm 2$, а между тем истинный тензор, как мы видели, должен иметь спиральности $\lambda = 0, \pm 1, \pm 2$. Эта трудность носит не только чисто математический, но и физический характер. С другой стороны, нельзя квантовать инерциальное поле, оставляя операторы h_{lm} тензорами. Для выхода из этого положения многие авторы, как, например, Дирак [55], Фейнман [56] и другие, исходя из лоренц-инвариантного формализма, для квантования гравитационного поля приняли h_{lm} не тензором и исключили спиральности $\lambda = 0, \pm 1$, не имеющие физического смысла. Вейнбергом же было показано [57], что вообще нельзя построить лоренц-инвариантную квантовую теорию ультра-релятивистской частицы со спиральностью ± 2 со взаимодействием тензорного поля.

Итак, тензорность инерциального поля имеет классический характер. В квантовом поле она не проявляется.

Факт принятия нетензорности инерциального поля позволяет квантовать его и подойти к нему с помощью квазиквантовых уравнений.

2. *Квантование слабого инерциального поля.* При движении точечного источника инерциального поля нарушается сферическая симметрия его потенциала (это особенно характерно для инерциального потенциала), и в поле появляются непотенциальные векторы напряженностей, порождающие вихри:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t}, \quad \mathbf{E}^* = \text{rot } \mathbf{h}. \quad (18.11)$$

При этом полная энергия поперечной части поля должна быть равна

$$E = a \int (E^2 + E^{*2}) dV. \quad (18.12)$$

Исходя из того, что вообще тензорность поля носит классический характер, тензорное поле h_{lm} теперь мы можем

принять как векторное и на основании этого, аналогично электромагнитному полю, считать, что

$$\text{div } \mathbf{h} = 0 \quad (18.13)$$

(условие поперечности), а волновое уравнение (18.1) сводится к уравнению

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} = 0. \quad (18.14)$$

Согласно теории фундаментального поля (ФП), пространственно-временной мир является дискретным; он представляет собой совокупность большого числа фундаментальных элементов, неразличимых относительно любой инерциальной системы отсчета. Поэтому вместо классического описания непрерывного слабого инерциального поля посредством вектора потенциала $\mathbf{h}(x, y, z)$, заданного во всех точках пространства, мы можем (как обычно делается формально, а теперь без всякой формальности) произвести разложение его по всем возможным волновым векторам \mathbf{k} посредством дискретного ряда переменных \mathbf{h}_k , удовлетворяющих уравнению

$$\ddot{\mathbf{h}}_k + c^2 k^2 \mathbf{h}_k = 0, \quad \mathbf{h}_k \sim e^{-i\omega_k t}, \quad (18.15)$$

где $\omega_k = ck$, а c — фундаментальная скорость:

$$\mathbf{h} = \sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{h}_k e^{ikr} + \mathbf{h}_k^* e^{-ikr}), \quad k_{x_i} = 2\pi n_{x_i}/L_i, \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (18.16)$$

n_{x_i} — положительные и отрицательные целые числа и $L_1 \cdot L_2 \cdot L_3 = V$ — объем. Тогда, по (18.11) и (18.12),

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{h}} = -\frac{1}{c} \left[\sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{h}_k e^{ikr} + \mathbf{h}_k^* e^{-ikr}) + i \sum_{\mathbf{k}} k (\mathbf{h}_k e^{ikr} - \mathbf{h}_k^* e^{-ikr}) \right] \quad (18.17)$$

и

$$\mathbf{E}^* = i \sum_{\mathbf{k}} [(\mathbf{k} \times \mathbf{h}_k) e^{ikr} - (\mathbf{k} \times \mathbf{h}_k^*) e^{-ikr}]. \quad (18.18)$$

Согласно же (18.12), соответственно с (18.17) и (18.18) и с учетом того, что по (18.18) $\mathbf{k} \cdot \mathbf{h}_k = 0$ и $(\mathbf{k} \times \mathbf{h}_k^*)(\mathbf{k} \times \mathbf{h}_k) = k^2 \mathbf{h}_k \mathbf{h}_k^*$, мы будем иметь

$$E = 4 a^2 k^2 V \mathbf{h}_k \mathbf{h}_k^*. \quad (18.19)$$

Канонические переменные поля, удовлетворяющие соотношению (18.19), можно представить в виде:

$$\mathbf{Q}_k = \left(\frac{2 a V}{c^2} \right)^{1/2} (\mathbf{h}_k + \mathbf{h}_k^*), \quad (18.20)$$

$$\mathbf{P}_k = -i \omega_k \left(\frac{2 a V}{c^2} \right) (\mathbf{h}_k - \mathbf{h}_k^*) = \dot{\mathbf{Q}}_k$$

и, согласно (18.19), гамильтонова функция представляется в виде:

$$H = \sum_k \frac{1}{2} (P_k^2 + \omega_k^2 Q_k^2), \quad (18.21)$$

Далее, по теории ФП, каждая фундаментальная элементарная ячейка поля—пространства-времени представляет собой линейный гармонический осциллятор. Она связана не только с дискретными уровнями положительной энергии, но и с зеркально-симметричными отрицательными энергетическими уровнями. Таким образом, для перехода к квантовому описанию инерциального поля мы должны разложить классическое поле на осцилляторы. Как видно, это получается естественно, если гамильтониан (18.21) представить в операторной форме:

$$\hat{H} = \sum_{k\lambda} \frac{1}{2} (\hat{P}_{k\lambda}^2 + \omega_k^2 \hat{Q}_{k\lambda}^2). \quad (18.22)$$

Собственные значения этого оператора для энергии и импульса соответственно с релятивистским выражением энергии $E = \pm (c^2 p^2 + m_0^2 c^4)^{1/2}$ должны быть равны сумме энергии и импульсов осцилляторов:

$$E = \pm \sum_{k\lambda} \left(n_{k\lambda} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_k \quad \text{и} \quad \mathbf{P} = \pm \sum_{k\lambda} \left(n_{k\lambda} + \frac{1}{2} \right) \hbar \mathbf{k}, \quad (18.23)$$

Очевидно, что если гамильтониан представлен в операторной форме (18.22), то оператором становится и потенциал поля (18.16). Его в гейзенберговском представлении можно записать в виде:

$$\hat{h}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k\lambda} (\bar{a}_{k\lambda} \mathbf{U}_{k\lambda} + \bar{a}_{k\lambda}^\dagger \mathbf{U}_{k\lambda}^*), \quad (18.24)$$

где

$$\mathbf{U}_{k\lambda} = e^{i\lambda} \left(\frac{2\pi}{\omega V} \right)^{1/2} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}.$$

Оператор $\hat{h}(\mathbf{r}, t)$ в представлении плоских волн, согласно (18.23), характеризуется собственными значениями $n_{k\lambda}$ операторов $N_{k\lambda}$ и волновыми функциями $\Psi(\dots n_{k\lambda} \dots)$, описывающими состояние инерциального поля (а также электромагнитного поля), в котором имеются $n_{k\lambda}$ инерционов с импульсами $\hbar \mathbf{k}$ и поляризацией $e^{i\lambda}$. Операторы же $\bar{a}_{k\lambda}$ и $\bar{a}_{k\lambda}^\dagger$ представляют собой соответственно операторы уничтожения и рождения инерционов в состоянии \mathbf{k} и λ . Они удовлетворяют соотношениям

$$\bar{a}_{k\lambda} \psi(\dots n_{k\lambda} \dots) = \left(\frac{2\pi \hbar c n_{k\lambda}}{k} \right)^{1/2} \psi(\dots n_{k\lambda} - 1 \dots),$$

$$\bar{a}_{k\lambda}^\dagger \psi(\dots n_{k\lambda} \dots) = \left[\frac{2\pi \hbar c (n_{k\lambda} + 1)}{k} \right]^{1/2} \psi(\dots n_{k\lambda} + 1 \dots).$$

3. *Вихревые векторы, обусловленные нарушением симметрии поля точечного источника.* Здесь мы будем рассматривать поле только вне источников (вне среды и вдали от них). Это обстоятельство позволяет нам считать пространство приблизительно евклидовым и, следовательно, использовать во многих вопросах обычные методы классической теории поля и классическое выражение энергии.

Из классической теории поля известно, что, если, какой-нибудь вектор \mathbf{a} является потенциальным вектором, т. е. когда его можно представить в виде градиента, какого-либо скалярного поля

$$\mathbf{a} = \text{grad } \psi,$$

то циркуляция этого вектора по замкнутому контуру L равна нулю:

$$\oint_L \mathbf{a} \, ds = \oint_L a_s \, ds = 0,$$

где ds —элемент контура L , а $\mathbf{a} \, ds$ —скалярное произведение \mathbf{a} и ds .

Потенциалы кулоновского и инерциального полей Φ и Φ при неподвижных точечных источниках (и при их медленном движении) обладают сферической симметрией, а их градиенты направлены радиально-симметрично от источника к бесконечности, где они вместе с потенциалом обращаются в нуль. Здесь важно отметить, что сферическая симметрия источника и потенциальность вектора напряженности поля в данном случае эквивалентны. Если потенциал точечного источника не обладает сферической симметрией, то это означает, что в поле существует также некоторый вектор без источника и связанный с ним поток вихря. Это положение будет справедливо и при следующем утверждении: если по какой-либо причине нарушается сферическая симметрия точечного источника, то в поле обязательно должен появиться непотенциальный вектор, порождающий вихрь. Нарушение симметрии поля и, следовательно, появление непотенциального вектора математически можно представить в виде:

$$\oint_L \mathbf{E} \, ds + \oint_L \mathbf{E}^* \, ds \neq 0. \quad (18.25)$$

Если симметрия нарушается вследствие движения источника со скоростью \mathbf{v} , то

$$\mathbf{E}^* \sim (\mathbf{v} \times \mathbf{E}). \quad (18.26)$$

В этом случае в выражении (18.25) первый член уже не будет идентичным циркуляции \mathbf{E}^* при сферической симметрии, т. е. он будет отличным от нуля. Это означает, что напряженность \mathbf{E} в (18.25) приобретает характер непотенциального вектора, и в системе появляется второй вектор \mathbf{E}^* , который, по (18.26), перпендикулярен вектору \mathbf{E} . Тогда, по теореме Стокса, циркуляция векторов по замкнутому контуру L должна порождать поток вихря векторов \mathbf{E} и \mathbf{E}^* через поверхность, ограниченную данным контуром:

$$\left. \begin{aligned} \oint_L \mathbf{E}^* \, ds &= \int_S \text{rot } \mathbf{E}^* \, dS \equiv \int_S \text{rot}_n \mathbf{E}^* \, dS, \\ \oint_L \mathbf{E} \, ds &= \int_S \text{rot } \mathbf{E} \, dS \equiv \int_S \text{rot}_n \mathbf{E} \, dS. \end{aligned} \right\} \quad (18.27)$$

Очевидно, что чем больше степень деформации сферического поля точечного источника, тем больше должен быть поток вихря.

Характерная особенность фундаментальных частиц—носителей полей в состоянии «флуктуации» с положительной энергией, а также любых квантов, состоит в том, что из-за предельности скорости их движения, они не могут приобрести ускорение по направлению движения. А это равносильно тому, что напряженности собственных инерциальных и электромагнитных полей самих частиц по направлению их движения равны нулю. Следовательно, собственные поля инерционных и электромагнитных квантов и вообще, фундаментальных частиц с положительной массой, не могут обладать сферической симметрией. В положительных направлениях движения по всей изопотенциальной поверхности, перпендикулярной к потокам фундаментальных частиц, напряженность поля любого потока должна быть равна нулю. Это положение также непосредственно вытекает из уравнений (18.27).

Итак, движение частиц и, в частности, движение с фундаментальной скоростью можно рассматривать как поток энергии, нарушающий сферическую симметрию напряженностей полей и, следовательно, вызывающий циркуляцию векторов типа \mathbf{E} и \mathbf{E}^* . Поэтому модель инерциального поля следует представить в виде двух взаимно сопряженных векторов \mathbf{E} и \mathbf{E}^* , одновременно циркулирующих по данному контуру и порождающих поток вектора энергии \mathbf{W} (поток самих частиц), перпендикулярный им.

Если удельная энергия поля равна E_0 , то поток вектора энергии будет определяться как

$$\mathbf{W} = c E_0, \quad (18.28)$$

где c —фундаментальная скорость. По определению, вектор \mathbf{W} всегда перпендикулярен циркулирующим векторам \mathbf{E} и \mathbf{E}^* . Следовательно, согласно закону умножения векторов, \mathbf{W} можно представить пропорциональным векторному произведению:

$$\mathbf{W} = k (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*), \quad (18.29)$$

где k —коэффициент пропорциональности. Очевидно, k может быть связан только с фундаментальной скоростью и в случае инерциального поля с гравитационной постоянной.

Для нахождения уравнений поля мы будем исходить из выражения (18.29), классического выражения энергии электромагнитного поля, и закона ее сохранения. Как известно, если в пространстве взят определенный объем V , ограниченный замкнутой поверхностью S , то при отсутствии источников и стоков энергии в этом объеме, по закону сохранения энергии,

$$\frac{d}{dt} \int_V E_0 dV + \oint_S \mathbf{W} dS = 0 \quad (18.30)$$

или, на основании (18.29),

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V E_0 dV = - \oint_S \mathbf{W} dS = -k \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) dS. \quad (18.31)$$

Согласно классическим выражениям энергии для электромагнитного поля,

$$E = \int_V E_0 E_0 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V E_0^2 dV. \quad (18.32)$$

Это уравнение справедливо только для статистического поля, когда источник поля неподвижен. Между тем, для рассматриваемого случая поле потоков источников, движущихся с предельной скоростью, как мы видели, характеризуется не только вектором \mathbf{E} , но и в одинаковой мере сопряженным с ним вектором \mathbf{E}^* . Очевидно, что наряду с энергией поля, связанной с \mathbf{E} , должна существовать и энергия, соответствующая вектору \mathbf{E}^* . И поскольку векторы \mathbf{E} и \mathbf{E}^* взаимно сопряжены, симметричны и совершенно равноправны, то, согласно (18.32), энергия поля, обусловленная вектором \mathbf{E} , будет равна энергии поля, связанной с вектором \mathbf{E}^* :

$$a \int_V E^2 dV = a \int_V E^{*2} dV. \quad (18.33)$$

Таким образом, полную энергию поля можно представить как

$$E = E_E + E_{E^*} = 2a \int_V \mathbf{E} \mathbf{E}^* dV. \quad (18.34)$$

На основании этого уравнения поток вектора будет равен

$$\mathbf{W} = cE_0 = 2ac \mathbf{E} \mathbf{E}^*. \quad (18.35)$$

И тогда из уравнений (18.35) и (18.30) будем иметь:

$$\frac{dE}{dt} = - \oint_S \mathbf{W} dS = -2ac \oint_S \mathbf{E} \mathbf{E}^* dS. \quad (18.36)$$

Уравнение (18.36) тождественно равно уравнению (18.31). Это означает, что действительно

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^*, \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{E}^* \quad (18.37)$$

$$k = 2ac \quad (18.38)$$

и, по (18.29),

$$\mathbf{W} = 2ac (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*). \quad (18.39)$$

Таким образом, согласно (18.37), взаимно-сопряженные векторы \mathbf{E} и \mathbf{E}^* перпендикулярны друг к другу и по абсолютной величине равны между собой. Далее, как мы видели, вектор \mathbf{W} представляет собой поток инерциальной энергии, проходящий через поверхность, равную единице. Частным случаем этого вектора для электромагнитного поля ($a = \frac{1}{8}\pi$) является вектор Пойтинга: $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$, где \mathbf{E} — и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей.

На основании соотношения (18.39), уравнение (18.30) теперь можем записать в виде

$$\frac{dE}{dt} = -2ac \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) dS. \quad (18.40)$$

Применяя теорему Гаусса—Остроградского, будем иметь

$$\frac{dE}{dt} = -2ac \int_V \text{div} (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) dV, \quad (18.41)$$

и отсюда

$$\frac{dE}{dt} = -2ac \int_V (\mathbf{E}^* \text{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \text{rot} \mathbf{E}^*) dV. \quad (18.42)$$

С другой стороны, скорость изменения энергии поля можно определить и на основании уравнений (18.29) и (18.34):

$$\frac{dE}{dt} = 2a \int_V (\mathbf{E}^* \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t}) dV. \quad (18.43)$$

Так как в этом уравнении дифференцированию подвергаются абсолютные значения векторов \mathbf{E} и \mathbf{E}^* , то

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \parallel \mathbf{E}^*, \text{ и } \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \parallel \mathbf{E}. \quad (18.44)$$

Таким образом, с учетом еще и условия (18.37) будем иметь:

$$\mathbf{E} \perp \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \parallel \mathbf{E}^*, \mathbf{E}^* \perp \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \parallel \mathbf{E}, \mathbf{E} = \mathbf{E}^*. \quad (18.45)$$

Эти уравнения позволяют записать выражение в скобках под интегралом (18.43) в виде суммы скалярных произведений:

$$\mathbf{E}^* \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} = \left(\mathbf{E}^* \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) + \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (18.46)$$

и отсюда

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 2a \int_V \left[\left(\mathbf{E}^* \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} \right) + \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \right] dV. \quad (18.47)$$

Уравнения (18.42) и (18.47) тождественно равны друг другу, и поэтому

$$-(\mathbf{E}^* \text{rot } \mathbf{E} - \mathbf{E} \text{rot } \mathbf{E}^*) \equiv \frac{1}{c} \left(\mathbf{E}^* \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t} + \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (18.48)$$

В этом тождестве соответствующие величины при \mathbf{E}^* и \mathbf{E} должны быть равны друг другу, т. е.

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t}, \text{rot } \mathbf{E}^* = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (18.49)$$

Эти уравнения относятся к основным классическим уравнениям инерциального поля. Для составления полной системы уравнений следует учесть, что для вывода уравнений (18.49) мы исходили из условия отсутствия каких-либо источников в рассмотренной области. А это означает, что дивергенции векторов \mathbf{E} и \mathbf{E}^* должны быть равны нулю. Поэтому полную систему уравнений для инерциального поля (подобно электромагнитному) можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial t}, \\ \text{rot } \mathbf{E}^* &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \text{div } \mathbf{E} &= 0, \text{div } \mathbf{E}^* = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18.50)$$

Следует отметить, что полученные уравнения (18.50) могут иметь решения, отличные от нуля. Следовательно, инерциальное поле может существовать и без источника возмущения фундаментального поля, т. е. независимо от неинерциально движущихся тел, которые когда-то являлись причиной его возникновения.

Нетрудно показать, что уравнения (18.50) приводят к волновым уравнениям, подобным (18.10), однако в этом случае будет фигурировать векторный потенциал \mathbf{h} вместо скалярного Φ . Это означает, что классические волновые уравнения инерциального поля совершенно аналогичны волновым уравнениям электромагнитного поля.

ГЛАВА V. ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИОННО-ИНЕРЦИАЛЬНОГО ПОЛЯ

§ 19. О дискретном римановом пространстве-времени

Как известно, структура риманова пространства-времени строится на основе положений

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \text{Det} |g_{ik}| \neq 0 \text{ и } g_{ik} = g_{ki}, \quad (19.1)$$

где g_{ik} — метрический тензор. С точки зрения общей теории относительности Эйнштейна, это пространство-время локально обращается в пространство Минковского и, следовательно, в локально-геодезической системе координат

$$\dot{g}_{ik, l} \equiv \partial g_{ik} / \partial x_l = 0, \quad (19.2)$$

и во всех системах координат.

$$\dot{g}_{ik, l} \equiv \nabla_l g_{ik} = 0. \quad (19.3)$$

Здесь g_{ik} — метрический тензор со свойством (19.3).

Коэффициент аффинной связности $\dot{\Gamma}_{ik}^l$, который соответствует параллельному переносу в непрерывном римано-

вом пространстве, является функцией метрического тензора g_{ik} :

$$\Gamma_{ik}^l(g_{ik}) = \frac{1}{2} g^{im} (\dot{g}_{mk, l} + \dot{g}_{ml, k} - \dot{g}_{kl, m}). \quad (19.4)$$

Дискретное же риманово пространство-время предельно локально есть фундаментальный элемент пространства-времени. Оно, как отмечалось в § 1, представляет собой изотопическое пространство, характеризуется представлениями групп внутренней симметрии и, в общем случае, естественно, не может быть плоским. Коэффициент связности в малой области дискретного риманова пространства не может быть равен нулю, поскольку локально оно стремится к конечному (фундаментальному) значению, а не к нулю; любое конечное реальное пространство является римановым и $g_{ik, l} \neq 0$.

Таким образом, дискретное риманово пространство будет определяться соотношениями:

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \text{Det} |g_{ik}| \neq 0, g_{ik} = g_{ki}, g_{ik, l} \neq 0. \quad (19.5)$$

Тот факт, что во всех системах координат риманова дискретного пространства-времени $g_{ik, l} \neq 0$, легко можно показать на основании следующей наглядной теоремы.

Если первые производные по координатам фундаментального тензора реального мира g_{ik} отличны от нуля в локально-геодезической системе координат, то отличными от нуля будут также его ковариантные производные во всех системах координат, т. е.

$$g_{ik, l} = g_{ik, l} - \Gamma_{il}^m g_{mk} - \Gamma_{kl}^m g_{mi} \neq 0, \quad (19.6)$$

где

$$\Gamma_{il}^m = \frac{1}{2} g^{mj} (\dot{g}_{jl, i} + \dot{g}_{ji, l} - \dot{g}_{il, j})$$

коэффициенты аффинной связности, которые абстрактно строятся для операций в тензорном анализе. Входящий в них тензор g_{ik} фактически не является фундаментальным тензором, образующим реальное физическое поле, хотя он может иметь очень близкое значение с ним.

В локально-геодезической системе координат (в отмеченном абстрактном неевклидовом пространстве)

$$\dot{g}_{mk, l}, \dots, \Gamma_{il, k}^m, \dots = 0$$

(в реальном дискретном пространстве-времени $g_{ik, l} \neq 0$), и, отсюда, согласно (19.6), ковариантные производные метрического тензора реального (дискретного) мира (будучи тензорами) во всех системах координат действительно отличны от нуля:

$$g_{ik, l} \neq 0. \quad (19.7)$$

И, как будет показано в следующем параграфе, эта теорема приводит к более общим уравнениям гравитационного поля, частными случаями которых оказались уравнения Эйнштейна.

В связи с приведенными данными следует еще раз отметить, что в реальном римановом пространстве траекторию движения свободной частицы и его уравнение, в отличие от абстрактной геодезической линии (в абстрактном же неевклидовом пространстве), можно получить лишь на основании метрики реального мира, $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$, из принципа наименьшего действия:

$$\delta S = -mc \delta \int ds = 0.$$

Он приводит к известным уравнениям

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0,$$

где и в данном случае $\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} g^{im} (\dot{g}_{mk, l} + \dot{g}_{ml, k} - \dot{g}_{kl, m})$;

однако здесь не налагаются условия $g_{ik, l} = 0$. Это значит, что коэффициенты Γ_{kl}^i , хотя по форме идентичны коэффициентам аффинной связности, однако фактически не являются таковыми. Они могут быть такими только при условии $g_{ik, l} = 0$.

В связи с приведенными положениями необходимо также отметить, что ковариантная производная, и вообще тензорный анализ, строится лишь на основании коэффициентов аффинной связности* Γ_{kl}^i , независимо от того, связаны ли они с метрическим тензором реального мира или нет [58—60]. Итак, в общем случае, положения абстрактной математической дисциплины—тензорного анализа—нельзя обуславливать свойствами физического мира (физи-

* Где предварительно обязательно ставится условие $g_{ik, l} = 0$.

ческого поля). И поскольку тензор кривизны R_{klm}^i (основа уравнений поля Эйнштейна) определяется также параллельным переносом, и в нем фигурируют только коэффициенты связности Γ_{kl}^i и их производные, то все уравнения поля Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g^*_{ik} R = -\frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad R = g^{*ik} R_{ik},$$

$$R_{ik} = -\Gamma^*_{il,k} + \Gamma^*_{ik,l} + \Gamma^*_{lk} \Gamma^*_{lm} - \Gamma^*_{km} \Gamma^*_{il}$$

связаны с вышеприведенными ограничениями и неполнотой теории. В этих уравнениях содержатся в неявной форме не уравнения движения, как обычно считают, а уравнения абстрактной геодезической линии; они допускают образование физических полей и исключение гравитационных полей произвольным преобразованием координат, и, как мы увидим, далее, они не имеют универсального характера. Естественно, что такая ситуация, связанная с ОТО, не может не навести на мысль о необходимости обобщения метрического тензора g_{ik} , распространения римановой геометрии на всю Вселенную, включая фундаментально малые ее области (вследствие дискретности), и получения более общих уравнений.

Однако при этом следует учесть, что, как мы видели, элементы дискретного пространства-времени настолько малы, что вообще g_{ik} по величине очень близки g^*_{ik} . И поэтому, во многих случаях уравнения Эйнштейна вполне оправдываются, конечно, за исключением больших областей пространства-времени, когда глобальное тензорное поле Вселенной будет играть существенную роль, и малых областей, порядка фундаментальных элементов пространства-времени.

§ 20. Уравнения гравитационно-инерциального поля [61]

1. *Об исходных положениях общей теории относительности.* Как известно, общая теория относительности (ОТО) исходит из эквивалентности гравитационных полей и геометрических структур пространственно-временного континуума на основе геометрии Римана* (19.1) с условиями (19.2) и (19.3). Таким образом, исходя из риманова прост-

* Согласно положениям римановой геометрии, метрический тензор g_{ik} ограничивается только условиями (19.1), в остальном он произвольный.

ранства-времени, ОТО основывается также на следующих ограничениях:

а) при нерелятивистском приближении и вдали от локальных масс метрический тензор описывает плоское пространство,

б) малая область риманова пространства является плоской и, следовательно, опять же $g_{ik, l} = 0$,

в) однородное поле тяготения и поле ускорения эквивалентны. Остановимся на этих вопросах более подробно.

1 а) Наличие далеких масс Вселенной, в том числе полевых масс, не может не влиять на метрику реального мира и не создавать общий метрический фон во Вселенной, отличный от галилеевой метрики. Поэтому всюду во Вселенной, в отличие от представления ОТО, $g_{ik, l} \neq 0$.

Для выхода из этого положения авторами известной скалярной теории, Брэнсом и Дикке [62—63] на основании принципа Маха предложена идея, согласно которой сверх обычного тензорного поля имеется скалярное поле с далеким радиусом действия, обусловленное мировой массой—«массой неподвижных звезд». Первая попытка создать скалярно-гравитационную теорию была сделана Станюковичем [64]. Дальнейшей, идейно связанной с этой работой, была работа Зайцева-Колесникова [65]. К скалярно-гравитационным теориям относится также теория Хойла [66] и Хойла-Нарликара [67], основанная на принципе Маха. Вообще, в связи с указанными положениями, было много попыток по обобщению ОТО. Среди них следует отметить теорию Иордана [68], биметрическую теорию Розена [69] и Колера [70] и, особенно, тетрадную теорию гравитации Тредера [71].

1 б) Малая область риманова пространства, как было показано в § 19, не может быть плоской; она может быть приближенно подобной плоскому пространству, точнее, в каждом фундаментальном элементе риманова пространства можно построить касательно к нему плоское пространство. Отсюда следует, что хотя в локальных условиях $g_{ik, l}$ являются малыми величинами высшего порядка, однако все же $g_{ik, l} \neq 0$. А как мы видели в § 19, из этого следует, что во всех системах координат ковариантные производные от g_{ik} всюду в мире отличны от нуля: $g_{ik, l} \neq 0$. Между тем ОТО опирается на то, что $g_{ik, l} = 0$.

1 в) Из указанного принципа эквивалентности вытекает, что теория автоматически допускает произвольные

преобразования координат, при которых в линейных условиях исчезает гравитационное поле или же в других условиях возникают новые физические поля. А это явно не корректно, потому что истинное гравитационное поле, которое эквивалентно геометрической структуре риманова пространственно-временного континуума, нельзя исключить посредством выбора координат. Произвольным же выбором координат нельзя создать объективное физическое поле (речь не идет, конечно, о «фиктивных» полях). К тому же хорошо известно, что принцип эквивалентности в указанном смысле имеет только локальный и вообще приближенный характер.

Действительно, как было показано Фоком [72], эквивалентность полей гравитации и ускорения ограничивается не только для малой области пространства и малой продолжительности времени, но и вообще для слабых и однородных полей и медленных полей движения. Кстати, здесь нельзя смешивать закон равенства инертной и гравитационной масс с указанным принципом эквивалентности. Математическим выражением этого принципа является возможность введения локально-геодезической системы координат, в которой $g_{ik, l} = 0$. Однако из этого положения Фоком делается не совсем корректный вывод, что поскольку возможность введения локально-геодезической системы координат содержится в римановой геометрии, то указанный принцип не составляет отдельной физической гипотезы. На самом же деле в римановом пространстве-времени не обязательно наличие такой возможности. Наоборот, как мы видели, всюду в нем $g_{ik, l} \neq 0$. Поэтому, в действительности, принцип эквивалентности Эйнштейна математически можно рассматривать как $g_{ik, l} \approx^* g_{ik, l} = 0$ в локально-геодезической системе координат, или же $g_{ik, l} = 0$ во всех системах координат. Без такого допущения нельзя построить ОТО.

Таким образом, поскольку в локально-геодезической системе $g_{ik, l}$ могут быть равны нулю только приближенно ($g_{ik, l} \approx 0$), то отсюда же вытекает приближенность принципа эквивалентности. Из принципа эквивалентности вытекает и другой весьма важный факт (который обычно не замечают): геодезическая линия отождествляется с траекторией движения свободной материальной частицы. Действительно, как мы видели в § 19, понятие аффинной связности Γ_{ik}^l непосредственно связано с понятием параллель-

ного переноса в непрерывном римановом пространстве. А на основании параллельного переноса можно построить весь тензорный анализ, получить выражения тензора кривизны и построить геодезические линии, т. е. кривые параллельного переноса вектора или тензора со своими уравнениями без введения понятия метрики (метрического тензора реального мира).

2. *Исходные положения настоящей теории.* Основными положениями теории гравитационно-инерциального поля являются эквивалентность структуры физического гравитационного поля и геометрической структуры дискретного пространственно-временного континуума и однородности единства пространства-времени-физического поля гравитации. Математически эти положения могут быть представлены следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} ds^2 = g_{ik}^{(s)} dx^i dx^k, P_0^2 = g_{ik}^{(p)} p^i p^k, g_{ik}^{(s)} \equiv g_{ik}^{(p)} \equiv g_{ik} \\ g_{ik} = g_{ki}, \text{Det} |g_{ik}| \neq 0, g_{ik;l} \neq 0. \end{aligned} \right\} \quad (20.1)$$

Здесь неравенство нулю ковариантных производных метрического тензора ($g_{ik, l} \neq 0$) означает математическое выражение дискретности риманова пространства-времени и наличие гравитационного фона всюду во Вселенной. Равенство же метрического тензора $g_{ik}^{(s)}$ по абсолютной величине тензору неоднородности физического гравитационного поля $g_{ik}^{(p)}$ (гравитационно-инерциального потенциала) означает наличие полной компенсации неоднородностей пространства-времени и физического поля. Таким образом выдвинутое положение об однородности и изотропности пространства-времени гравитационного поля приводит к глобальным законам сохранения. Такую однородность риманова пространства-времени совместно с физическим полем гравитации можно представить, как результат их взаимного зеркального отображения.

Из приведенных основных положений настоящей теории следует, что фундаментальный тензор g_{ik} может полностью характеризовать гравитационное и инерциальное поля. Основные положения дискретной римановой геометрии и физического поля гравитации (20.1) должны быть распространены всюду во Вселенной. Сущность такого распространения состоит в том, что благодаря существованию гра-

витационных полей вдали от масс, а также в локальных условиях, метрический тензор мира всюду отличен от галилеевой метрики, и поэтому $g_{ik, l} \neq 0$ и вследствие однородности единства дискретного пространства-времени и физического поля гравитации всюду во Вселенной соблюдаются законы сохранения.

Пространство постоянно связано, в среднем, со слабым метрическим фоном h^{lm} . Причиной образования такого тензорного поля, как мы увидим в следующих параграфах, является мировой тензор энергии-импульса T^{lm} , связанный с полевой массой, образованной гравитационно-электромагнитным излучением вокруг метагалактики, а также средним распределением всей массы Вселенной. Далее, как было показано, нет теоретических и экспериментальных оснований считать, что g_{ik} , образующий физическое поле, является идентичным g_{ik} , входящему в объект аффинной связности $\Gamma_{ij}^k(M)$, который абстрактно строится для операций в тензорном анализе. Независимо от гравитационных полей в инерциальной системе отсчета и в локально-геодезической системе координат $\overset{*}{g}_{ik, l} = 0$.

Напомним, что согласно ОТО, гравитационное поле определяется тензором $\overset{*}{g}_{ik}$. Поэтому при наличии гравитационного поля в локально-геодезической системе координат $\overset{*}{g}_{ik, lm} \equiv \partial^2 \overset{*}{g}_{ik} / \partial x^l \partial x^m \neq 0$, хотя $\overset{*}{g}_{ik, l} = 0$.

В данном же случае (в теории гравитационно-инерциального поля), поскольку $\overset{*}{g}_{ik}$ не связан с гравитационным полем, то даже при наличии этого поля в локально-геодезической системе координат

$$\overset{*}{g}_{ik, lm} = 0.$$

Итак, на основании приведенных рассуждений можно считать, что *единый метрический тензор g_{ik} гравитационно-инерциального поля есть метрический тензор реального мира*; он может быть образован из гравитационного, а также инерциального полей. Из поля такого единого метрического тензора образовано также риманово пространство $g_{ik}(M)$.

Из приведенных положений настоящей теории следует, что кроме риманова пространства $g_{ik}(M)$ с единым метрическим тензором g_{ik} гравитационно-инерциального поля (реального мира) и с квадратичной формой элемента пространственно-временного интервала,

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (20.2)$$

не вводится никакого иного нового физического пространства, ни нового метрического тензора или скаляра, как это делается в биметрических и скалярных теориях. Хотя формально предполагается, что g_{ik} можно представить как сумму гравитационного и инерциального тензора $g_{ik}^{(g)}$ и метрического тензорного фона h_{ik} , однако это не фигурирует в уравнениях. Потенциалами гравитационно-инерциального поля, которые требуется определить, являются только компоненты единого фундаментального тензора, входящие в (20.2).

Далее, как мы видели, в локально-геодезической системе координат

$$g_{ik, l} \approx g_{ik, l} \approx 0. \quad (20.3)$$

По этой же причине скалярная величина

$$g^{np} g_{nl} = \text{const} \approx 1 \quad (l = p) \quad (20.4)$$

во всех системах координат. Благодаря последним соотношениям, в ряде случаев g_{ik} с хорошим приближением можно заменить тензором $\overset{*}{g}_{ik}$ и наоборот. И в частном случае

$$g_{ik} A^k \approx A_i, \quad g^{ik} A_k \approx A^i. \quad (20.5)$$

3. *Вывод уравнений поля.* Выражение (19.7) позволяет нам для вывода уравнений поля исходить из следующего вариационного действия:

$$S = S_g + S_{(m)} = \frac{1}{c} \int (\Lambda_g + \Lambda_{(m)}) \sqrt{-g} d^4 x, \quad (20.6)$$

где

$$\Lambda_g = \frac{1}{8\pi G} g_{lm; i} g^{lm; k} g^{ik} \quad (20.7)$$

представляет собой плотность лагранжиана для поля (G — гравитационная постоянная). Она получена из тех соображений, что в эвклидовом пространстве плотность лагранжиана определяется как квадрат градиента потенциала Φ :

$$\Lambda_g = \frac{1}{8\pi G} (\text{grad } \Phi)^2. \quad (20.8)$$

В римановом же пространстве эта величина может быть обобщена в виде внутреннего произведения ковариантных производных метрического тензора по координатам, т. е. в виде (20.7).

Аналогично с (20.7), плотность лагранжиана для материи будет определяться как

$$\Lambda_{(m)} = k f(g^{lm}, g^{lm}, i) (\sqrt{-g})^{-1}, \quad (20.9)$$

а действие будет равно

$$S_{(m)} = \frac{k}{c} \int \Lambda_{(m)} \sqrt{-g} d^4 x = \frac{k}{c} \int f(g^{lm}, g^{lm}, i) d^4 x; \quad (20.10)$$

здесь k —постоянный коэффициент связи. Ниже, в § 21, будет показано, что $k=2/c^4$ (или $4/c^4$), где c —фундаментальная скорость. По вариационному принципу,

$$\delta(S_g + S_{(m)}) = 0. \quad (20.11)$$

Для простоты эти действия будем варьировать в отдельности. Так,

$$\delta S_g = \frac{1}{8\pi Gc} \delta \int g_{lm;i} g_{;k}^{lm} g^{ik} \sqrt{-g} d^4 x = \frac{1}{8\pi Gc} \times$$

$$\left\{ \int [g_{;k}^{lm} g^{ik} \sqrt{-g} \delta g_{lm;i} + g_{lm;i} g^{ik} \sqrt{-g} \delta g_{;k}^{lm}] d^4 x + \int g_{lm;i} g_{;k}^{lm} \delta (g^{ik} \sqrt{-g}) d^4 x \right\}. \quad (20.12)$$

Первое и второе слагаемые подинтегрального выражения можно представить через следующие дивергенции:

$$\nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm} \delta g_{lm}) = \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} + \sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm} \delta g_{lm;i}$$

и

$$\nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i} \delta g^{lm}) = \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i}) \delta g^{lm} + \sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i} \delta g_{;k}^{lm}.$$

Тогда уравнение (20.12) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \delta S_g = & \frac{1}{8\pi Gc} \int |\nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm} \delta g_{lm}) + \\ & \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i} \delta g^{lm})| d^4 x - \quad (20.13) \\ & \frac{1}{8\pi Gc} \int |\nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} + \\ & \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i} \delta g^{lm})| d^4 x + \\ & \frac{1}{8\pi Gc} \int g_{lm;i} g_{;k}^{lm} \delta (\sqrt{-g} g^{ik}) d^4 x. \end{aligned}$$

Согласно теореме Гаусса-Остроградского, первые объемные интегралы можно преобразовать в интеграл по граничной гиперповерхности:

$$\begin{aligned} \int_V |\nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm} \delta g_{lm}) + \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i} \times \\ \delta g^{lm})| d^4 x = \oint_S \delta g_{lm} (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) dS + \\ \oint_S \delta g^{lm} (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i}) dS. \end{aligned}$$

Эти интегралы будут равны нулю, так как вариация поля исчезает на всей граничной гиперповерхности. В результате остаются интегралы:

$$\begin{aligned} \delta S_g = - \frac{1}{8\pi Gc} \int |\nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} + \\ \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i}) \delta g^{lm}| d^4 x + \\ \frac{1}{8\pi Gc} \int g_{lm;i} g_{;k}^{lm} \delta (\sqrt{-g} g^{ik}) d^4 x. \quad (20.14) \end{aligned}$$

Вторым интегралом в (20.14) можно свободно пренебречь. Действительно, согласно (20.3), в локально-геодезической системе координат величины $g_{lm;i} = g_{lm,i}$, и тем более выражение $g_{lm;i} g_{;k}^{lm} \delta \sqrt{-g} g^{ik}$ приближенно можно считать равным нулю. И, поскольку выражение

$$g_{lm;i} g_{;k}^{lm} \delta (\sqrt{-g} g^{ik}) = g_{lm,i} g_{;k}^{lm} \delta (\sqrt{-g} g^{ik}) \approx 0$$

есть скаляр, то оно будет приближенно равным нулю и во всех других системах координат.

Теперь, исходя из условий (20.3), мы можем свободно пренебречь вторым интегралом в уравнении (20.14), как величиной высшего порядка малости и, окончательно, будем иметь:

$$\delta S_g = -\frac{1}{8\pi Gc} \int (\nabla_l (\sqrt{-g} g^{lk} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} + \nabla_k (\sqrt{-g} g^{lk} g_{lm;l}) \delta g^{lm}) d^4 x. \quad (20.15)$$

Далее, переходим к вариациям действия (20.9). Здесь появляется тензор энергии импульса T_{lm} , который не подвергается варьированию, т. е.

$$\delta S_{(m)} = \frac{k}{c} \int T_{lm} \sqrt{-g} \delta g^{lm} d^4 x. \quad (20.16)$$

Действительно, принимая во внимание, что

$$\Lambda_{(m)} \sqrt{-g} = f(g^{lm}, g_{,i}^{lm}),$$

мы будем иметь

$$\delta (\Lambda_{(m)} \sqrt{-g}) = \frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g^{lm}} \delta g^{lm} + \frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \delta g_{,i}^{lm},$$

и тогда

$$\delta S_{(m)} = \frac{k}{c} \int \left[\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g^{lm}} \delta g^{lm} + \frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \delta g_{,i}^{lm} \right] d^4 x. \quad (20.17)$$

Второе слагаемое в подинтегральном выражении можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \delta g_{,i}^{lm} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \delta g^{lm} \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \right] \delta g^{lm},$$

где первый член в правой части по теореме Гаусса-Остроградского можно преобразовать в поверхностный интеграл, который будет равен нулю вследствие обращения вариации в нуль на границе. Поэтому

$$\delta S_{(m)} = \frac{k}{c} \int \left\{ \frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g^{lm}} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \right] \right\} \delta g^{lm} d^4 x. \quad (20.18)$$

Ввиду инвариантности $S_{(m)}$ и того, что g^{lm} есть контравариантный тензор второго ранга, величина, стоящая в фигурных скобках, будет представлять собой плотность ковариантного тензора второго ранга, т. е.

$$\sqrt{-g} T_{lm} = \frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g^{lm}} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \Lambda_{(m)} \sqrt{-g}}{\partial g_{,i}^{lm}} \right]. \quad (20.19)$$

Можно показать, что тензор T_{lm} есть тензор энергии-импульса (это хорошо известно из теории относительности). Таким образом, уравнение (20.18) идентично уравнению (20.16).

На основании выражения (20.11) теперь мы можем записать:

$$\delta (S_g + S_{(m)}) = \int \left\{ -\frac{1}{8\pi Gc} [\nabla_l (\sqrt{-g} g^{lk} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} + \nabla_k (\sqrt{-g} g^{lk} g_{lm;l}) \delta g^{lm}] + k \sqrt{-g} T_{lm} \delta g^{lm} \right\} d^4 x = 0. \quad (20.20)$$

Дальнейшее преобразование этого уравнения можно произвести, исходя из уравнения

$$g_{np} \delta g^{mp} = -g^{mp} \delta g_{np}.$$

Умножая это уравнение на g^{nl} и суммируя по n , получим:

$$\delta_p^l \delta g^{mp} = -g^{nl} g^{mp} \delta g_{np},$$

откуда

$$\delta g^{lm} = g^{lp} g^{mn} \delta g_{np}.$$

Подставим значение δg^{lm} в уравнение (20.20):

$$\delta(S_g + S_{(m)}) = \int -\frac{1}{8\pi Gc} \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) \delta g_{lm} d^4x +$$

$$\int \frac{1}{8\pi Gc} g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{lm;i}) \delta g_{np} d^4x -$$

$$\int k g^{lp} g^{mn} \sqrt{-g} T_{lm} \delta g_{np} d^4x = 0.$$

Далее, меняя во втором и в третьем интегралах индексы суммирования, получим:

$$\delta(S_g + S_{(m)}) = \int \left\{ \frac{1}{8\pi Gc} \left[g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np;i}) - \right. \right.$$

$$\left. \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) - k g^{lp} g^{mn} \sqrt{-g} T_{np} \right] \delta g_{lm} d^4x = 0. \quad (20.21)$$

Ввиду произвольности δg_{lm} , окончательно мы имеем:

$$g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np;i}) - \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) =$$

$$= 8\pi Gc \sqrt{-g} g^{lp} g^{mn} T_{np} = 8\pi kG \sqrt{-g} T^{lm}. \quad (20.22)$$

Выражение (20.22) представляет собой систему из 10 уравнений, определяющих потенциалы поля g_{lm} . Каждое из уравнений (20.22) представляет собой двойную сумму по индексам $i, k=1, 2, 3, 4$. Кроме того, первый член левой части суммируется также по индексам p и r , если $g_{lm} \neq 0$ ($l \neq m$).

Вне масс тензор энергии-импульса T_{lm} можно считать равным нулю, поэтому уравнение поля принимает следующий вид:

$$g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np;i}) - \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) = 0. \quad (20.23)$$

Следует отметить, что приведенные вариационные уравнения позволяют получить также уравнения поля другого типа, несколько отличные от (20.22). Действительно, как мы видели, в процессе вариации лагранжиана Λ_m , для материи (20.9) получается плотность тензора в форме (20.19). Это выражение с некоторым коэффициентом также можно рассматривать, как плотность тензора

$$\sqrt{-g} \dot{T}_{lm} = \sqrt{-g} \left(T_{lm} - \frac{1}{2} g_{lm} T \right).$$

Во всяком случае, всегда (с одинаковым правом) можно исходить из того, что для гравитационно-инерциального поля справедлива формула:

$$\delta S_{(m)} = \frac{k'}{c} \int \dot{T}_{lm} \sqrt{-g} \delta g^{lm} d^4x \equiv \frac{k'}{c} \int \left(T_{lm} - \frac{1}{2} g_{lm} T \right) \times$$

$$\sqrt{-g} \delta g^{lm} d^4x.$$

Поэтому выбор тензора T_{lm} или \dot{T}_{lm} математически является эквивалентным. Однако исследование уравнений (20.22) показывает, что в эйнштейновском приближении, т. е. в пределе, когда $g_{ik} \approx g_{ik}^*$, они переходят в уравнение

$$R^{lm} = 4\pi kG T^{lm},$$

где R^{lm} — тензор Риччи. Поэтому из соображений необходимости соблюдения законов непрерывности, вытекающих из тождества Бианки, выбор второго варианта тензора — источника гравитационно-инерциального поля, $\dot{T}^{lm} = T^{lm} - \frac{1}{2} g^{lm} T$, является более целесообразным. И тогда, ковариантные уравнения гравитационно-инерциального поля принимают следующий вид:

$$g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np;i}) - \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g_{;k}^{lm}) =$$

$$8\pi k'G \sqrt{-g} \left(T^{lm} - \frac{1}{2} g^{lm} T \right) \equiv 8\pi k'G \sqrt{-g} g^{mn} \times$$

$$\left(T_n^l - \frac{1}{2} \delta_n^l T \right). \quad (20.24)$$

Согласно этим уравнениям, в эйнштейновском приближении ($g_{ik} \approx g_{ik}^*$) мы будем иметь:

$$R^{lm} = 4\pi k'G \left(T^{lm} - \frac{1}{2} g^{lm} T \right) = \frac{8\pi G}{c^4} \left(T^{lm} - \frac{1}{2} g^{lm} T \right).$$

Таким образом, в эйнштейновском приближении уравнения гравитационно-инерциального поля обращаются в обычные уравнения гравитационного поля Эйнштейна.

В уравнениях (20.22) — (20.24) определению подлежат компоненты g_{ik} , которые являются потенциалами гравитационно-инерциального поля. Что же касается компонент

тензора g_{ik} , входящих только в символы Кристоффеля $\Gamma_{kl}^i(g_{ik}, g_{ik,l})$, то их можно исключить. Возможность исключения g_{ik} можно объяснить тем, что, как отмечалось, пространство аффинной связности $\Gamma_{kl}^i(M)$ является вспомогательным, абстрактно-математическим пространством, в то время как g_{ik} определяет римановский мир и гравитационно-инерциальное поле. Ввиду этого $\Gamma_{kl}^i(M)$ можно задать произвольно, подобно тому, как в ОТО в бесконечной дали от источника поля должен быть задан потенциал поля (задача Шварцшильда). Таким образом, Γ_{kl}^i можно определить так, чтобы всюду $g_{ik,l} = 0$ и, следовательно, $\Gamma_{kl}^i = 0$. Следует отметить, что исключение в (20.24) символов Кристоффеля фактически означает исключение всевозможных фиктивных полей.

Чтобы в этих вопросах не возникло какого-либо недоумения (в связи с существующей традиционной привычкой), автор считает необходимым еще раз уточнить сущность одного из главных различий между ОТО и настоящей теорией. Как отмечалось, в ОТО считается, что $g_{ik} \equiv g_{ik}$, поэтому, если g_{ik} берется в какой-либо системе координат, то в такой же системе координат должен быть взят и Γ_{kl}^i . Согласно же настоящей теории, риманово пространство $g_{ik}(M)$ всегда и всюду искривлено, и поэтому g_{ik} всегда будет в криволинейных координатах. И поскольку g_{ik} физически не связан с g_{ik} , то систему координат для g_{ik} можно выбрать независимо от таковой для g_{ik} . Например, в локальной геодезической системе координат $g_{ik,l} = 0$, а $g_{ik,l} \neq 0$. А это означает, что g_{ik} берется в декартовых координатах, а g_{ik} опять же связан с искривленным пространством и может быть взят в любых криволинейных координатах. Это также означает, что, как отмечалось, операция параллельного переноса и его кривая не зависит от искривленности пространства-времени и, следовательно, от траектории движения свободной частицы. Таким образом, согласно условиям (19.2) и (20.2), при $\Gamma_{kl}^i = 0$ в (20.24)

$$\nabla_k g^{lm} = g^{lm, k} \text{ и } \nabla_k \nabla_i g^{lm} = g^{lm, ki}.$$

Отсюда в уравнениях исключаются все символы Кристоффеля и (20.24) и (20.23) переходят в уравнения

$$g^{lp} g^{mn} \frac{\partial}{\partial x_k} (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np, l}) - \frac{\partial}{\partial x_l} (\sqrt{-g} g^{ik} g^{lm, k}) = 8\pi G k' \sqrt{-g} g^{mn} (T'_n - \frac{1}{2} \delta'_n T) \quad (20.25)$$

и

$$g^{lp} g^{mn} \frac{\partial}{\partial x_k} (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np, l}) - \frac{\partial}{\partial x_l} (\sqrt{-g} g^{ik} g^{lm, k}) = 0. \quad (20.26)$$

Эти уравнения весьма интересны не только тем, что в них отсутствуют символы Кристоффеля (и, следовательно, они чрезвычайно просты), но главным образом тем, что решения многих задач ОТО с их помощью дают такие же результаты, как и с помощью уравнений Эйнштейна. Однако, в отличие от уравнений Эйнштейна, решение (20.25) для космологической проблемы приводит к уравнению свободного движения в гравитационно-инерциальном поле, которое точно отвечает закону Хаббла.

Ниже в качестве примеров приводятся результаты решений некоторых важнейших задач теории относительности. При этом, как отмечалось, следует учесть, что вследствие малого отличия g_{ik} от g_{ik} во многих случаях можно считать справедливым приближенное равенство $g_{ik,l} = g_{ik, l} \approx 0$ в локально-геодезической системе координат. Это значит, что в сравнительно небольших, однако макроскопических масштабах пространства-времени результаты решений с помощью приведенных уравнений должны быть почти идентичны с таковыми, полученными посредством уравнений Эйнштейна. Существенного отличия можно ожидать при решении космологических задач.

§ 21. Решение некоторых известных задач ОТО с помощью полученных уравнений [61]

1. *Решение уравнений для слабого гравитационного поля. Определение постоянных k и k' в ковариантных уравнениях гравитационно-инерциального поля.* В таких условиях метрика пространства-времени близка к галилеевой:

$$g_{11}^{(0)} = g_{22}^{(0)} = g_{33}^{(0)} = -1, \quad g_{44}^{(0)} = 1, \quad g_{ik}^{(0)} = 0 \quad (i \neq k),$$

с некоторым фоном поля Вселенной, h_{ik} . Слабое возмуще-

ние, обусловленное гравитационными полем (плюс инерциальное поле), можно представить через тензор h_{ik} , представляющий собой малую величину первого порядка:

$$g_{lm} = g_{lm}^{(0)} + h_{lm}. \quad (21.1)$$

При этом, как обычно, ставится условие, что поднятие и опускание индексов h_{ik} производится невозмущенным метрическим тензором $g_{lm}^{(0)}$ и $g^{lm(0)}$.

Для контравариантных компонентов g^{lm} возмущение хотя и является также малой величиной первого порядка, однако оно отлично от (21.1). Пусть оно будет X , тогда.

$$g_{lm} g^{lp} = (g_{lm}^{(0)} + h_{lm}) (g^{mp(0)} + X) = \delta_l^p, \quad (p = l).$$

С точностью до величины первого порядка малости

$$g_{lm}^{(0)} g^{mp(0)} + g_{lm}^{(0)} X + g^{mp(0)} h_{lm} \approx 1.$$

Умножив это выражение на $g^{lm(0)}$ и преобразуя, получим

$$g^{lm(0)} + X = g^{lm(0)} - h^{lm},$$

откуда

$$g^{lm} = g^{lm(0)} - h^{lm}. \quad (21.2)$$

С такой же точностью определяется значение детерминанта метрического тензора: $g = |g_{lm}| = -(1 + g^{lm} h_{lm})$.

Исходя из этих упрощений, теперь можно приступить к решению уравнений гравитационного поля (20.25). Так как $\sqrt{-g}$ отличается от единицы приблизительно на величину второго порядка малости, то будем считать, что $\sqrt{-g} \approx 1$, и тогда, согласно (21.1) и (21.2), мы имеем

$$\begin{aligned} & (g^{lp(0)} - h^{lp}) (g^{nm(0)} - h^{nm}) \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(g^{ik(0)} - h^{ik}) \frac{\partial}{\partial x_i} \times \right. \\ & \left. (g_{np}^{(0)} + h_{np}) \right] - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(g^{ik(0)} - h^{ik}) \frac{\partial}{\partial x_k} (g^{lm(0)} - h^{lm}) \right] = \\ & 8 \pi G k' \dot{T}^{lm} = 8 \pi k' G g^{mn(0)} \left(T_n^l - \frac{1}{2} \delta_n^l T \right). \quad (21.3) \end{aligned}$$

Дальнейшее преобразование этого выражения с точностью до величины первого порядка малости приводит к следующим уравнениям:

$$g^{ik(0)} \frac{\partial^2 h^{lm}}{\partial x_i \partial x_k} = 4 \pi k' G \dot{T}^{lm} = 4 \pi k' G g^{mn(0)} \left(T_n^l - \frac{1}{2} \delta_n^l T \right) \quad (21.4)$$

или же

$$\square h_{lm} = 4 \pi k' G \dot{T}_{lm} = 4 \pi k' G g_{mn(0)} \left(T_l^n - \frac{1}{2} \delta_l^n T \right). \quad (21.5)$$

Решением этого уравнения будет

$$h_{lm} = -k' G \int_0^v \frac{\dot{T}_{lm}}{r} d^3 x = -k' G \int_0^v \frac{g_{mn}^{(0)} \left(T_l^n - \frac{1}{2} \delta_l^n T \right)}{r} d^3 x. \quad (21.6)$$

Для дальнейшего упрощения уравнения (21.5) тензор энергии-импульса можно представить в виде:

$$T_l^n = \rho v_l v^n \quad (l, n = 1, 2, 3, 4), \quad (21.7)$$

где $v_l = \frac{dx_l}{dt}$ и $v^n = \frac{dx^n}{dt}$ — компоненты скорости и ρ — плотность массы тела. Так как по условию поле слабое, компоненты трехмерной скорости должны быть очень малыми по сравнению с фундаментальной скоростью c . Поэтому в выражении (21.7) можно пренебречь всеми пространственными компонентами скорости. В результате остается только временной компонент c^2 . И тогда

$$T_l^n = T_4^4 = c^2 \rho \quad \text{и} \quad T_l^n - \frac{1}{2} \delta_l^n T = \frac{1}{2} c^2 \rho. \quad (21.8)$$

Следовательно, система уравнений (21.5), состоящая из 10 уравнений, обращается в одно уравнение:

$$\square h_{44} = 2 \pi c^2 k' G \rho. \quad (21.9)$$

Если поле стационарно, то

$$\frac{\partial h_{44}}{\partial x_4} = 0. \quad (21.10)$$

Отсюда оператор Даламбера \square превращается в трехмерный оператор Лапласа ∇^2 и, следовательно,

$$\nabla^2 h_{44} = 2\pi c^2 k' G \rho. \quad (21.11)$$

Решением этого уравнения является

$$h_{44} = -\frac{1}{2} k' c^2 G \int \frac{\rho dv}{r}. \quad (21.12)$$

На основании выражения (21.1)

$$g_{44} = g_{44}^{(0)} - \frac{1}{2} k' c^2 G \int \frac{\rho dV}{r}, \quad (21.13)$$

где

$$\Phi = -G \int \frac{\rho dV}{r} \quad (21.14)$$

представляет собой потенциал гравитационного поля, следовательно,

$$h_{44} = \frac{1}{2} k' c^2 \Phi, \quad g_{44} = g_{44}^{(0)} + \frac{1}{2} k' c^2 \Phi \quad (21.15)$$

и, согласно (21.11),

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho. \quad (21.16)$$

Это выражение точно соответствует ньютоновскому уравнению тяготения для непрерывного распределения масс.

Если поле не стационарно, то тогда $dh_{lm}/dx_4 \neq 0$ и, следовательно, по (21.5) вне масс

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) h_{lm} = 0. \quad (21.17)$$

А это есть волновое уравнение—уравнение распространения гравитационных волн.

Теперь определим постоянную k' , входящую в уравнения. Для слабого гравитационного поля можно применить нерелятивистское выражение функции Лагранжа:

$$L = m_0 v^2/2 - U \equiv m_0 v^2/2 - (m_0 c^2 + m_0 \Phi).$$

Соответственно, действие будет иметь следующий вид:

$$S = \int L dt = -m_0 c \int ds = -m_0 c \int \left(c - \frac{v^2}{2c} + \frac{\Phi}{c} \right) dt.$$

Из этого уравнения следует, что пространственно-временной интервал равен:

$$ds = \left(c - \frac{v^2}{2c} + \frac{\Phi}{c} \right) dt$$

и

$$ds^2 = -v^2 dt^2 + \left(1 + \frac{2}{c^2} \Phi \right) c^2 dt^2 = - (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + \left(1 + \frac{2}{c^2} \Phi \right) c^2 dt^2.$$

Согласно этому выражению, для слабого гравитационного поля пространственные компоненты метрического тензора равны соответствующим компонентам галилеевой метрики, а временной компонент g_{44} будет равен:

$$g_{44} = 1 + \frac{2}{c^2} \Phi \equiv g_{44}^{(0)} + \frac{2}{c^2} \Phi, \quad (21.18)$$

отсюда, по (21.15),

$$k' = \frac{4}{c^4}.$$

Точно таким же способом можно показать, что в (20.22) $k' = \frac{2}{c^4}$.

2. Точное решение уравнений поля при условиях шварцшильдовской симметрии. Для центрально-симметрического гравитационного поля, в котором автоматически выполняется условие статичности, пространственно-временной интервал можно выразить через сферические координаты в таком виде:

$$ds^2 = -e^{\nu} dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2 + e^{\nu} c^2 dt^2.$$

Это уравнение можно привести к следующей симметрической форме:

$$ds^2 = -e^{\lambda} dr^2 - r^2 \sin^2 \vartheta (d\theta^2 + d\varphi^2) + e^{\nu} c^2 dt^2, \quad (21.19)$$

где

$$\sin \vartheta d\theta = d\vartheta.$$

Согласно этому уравнению,

$$x_1 = r, x_2 = \theta, x_3 = \varphi \text{ и } x_4 = ct, \quad (21.20)$$

а метрические тензоры, отличные от нуля, должны быть равны:

$$g_{11} = -e^\lambda, g_{22} = -r^2 \sin^2 \theta, g_{33} = -r^2 \sin^2 \theta, g_{44} = e^\nu, \\ g^{11} = -e^{-\lambda}, g^{22} = -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}, g^{33} = -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}, g^{44} = e^{-\nu}, \quad (21.21)$$

$$g = |g_{ik}| = g_{11} \cdot g_{22} \cdot g_{33} \cdot g_{44} = -e^{\lambda+\nu} r^4 \sin^4 \theta.$$

В этих выражениях λ и ν являются функциями от r .

Решению подлежат уравнения (20.26). Для этого мы должны учесть, что, согласно (21.19), отличными от нуля могут быть только четыре уравнения, для которых $lm=11, 22, 33, 44$. Кроме того, по (21.20) и (21.21),

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{11}}{\partial x_3} = \frac{\partial g_{11}}{\partial x_4} = 0, \quad \frac{\partial g_{33}}{\partial x_3} = \frac{\partial g_{33}}{\partial x_4} = 0, \\ \frac{\partial g_{22}}{\partial x_3} = \frac{\partial g_{22}}{\partial x_4} = 0, \quad \frac{\partial g_{44}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{44}}{\partial x_3} = \frac{\partial g_{44}}{\partial x_4} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (21.22)$$

То же самое относится к соответствующим вторым производным. Надо учесть еще то, что $g_{ik}=0, (i \neq k)$. В результате такого упрощения система уравнений (20.26) принимает следующий вид:

$$g_{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial x_1} \right) - g^{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_1} \right) = 0, \\ g_{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_1} \right) - g^{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_1} \right) + \quad (21.23)$$

$$g_{22} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\sqrt{-g} g^{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_2} \right) - g^{22} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\sqrt{-g} g^{22} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_2} \right) = 0$$

$$g_{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_1} \right) - g^{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_1} \right) +$$

$$g_{33} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\sqrt{-g} g^{22} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_2} \right) - g^{33} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\sqrt{-g} g^{22} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_2} \right) = 0$$

$$g_{44} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{44}}{\partial x_1} \right) - g^{44} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_1} \right) = 0.$$

Подстановка в эти уравнения значений координат и метрических тензоров из (21.20) и (21.21) приводит к следующим дифференциальным уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{4} \left(\frac{dv}{dr} - \frac{d\lambda}{dr} \right) \frac{d\lambda}{dr} + \frac{1}{r} \frac{d\lambda}{dr} + \frac{1}{2} \frac{d^2\lambda}{dr^2} = 0, \\ \left(\frac{dv}{dr} - \frac{d\lambda}{dr} \right) r + 2 - 2e^\lambda = 0, \\ \left(\frac{dv}{dr} - \frac{d\lambda}{dr} \right) r + 2 - 2e^\lambda = 0, \\ \frac{1}{4} \left(\frac{dv}{dr} - \frac{d\lambda}{dr} \right) \frac{dv}{dr} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} + \frac{1}{2} \frac{d^2\nu}{dr^2} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (21.24)$$

Уравнения (21.24) фактически идентичны уравнениям, полученным из эйнштейновского закона тяготения ($G_{ik}=0$) при решении этой задачи.* Здесь нельзя не удивляться, как из уравнений $G_{ik}=0$ и (20.26), совершенно различных по форме и структуре, по содержанию и по сложности, в конечной стадии их решений мы приходим к идентичным дифференциальным уравнениям.

Переходя к решению уравнений (21.24), можно заметить, что из них четвертое обращается в первое, и наоборот, если

$$\frac{dv}{dr} = -\frac{d\lambda}{dr}. \quad (21.25)$$

Равенство этих производных друг другу, а также нулю исключается ввиду второго уравнения, а также того, что по условию задачи при конечном значении r величина $\lambda(r)$ не может обращаться в нуль. В пределе, когда $r \rightarrow \infty$, λ и ν исчезают одновременно. Отсюда также следует, что по (21.25)

$$\lambda = -\nu. \quad (21.26)$$

* См. А. С. Эддингтон, Математическая теория относительности, 1933 г. стр. 111—112.

Для решения второго уравнения (21.24) мы можем на основании (21.26) привести его к следующему виду:

$$\left(\frac{dv}{dr} - r + 1\right) e^v = 1. \quad (21.27)$$

Положим $z = e^v$, тогда

$$\frac{dz}{1-z} = \frac{dr}{r}.$$

В результате интегрирования мы имеем:

$$g_{44} = e^v = 1 - \frac{\text{const}}{r}, \quad (21.28)$$

$$g_{11} = -e^{-v} = -\frac{1}{1 - \frac{\text{const}}{r}}, \quad (21.29)$$

где const—постоянная интегрирования. В предыдущем пункте мы видели, что для слабого поля

$$g_{44} = 1 + \frac{2\Phi}{c^2} \text{ и } \Phi = -\frac{Gm}{r^2}.$$

Отсюда постоянная интегрирования будет равна:

$$\text{const} = \frac{2Gm}{c^2}. \quad (21.30)$$

Последняя величина имеет размерность длины. Она представляет собой так называемый *шварцшильдовский* или *гравитационный радиус*:

$$r_g = \frac{2Gm}{c^2}. \quad (21.31)$$

Легко проверить, что приведенное решение удовлетворяет всем четырем уравнениям (21.24).

Итак, в результате решений уравнений поля (20.26) при центрально-симметричных условиях мы пришли к пространственно-временному интервалу с шварцшильдовской метрикой:

$$ds^2 = -\frac{1}{1-r_g/r} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) + \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2. \quad (21.32)$$

Как известно, этот результат является одним из возможных и важных точных решений уравнений Эйнштейна. Таким образом, полученные нами уравнения по своей точности для подобных задач не отличаются от уравнений Эйнштейна. Вместе с тем, однако, они сильно отличаются своей простотой. Кроме того, как мы увидим далее, их приложение к космическим проблемам приводит к новым космологическим представлениям, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

3. *Точное решение уравнений поля при цилиндрической симметрии.* Эйнштейном и Розеном было получено одно из немногих точных решений эйнштейновских уравнений поля, выражающее сильные цилиндрические гравитационные волны. Для этой цели они исходили из следующей метрики в цилиндрических координатах:

$$ds^2 = -e^{2(\tau-\psi)} dp^2 - \rho^2 e^{-2\psi} d\varphi^2 - e^{2\psi} dz^2 + e^{2(\tau-\psi)} c^2 dt^2, \quad (21.33)$$

где ρ и φ —полярные координаты, z (аппликата)—ось симметрии, а τ и ψ —функции только от ρ и t . Главным результатом решения уравнений Эйнштейна является то, что оно привело к дифференциальному уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0, \quad (21.34)$$

представляющему собой линейное волновое уравнение в цилиндрических координатах для любой интенсивности гравитационного поля. Такое же уравнение сильных гравитационных волн получается при решении наших уравнений (20.26) при приведенных уравнениях.

Действительно, из пространственно-временного интервала (21.33)

$$\left. \begin{aligned} g_{11} &= -e^{2(\tau-\psi)}, & g_{22} &= -\rho^2 e^{-2\psi}, & g_{33} &= -e^{2\psi}, & g_{44} &= \\ & e^{2(\tau-\psi)}; & g_{ik} g^{im} &= \delta_k^m; & g &= |g_{ik}| = g_{11} \cdot g_{22} \cdot g_{33} \cdot g_{44} = \\ & -\rho^2 e^{4(\tau-\psi)}; & x_1 &= \rho, & x_2 &= \varphi, & x_3 &= z, & x_4 &= ct. \end{aligned} \right\} \quad (21.35)$$

Согласно этой метрике, система уравнений (20.26) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 & g_{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial x_1} \right) + g_{11} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{11}}{\partial x_4} \right) - \\
 & g^{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_1} \right) - g^{11} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_4} \right) = 0, \\
 & g_{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_1} \right) + g_{22} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_4} \right) - \\
 & g^{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_1} \right) - g^{22} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_4} \right) = 0, \\
 & g_{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_1} \right) + g_{33} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_4} \right) - \\
 & g^{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_1} \right) - g^{33} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_4} \right) = 0, \\
 & g_{44} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{44}}{\partial x_1} \right) + g_{44} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{44}}{\partial x_4} \right) - \\
 & g^{44} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_1} \right) - g^{44} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_4} \right) = 0.
 \end{aligned} \tag{21.36}$$

Подстановка компонентов метрического тензора и $\sqrt{-g}$ из (21.35) в эти уравнения дает следующие дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 (\gamma - \psi)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\gamma - \psi)}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\gamma - \psi)}{\partial t^2} &= 0, \\
 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0, \\
 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0, \\
 \frac{\partial^2 (\gamma - \psi)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\gamma - \psi)}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\gamma - \psi)}{\partial t^2} &= 0;
 \end{aligned}$$

или, окончательно,

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0, \\
 \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \gamma}{\partial \rho} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} &= 0.
 \end{aligned} \tag{21.37}$$

Из последних уравнений следует, что

$$\gamma = \pm \text{const} \cdot \psi.$$

Так как в общем случае $|g_{ij}| > 1$, то при конечном значении ρ исключается условие $\gamma = \psi$.

Следует отметить, что в пределах цилиндрической симметрии не обязательно, чтобы исходное выражение для метрики было бы точно таким, как (21.33). Оказалось, что можно исходить из уравнения

$$ds^2 = -e^{\gamma} d\rho^2 - \rho^2 e^{-\psi} d\varphi^2 - e^{\psi} dz^2 + e^{\gamma} c^2 dt^2,$$

где γ и ψ — функции только от ρ и t . Тогда, на основании (21.36), опять получаются уравнения (21.37).

Далее мы не будем останавливаться на этих вопросах, так как они выходят за рамки наших исследований. Здесь важно было показать то, что точное решение новых уравнений гравитационного поля (20.26) при цилиндрической симметрии поля приводит к такому же важному уравнению, как точное решение уравнений Эйнштейна. Кроме того, выявленная здесь новая возможность простого определения функции $\gamma(\rho, t)$ может оказаться полезной в области исследований гравитационных волн.

4. Уравнения движения частицы. Новые уравнения гравитационного поля (20.25) интересны не только тем, что они удовлетворяют вышеприведенным, требованиям общей теории относительности, но и тем, что в них, как и в уравнениях поля Эйнштейна, содержатся уравнения движения системы масс т. е., как отмечалось, фундаментальный тензор g_{ik} удовлетворяет и инерциальному полю. Ниже это будет показано для точечных масс. Это означает, что уравнения (20.25) включает и инерциальное поле.

Известно, что тензор энергии импульса, который в уравнениях поля (20.25) связан с фундаментальным тензором, характерен тем, что он подчиняется обобщению закону сохранения, т. е.,

$$\Gamma^m_{;m} = 0. \tag{21.38}$$

На основании этого соотношения В. А. Фоком было получено уравнение свободного движения точечной массы. А. Эйнштейном, Л. Инфельдом и Б. Гофманом было показано, что уравнение движения можно вывести также чисто геометрическим путем, исходя из тензора кривизны Эйнштейна.

Оказалось, что уравнения движения могут быть получены из (20.25) также известным методом, путем определения функции Лагранжа посредством точного или приближенного решения этих уравнений поля. Как известно, уравнение Лагранжа—Эйлера,

$$\frac{\partial L}{\partial x_i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} = 0, \quad (i=1, 2, 3, 4; \dot{x}_i = dx_i/dt) \quad (21.39)$$

рассматривается, как уравнение движения в классическом приближении в вариационной форме*. Известно также, что в общем случае лагранжиан может быть представлен через пространственно-временной интервал ds в форме

$$L = -m_0 c \frac{ds}{dt} = -m_0 c (g_{ik} v^i v^k)^{1/2} = -m_0 c^2 (g_{44} + 2 g_{4\mu} \frac{v^\mu}{c} + g_{\mu\nu} \frac{v^\mu v^\nu}{c^2})^{1/2}; \quad i, k=1, 2, 3, 4; \mu, \nu=1, 2, 3. \quad (21.40)$$

Функцию (21.40) можно определить путем нахождения входящих в нее компонентов метрического тензора g_{ik} на основании уравнения поля (20.25). Точное решение задачи довольно сложно. Однако для характеристики новых уравнений поля (20.25) достаточно решать ее в первом (ньютоновском) приближении. Такое условие характеризуется слабым гравитационным полем. Тогда гравитационный метрический тензор можно представить с некоторым возмущением:

$$g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik},$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{где} \\ g_{44}^{(0)} = 1, \quad g_{i\mu}^{(0)} = 0, \quad g_{\mu\nu}^{(0)} = -\delta_{\mu\nu} \quad \left\{ \begin{array}{l} 1, \quad \mu = \nu \\ 0, \quad \mu \neq \nu. \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (21.41)$$

* Можно показать, что обобщенные уравнения Лагранжа—Эйлера для неэвклидова пространства эквивалентны уравнениям гравитационного поля в лагранжиановой форме:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial \Lambda_g \sqrt{-g}}{\partial g^{im, i}} \right] - \frac{\partial \Lambda_g \sqrt{-g}}{\partial g^{im}} = \sqrt{-g} T_{im};$$

Λ_g —плотность лагранжиана для поля.

Соответственно с (21.41), лагранжиан (21.40) теперь будем представлять как:

$$L = -m_0 c^2 \left(1 + h_{44} + 2 h_{4\mu} \frac{v^\mu}{c} - \frac{v^2}{c^2} + h_{\mu\nu} \frac{v^\mu v^\nu}{c^2} \right)^{1/2}. \quad (21.42)$$

Это выражение можно разложить в ряд и взять линейную часть разложения:

$$L = -m_0 c^2 \left(1 + \frac{h_{44}}{2} + h_{4\mu} \frac{v^\mu}{c} - \frac{v^2}{2c^2} + h_{\mu\nu} \frac{v^\mu v^\nu}{2c^2} \right). \quad (21.43)$$

! Решение уравнений (20.25) для слабого гравитационного поля было проведено в п. I этого параграфа. Согласно (21.5) и (21.18), в результате решения была получена следующая система уравнений:

$$\square h_{lm} = \frac{16\pi G}{c^4} T'_{lm} = \frac{16\pi G}{c^4} g_{mn}^{(0)} \left(T_l^n - \frac{1}{2} \delta_l^n T \right), \quad (21.44)$$

где

$$T_l^n = \rho^* c^2 U_l U^n \equiv \rho v_l v^n; \quad T'_n = \frac{1}{2} \rho v_l v^n \quad (21.45)$$

представляет собой тензор энергии-импульса частицы. Решениями уравнений (21.44) являются:

$$h_{lm} = -\frac{2G}{c^4} \int \frac{g_{mn}^{(0)} (T_l^n - \frac{1}{2} \delta_l^n T) d^3 x}{R}. \quad (21.46)$$

Согласно (21.46) и (21.45), в функции (21.43)

$$\left. \begin{array}{l} h_{44} = -\frac{2G}{c^3} \int \frac{\rho}{R} d^3 x, \\ h_{4\mu} = -\frac{2G}{c^3} \int \frac{\rho v_\mu}{R} d^3 x, \\ h_{\mu\nu} = -\frac{2G}{c^4} \int \frac{\rho v_\mu v_\nu}{R} d^3 x. \end{array} \right\} \quad (21.47)$$

Как видно, в нашем приближении из этих значений h_{lm} мы можем использовать только величину h_{44} , которую для одной точечной массы-частицы можно записать в виде:

$$h_{44} = -\frac{2G}{c^2} \int \frac{\rho}{R} d^3x = -\frac{2GM}{c^2 R}. \quad (21.48)$$

Подставляя (21.48) и (21.43) и пренебрегая всеми членами, имеющими порядок $(1/c)^n$, выше $(1/c)^2$, получим

$$L = -m_0 \left[c^2 \left(1 - \frac{v^2}{2c^2} \right) + \Phi \right], \quad (21.49)$$

где

$$\Phi = -\frac{GM}{R}$$

представляет собой ньютоновский потенциал. Согласно принципу эквивалентности теории относительности, Φ можно также рассматривать как потенциал инерциального поля.

В функции (21.49) вместо выражения $\left(1 - \frac{v^2}{2c^2} \right)$ можно подставить

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} = -\frac{1}{c} (\dot{x}_i \dot{x}_i)^{1/2} \cong 1 - v^2/2c^2, \quad (\dot{x}_4 = ic).$$

Тогда окончательно будем иметь

$$L = -m_0 [-c (\dot{x}_i \dot{x}_i)^{1/2} + \Phi]. \quad (21.50)$$

Из такого содержания функции L следует, что

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial x_i} &= -m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}, \\ -\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} &= \frac{d}{dt} \frac{m_0 \dot{x}_i}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (21.51)$$

Подстановка (21.51) в уравнение Лагранжа (21.39) приводит к уравнению движения в 4-мерном пространственно-временном мире:

$$-m_0 \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \dot{x}_i}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (21.52)$$

Величина

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} = \text{grad } x_i \Phi$$

представляет собой компонент градиента по направлению x_i . В зависимости от того, рассматривается ли Φ как инерциальный потенциал (по принципу эквивалентности) или как гравитационный потенциал, $-m_0 \text{grad } x_i \Phi$ будет либо силой инерции, либо силой гравитационного притяжения:

$$F_{r_i} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \dot{x}_i}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (21.53)$$

и вообще,

$$F = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (21.53)$$

Для малой скорости, когда $v^2/c^2 \rightarrow 0$, мы приходим к классическим законам

$$F = m \frac{dv}{dt}.$$

и

$$m \frac{dv}{dt} = -\frac{GMm}{R^2}.$$

Итак, мы показали, что действительно в новых уравнениях содержатся уравнения движения. Судя по точности полученных данных в первом приближении, можно полагать, что результаты точного решения (20.25) приводят к обобщенным уравнениям движения, в частности, к уравнениям свободного движения $d^2x^i/ds^2 + \Gamma^i_{kl} dx^k/ds \cdot dx^l/ds = 0$.

В следующей главе будет показано, что при точном решении уравнений (20.25) и при отсутствии локальных гравитационных полей получается уравнение свободного движения в гравитационно-инерциальном поле в форме космологического закона Хаббла.

ПРОБЛЕМЫ КОСМОЛОГИИ

ГЛАВА VI. ПРИЛОЖЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ГРАВИТАЦИОННО-ИНЕРЦИАЛЬНОГО ПОЛЯ К КОСМОЛОГИЧЕСКИМ ПРОБЛЕМАМ

1. *О космологической модели Эйнштейна—Фридмана.* В настоящее время наиболее широкое распространение имеет модель Эйнштейна—Фридмана (космология Фридмана), которая базируется на результатах решения эйнштейновских уравнений гравитационного поля Александром Фридманом (1922 г.) [73]. Согласно этой модели, в настоящее время Вселенная постоянно расширяется. В определенный момент в прошлом (около 10—20 млрд лет назад) все вещество и энергия Вселенной были сконцентрированы в математической точке, в *сингулярности*. По неизвестным причинам произошел взрыв огромной силы (называемый «*Большим взрывом*»), который привел к образованию расширяющейся Вселенной.

Однако при этом существуют два основных представления о Вселенной. Оба начинаются с сингулярности и развиваются в состояние с малой плотностью. В зависимости от величины средней плотности распределения масс существуют две возможности образования Вселенной: «открытой» и «замкнутой» Вселенной. Если плотность масс меньше некоторой критической, Вселенная будет расширяться до бесконечности—она будет «открытой». Если же средняя плотность масс больше критической, то под действием гравитационных сил вещества Вселенной ее расширение будет прекращаться и затем наступит стадия сжатия. Это снова приведет к сингулярности. А что будет дальше—неизвестно.

В конце двадцатых годов Эдвином Хабблом экспериментально был установлен эффект расширения Вселенной, выражающийся в виде закона Хаббла [74]. И тем самым модель расширяющейся Вселенной Эйнштейна—Фридмана, фактически была экспериментально подтверждена. Однако, как мы увидим далее, математическое выражение закона Хаббла не соответствует тем формулам, которые были получены Фридманом.

Следует также отметить характерную особенность расширения Вселенной с точки зрения указанной модели. Согласно ей, «разбегание» галактик друг от друга связано не с их движением в пространстве, а лишь с расширением самого пространства-времени. И если массы веществ Вселенной сжимаются до сингулярности, то это означает, что одновременно сжимается до математической точки пространство-время. Однако с этим никак нельзя согласиться, и этот вопрос несколько более подробно будет обсуждаться в следующем пункте.

Далее заметим, что из эффекта Хаббла вовсе не вытекает, что некогда произошел «Большой взрыв», с рождением Вселенной. Существует космологическая модель «постоянного состояния», выдвинутая в 1948 г. Германом Бонди, Томасом Гоулдом [75] и Фредом Хойлом [76], согласно которой Вселенная постоянно расширяется; это расширение не имеет ни начала ни конца. При этом плотность ее массы не меняется, благодаря непрерывному поступлению нового вещества из пространства (из физического вакуума) с нарушением, конечно, законов сохранения энергии и импульса. Однако следует отметить, что с точки зрения теории фундаментального поля (ФП) [1] имеется возможность избежать такого нарушения указанных законов сохранения. И это можно представить так, что одновременно с рождением вещества фундаментальными осцилляторами (согласно теории ФП. фундаментальные элементы дискретного пространства-времени одновременно являются гармоническими осцилляторами), происходят переходы других осцилляторов в состояние с отрицательной энергией.

Открытие космического фона микроволнового излучения Арно Пензиасом и Робертом Вильсоном [77] считалось самым убедительным доказательством возникновения Вселенной в результате «Большого взрыва». И это слабое фоновое микроволновое излучение будет представлять собой эхо—«реликтовое излучение» «Большого взрыва». Считают, что в настоящее время температура фонового излучения, 2, 73 К, в точности соответствует расширению, происшедшему с момента самого горячего состояния Вселенной с высокой концентрацией энергии и материи. По мере расширения пространства температура излучения падала, и все пространство изотропно и однородно заполнилось этим излучением.

Сторонники «Большого взрыва» утверждают, что дру-

гого объяснения существования фонового излучения нет и не может быть. Тем более, что теория «постоянного состояния» не может объяснить происхождение микроволнового излучения.

Однако, как мы увидим далее, все фоновые излучения, в том числе микроволновое, рентгеновское и гамма излучения, качественно и количественно точно объясняются, исходя совершенно из других положений и на основании совершенно другой структуры Вселенной. Достаточно сказать, что было получено значение температуры микроволнового излучения, очень близкое экспериментально полученному значению 2,76 К.

2. *Модель Эйнштейна—Фридмана и закон Хаббла.* Теперь покажем, что решение уравнения Эйнштейна Фридманом хотя и приводит к расширению Вселенной, однако его результаты совершенно не соответствуют знаменитому закону Хаббла:

$$\frac{dR}{dt} = HR.$$

Действительно, решение уравнений Эйнштейна при фридмановских условиях приводит к соотношению

$$\left[\frac{dR(t)}{dt} \right]^2 = \frac{R_0 - 4kR(t)}{R(t)},$$

где

$$R_0 = \frac{8}{3} \pi G \rho_m R(t)^2 = \text{const}, \quad k = 1, 0, -1.$$

$R(t)$ —функция от времени, характеризующая расстояние «разбегающихся» тел друг от друга, ρ_m —средняя плотность распределения масс Вселенной и G —ньютонская постоянная.

Прежде всего отметим, что эта теория не в состоянии определить среднюю плотность массы Вселенной, если даже известно значение постоянной Хаббла H . Поэтому приведенное соотношение неоднозначно и зависит от выбора таких величин, как $k=1, 0, -1$. Для Вселенной, когда пространство принимается евклидовым, кривизна $k=0$, тогда полученное выражение принимает вид, подобный закону

Хаббла, $dR/dt = HR$, $H = \left(\frac{8}{3} \pi G \rho_m \right)^{1/2}$ и, отсюда, плот-

ность критической массы $\rho_k = \frac{3}{8\pi} \frac{H^2}{G} \approx 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Од-

нако этот случай не имеет физического смысла, поскольку пространство при наличии гравитационного поля не может быть эвклидовым (с нулевой кривизной). Более того, если принять, что $(dR/dt)^2 \rightarrow c^2$, то поскольку пространство эвклидово, то $\rho_m = M/\frac{4}{3}\pi R^3$ и тогда $R \rightarrow R_g = 2GM/c^2$, т. е. в условиях эвклидова пространства мы приходим к шварцшильдовскому радиусу, что совершенно невозможно. Когда $k = -1 (\rho_m < \rho_k)$, функция $R(t)$ монотонно возрастает, однако не по закону Хаббла. При этом Вселенная будет бесконечно расширяться, т. е. мы имеем открытую модель Фридмана. Если же $k = 1 (\rho_m > \rho_k)$, мы имеем закрытую модель Фридмана, опять же не подчиняющуюся закону Хаббла. Напомним, что закон Хаббла является одним из экспериментально установленных фундаментальных законов Вселенной.

А вообще, если нет количественного соответствия теоретических результатов с экспериментальными, то, по крайней мере, это значит, что данная теория грубо приближенная и не в состоянии описать реальный мир. Это в одинаковой степени относится к рассматриваемой модели.

Кроме того, выше было показано, что если средняя плотность масс Вселенной больше критической ($\rho_k \approx 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), то, согласно теории Эйнштейна-Фридмана, под действием гравитационных сил притяжения начнется обратный процесс, процесс сжатия Вселенной с ее пространством и временем. Такое представление нам кажется совершенно невероятным. Ведь фактически выходит, что гравитационные силы притяжения вещественных масс притягивают пространство и время, не оставляя позади ничего (даже физического вакуума). Если это так, то при гравитационном коллапсе должно было бы наблюдаться такое же явление. Однако этого не происходит, и, вообще, трудно представить себе это явление.

Как известно, подобные представления вытекают из идеи Эрнста Маха. Согласно ей, в мире кроме тел и их отношений нет ничего. Пространство-время есть ничто иное, как выражение совокупности этих отношений. Дальнейшее развитие идеи Маха привело к тому, что метрическое поле Эйнштейна отождествляется с пространственно-временным миром. В результате такого представления можно было прийти к некоторому весьма странному выводу: по-

скольку метрическое поле определяется распределением материальных масс, то если допустить исчезновение материальных масс, вместе с ними должны исчезнуть пространство и время.

По нашему убеждению, пространственно-временной мир является проявлением более общего поля—фундаментального. Наличие материальных масс может только видоизменить поле, но само фундаментальное поле вечно существует и ни при каких обстоятельствах не может исчезнуть или обратиться в точку.

При сжатии материальных тел, например, при гравитационном коллапсе, действительно, происходит сильное изменение кривизны пространства (принципиально вплоть до бесконечности) и времени (вплоть до его остановки), однако это происходит в тех участках пространства, где масса была сконцентрирована, а не там, где масса находилась до сжатия.

Таким образом, отсутствие гравитационных полей (вещественных масс) не может привести к исчезновению фундаментального поля (физического вакуума) и таких его проявлений, как пространство-время и квантовые поля.

3. *Точка зрения Джайната В. Нарликара**. Нарликар приводит следующие весьма существенные факты (или доводы), подтверждающие несостоятельность теории «Большого взрыва» [78].

а) Определение космологами возраста Вселенной, как времени, прошедшего с момента «Большого взрыва», 10—20 млрд. лет, основано на идеальной модели пустой Вселенной. Присутствие же материи приводит к замедлению скорости расширения Вселенной и, следовательно, к уменьшению ее возраста. Если средняя плотность массы Вселенной больше или равна критической плотности ($\rho_k \approx 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), то возраст Вселенной не может превышать 2/3 указанных величин (10—20 млрд. лет). Это значит, что возраст Вселенной должен составлять от 13,3 до 6,6 млрд. лет. А между тем по различным оценкам возраст Млечного Пути составляет от 10 до 15 млрд. лет, а больших шаровых звездных скоплений, еще больше—17—18 млрд. лет. Отсюда следует, что если бы все возникло в результате «Большого взрыва», то большинство из астрономи-

* Джайнат Нарликар—профессор космологии Института фундаментальных исследований Тата, Бомбей. Нештатный сотрудник национальной обсерватории Китт-Пик в Тусоне, штат Аризона (США).

ческих систем не успело бы сформироваться за прошедшее с того момента время.

б) Как отмечалось, сторонники теории «Большого взрыва» считают, что открытие фонового микроволнового излучения является самым лучшим и убедительным доказательством этой теории. Однако, как утверждает Нарликар, по существу истолкование этого излучения как остаточного явления «Большого взрыва», натолкнулось на неожиданные трудности. Во-первых, наблюдаемый спектр не совпадает в точности со спектром чернотельного излучения. Эти отклонения были отмечены Види Д. П. и Ричардсом П. О. в 1980 г. и до сих пор остаются нерешенной проблемой в модели «Большого взрыва». Далее, вторая трудность состоит в чрезвычайной равномерности самого фона, и, особенно, его равномерности в небольших масштабах. Если излучение действительно реликтовое, то оно должно нести на себе отпечаток изменений, которым подвергалась Вселенная после первоначальной фазы. В процессе эволюции Вселенной образовавшиеся галактики и другие системы должны были повлиять на фоновое излучение. Отсутствие таких результатов, несмотря на неоднократные их поиски, вызывает недоумение и самих сторонников теории «Большого взрыва».

Нарликар в конце концов приходит к заключению, что микроволновой фон не имеет «реликтового» характера, и поэтому поиск в этой области следует вести в совершенно ином направлении.

в) Другим очень важным фактом является то, что фоновое излучение заполняет все длины волн—от радиоволн до рентгеновских и гамма-лучей. А между тем все эти излучения (за исключением микроволнового) могли возникнуть относительно недавно и не связаны с горячей стадией «Большого взрыва». В этом отношении выделение микроволнового излучения, как самостоятельного, «реликтового», теряет смысл.

Указанные данные, приведенные Нарликаром, ясно показывают, что у сторонников теории «Большого взрыва» фактически нет ни одного серьезного экспериментального доказательства, подтверждающего эту теорию.

4. Мнение Ханнеса Альфвена*. С Фридмановской кос-

* Ханнес Альфвен—член шведский академии, иностранный член АН СССР, лауреат Нобелевской премии и Ломоносовской золотой медали.

мологией связаны и другие весьма серьезные проблемы. Действительно, из каких теоретических или экспериментальных соображений или данных следует, что Вселенная, сжимаясь и достигая сингулярного состояния, опять должна расширяться? И, вообще, как и по каким причинам сверхсжатое и уникальное тело, которое, как полагают, удерживается невероятно огромной гравитационной тяжестью, может вдруг подвергаться катаклизму? Это, конечно, относится также к первоначальному «Большому взрыву». Нет, не может быть никаких ответов на эти вопросы. Таким образом, гипотеза «Большого взрыва» не является научной ни в теоретическом и ни в экспериментальном смысле; она носит чисто мифический характер. И, в связи с этим, мы приводим высказывание по этому вопросу Ханнеса Альфвена, одного из выдающихся астрофизиков современности. Говоря о современной космологии, особенно о гипотезе «Большого взрыва», он пишет: «Что касается наблюдаемых данных, свидетельствующих в пользу этой теории, то, как заявил и сам Гамов и другие ее сторонники, они полностью отпали, но чем меньше существует научных доказательств, тем более фантастичной делается вера в этот миф. Эта космологическая теория представляет собой верх абсурда» [79].

В другом месте в этой же работе он пишет, что сторонники космологической теории «утверждают, что вся Вселенная возникла в один и тот же момент, подобно взорвавшейся атомной бомбе, имеющей размер (более или менее) с булочную головку. Похоже на то, что в теперешней интеллектуальной атмосфере преимуществом космологии большого взрыва служит то, что она является оскорблением здравого смысла».

Итак, экспериментальным подтверждением Фридмановской космологии считается хаббловское расширение и открытие «реликтового» излучения. Как было отмечено, полученные Фридманом формулы «разбегания» тел не соответствуют закону Хаббла, а фоновые микроволновые излучения не отвечают необходимым свойствам «реликтового» излучения.

Закон Хаббла вовсе не вытекает из того, что рождение нашей Вселенной произошло в результате «Большого взрыва.» Как мы увидим дальше, этому закону совершенно не противоречит и, наоборот, соответствует другая концепция о Вселенной—стационарная модель мира, согласно

которой Вселенная всегда существовала, и что она всегда расширялась и расширяется по закону Хаббла. Эта новая теория стационарной Вселенной непосредственно связана с законом расширения Вселенной—законом Хаббла и точно, количественно дает объяснение происхождению всех фоновых излучений, в том числе микроволнового, рентгеновского и гамма-излучений, не прибегая, разумеется, к каким-либо взрывам.

§ 22. Закон Хаббла как универсальный закон критических систем [80]

1. *О метрике критических систем и о космологическом принципе.* Под словом критические системы здесь и дальше понимаются материальные образования, обладающие радиусами Шварцшильда, $R_g = \frac{2GM}{c^2}$. К числу их относятся «черные дыры», а также, как мы увидим, Вселенная.

В общем случае критические системы могут быть рассмотрены как системы, обладающие максимальной симметрией. Поэтому они в среднем должны быть однородными и изотропными. Это означает, что все они должны характеризоваться идентичными выражениями метрики. Как известно, для решения космологической проблемы при наличии уравнений поля необходимо еще найти подходящую форму метрики Вселенной. Для определения такой метрики обычно используют так называемый «космологический принцип». Сущность его состоит в том, что Вселенная пространственно однородна и изотропна. На основании такого принципа и уравнений гравитационного поля Робертсоном [81] и Уолкером [82] была получена метрика Вселенной, которая в сферических координатах имеет следующий вид:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2 \right]. \quad (22.1)$$

Здесь $R(t)$ —неизвестная функция времени и k —постоянная, значения которой при подходящем выборе единиц для g равны $+1$, -1 и 0 .

Однако известно, что выражение (22.1) можно получить также, исходя из более общих принципов, а именно, из теории симметричных пространств (см. Вейнберг [83]).

Не вдаваясь в подробности этой теории, отметим лишь, что логическим следствием ее применения к определениям метрики пространства является то, что для сферически-симметричного однородного пространства-времени, независимо от конкретного объекта, получается метрика, совершенно идентичная с метрикой Робертсона—Уолкера (22.1). Это значит, что метрика (22.1) пригодна не только для Вселенной, но также и для любого сферически-симметричного однородного космического объекта.

Действительно, как показали Опенгеймер и Снайдер [84], такая метрика характерна также и для коллапсирующих звезд. Однако целесообразно исходить из более общего выражения метрики:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) a^2(r) [dr^2 + r^2 d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2], \quad (22.2)$$

где $a(r)$ является неизвестной функцией от безразмерной величины r ($r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2$); она характеризует кривизну пространства. Известно, что на основании такой метрики уравнения Эйнштейна также приводят к фридмановскому решению космологической задачи (см., например, [85]).

Чтобы окончательно и полностью выяснить цель нашего обсуждения о симметрии пространств и их однородности и изотропности, мы опять вернемся к космологическому принципу. Очевидно, что понятия однородности и изотропности конечного сферически-симметричного пространства, например, пространства коллапсирующей звезды, все-же нельзя смешивать с космологической однородностью и изотропностью, хотя в обоих случаях, как мы видели, можно применять метрику (22.1) и (22.2). При космологической однородности и изотропности считается, что все точки в мировом пространстве эквивалентны, и относительно любой точки пространство изотропно. А между тем коллапсирующая звезда в первоначальной фазе ее коллапса такими свойствами вовсе не обладает. Единственная точка полной симметрии—это центральная точка сферы. Вблизи поверхности сферы (на расстояниях от центра, больших определенной величины) пространство не изотропно и не однородно.

Более строгое определение космологического принципа можно дать следующим образом. Относительно наблюдателя, находящегося в любой точке мира, пространство со своей средне-однородной средой по всем направлениям является бесконечно большим. С первого взгляда кажется, что такое определение по крайней мере можно отнести

только ко Вселенной, если она бесконечна. Но это вовсе не так. Любая критическая система, в том числе Вселенная, обладает именно такими свойствами. Действительно, нам известно, что для любой критической системы на поверхности горизонта событий гравитационный потенциал (как мы увидим, также и хаббловский потенциал) достигает максимальной величины $\Phi = c^2$. Относительно наблюдателя, находящегося в любой точке внутри горизонта событий, пространство по всем направлениям будет «бесконечным». Тело, движущееся от него с ускорением, достигает скорости света (потенциала c^2) на «бесконечно большом» расстоянии. В такой системе, внутри горизонта событий, любая точка может служить центром мира*.

«Бесконечность» здесь надо понимать в следующем смысле. Наблюдатель, находящийся в любой точке внутри горизонта событий и наблюдающий за удалением от него (по закону Хаббла) тела вблизи горизонта событий, всегда, в течение бесконечного времени, будет получать световые сигналы от этого тела, хотя сигналы эти будут становиться все слабее и слабее и их частота все время будет уменьшаться. Нет и не будет никакого определенного конца передачи этих сигналов. В пространстве не будет никаких привилегированных точек, из которых указанные явления выглядели бы иначе. Вот в этом смысле и понимается космологическая однородность и изотропность, а также «бесконечность» пространства внутри критической системы. Такое свойство пространства внутри критических систем становится ясным в дальнейших обсуждениях.

2. *Решение уравнений гравитационного поля. Универсальный закон Хаббла.* Теперь на основании метрики (22.2) (космологически однородной и изотропной среды) и уравнений гравитационно-инерциального поля (20.24),

$$g^{lp} g^{mn} \nabla_k (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np; i}) - \nabla_i (\sqrt{-g} g^{ik} g^{lm; k}) = \frac{32\pi G}{c^4} \sqrt{-g} g^{mn} \left(T_n^i - \frac{1}{2} \delta_n^i T \right), \quad (22.3)$$

* Внутри критической системы, благодаря хаббловскому и гравитационному полям, ее метрика меняется так, что относительно наблюдателя в любой точке внутри системы масштабы длины и времени в общем случае по разным направлениям будут разными, так что все интервалы длины и времени от наблюдателя до поверхности сферы будут иметь одинаковые размеры. Это и есть характерная особенность критической системы и космологический принцип Вселенной.

мы можем описать критические системы, независимо от их конкретных особенностей, в частности, независимо от их размера. К этим системам относится и Вселенная [80]. Напомним, что в уравнении (22.3) T_n^i — тензор энергии-импульса, g^{mn} — метрический тензор, $\nabla_k \equiv$; k — ковариантная производная, c — фундаментальная скорость и G — гравитационная постоянная. Здесь так же, как и в случае коллапсирующей звезды [84], будем считать исходную звезду как пылевидную среду, частицы которой свободно падают под действием гравитационных сил. На основании этого мы выбираем сопутствующую систему координат. И тогда с хорошим приближением тензор энергии-импульса в (22.3) определим временным компонентом:

$$T_n^i = (p + \rho_m c^2) u^i u_m - p \delta_n^i \approx T_4^i = \rho_m c^2, \quad (22.4)$$

так как благодаря выбранной системе координат в (22.4)

$$u^\mu u_\nu = 0 \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3) \quad \text{и} \quad u^4 u_4 = 1.$$

Что же касается давления p , то оно пренебрежимо мало, т. к. определяется величиной энергии микроскопического движения, которая очень мала по сравнению с $\epsilon = \rho_m c^2$. Согласно изложенным выше определениям, эти коллапсирующие системы мы будем изучать с момента, когда гравитационный потенциал достигнет своего максимального значения $\Phi = c^2$. При этом радиус системы будет соответствовать шварцшильдовскому радиусу

$$R_g = \frac{2GM}{c^2}.$$

Для решения уравнения (22.3) мы должны их упростить, привести к такому виду, в котором исключается возможность появления фиктивных полей:

$$g^{lp} g^{mn} \frac{\partial}{\partial x_k} (\sqrt{-g} g^{ik} g_{np; i}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\sqrt{-g} g^{ik} g^{lm; k}) = \frac{32\pi G}{c^4} \sqrt{-g} g^{mn} \left(T_n^i - \frac{1}{2} \delta_n^i T \right). \quad (22.5)$$

Далее, для удобства решения задачи в (22.2) временной член будет предоставлен в следующем виде:

$$cd \tau = R(\tau) d\eta.$$

Тогда метрика в (22.2) примет следующий вид:

$$ds^2 = R(\tau) \{ -a(r) [dr^2 + r^2 d\vartheta^2 + r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2] + d\eta^2 \} \quad (22.6)$$

и, отсюда,

$$\begin{aligned} g_{11} &= -R^2 a^2, \quad g_{22} = -R^2 a^2 r^2, \quad g_{33} = -R^2 a^2 r^2 \sin^2 \vartheta, \quad g_{44} = R^2; \\ g^{11} &= -R^{-2} a^{-2}, \quad g^{22} = -R^{-2} a^{-2} r^{-2}, \quad g^{33} = -R^{-2} a^{-2} r^{-2} \sin^{-2} \vartheta, \\ g^{44} &= R^{-2}; \quad g = g_{11} g_{22} g_{33} g_{44}; \quad \sqrt{-g} = R^4 a^3 r^2 \sin \vartheta. \end{aligned}$$

В уравнениях (22.5), согласно метрике (22.6),

$$g_{lm} = 0 \quad (l \neq m); \quad x_1 = r, \quad x_2 = -\vartheta, \quad x_3 = \varphi, \quad x_4 = \eta;$$

$$\frac{\partial g_{11}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{11}}{\partial x_3} = 0; \quad \frac{\partial g_{22}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{22}}{\partial x_3} = 0;$$

$$\frac{\partial g_{33}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{33}}{\partial x_3} = 0; \quad \frac{\partial g_{44}}{\partial x_1} = \frac{\partial g_{44}}{\partial x_2} = \frac{\partial g_{44}}{\partial x_3} = 0.$$

То же самое относится к контравариантным компонентам g^{lm} . И поскольку данная задача заключается в определении неизвестных функций $R(x_4)$ и $a(r)$ (от $x_1 = r$ и $x_4 = \eta$), то система из 10 уравнений (22.5) сводится к системе из 4-х уравнений:

$$\begin{aligned} g^{44} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{44}}{\partial x_4} \right) - g_{44} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{44}}{\partial x_4} \right) = \\ = \frac{16 \pi G}{c^2} \sqrt{-g} \rho_m, \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} g^{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_1} \right) - g_{11} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial x_1} \right) + \\ g^{11} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_4} \right) - g_{11} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{11}}{\partial x_4} \right) = 0, \\ g^{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_1} \right) - g_{22} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_1} \right) + \\ g^{22} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{22}}{\partial x_4} \right) - g_{22} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{22}}{\partial x_4} \right) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (22.7)$$

$$\left. \begin{aligned} g^{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_1} \right) - g_{33} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\sqrt{-g} g^{11} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_1} \right) + \\ g^{33} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g_{33}}{\partial x_4} \right) - g_{33} \frac{\partial}{\partial x_4} \left(\sqrt{-g} g^{44} \frac{\partial g^{33}}{\partial x_4} \right) = 0. \end{aligned} \right\}$$

С учетом всех приведенных данных и условий решения уравнений (22.7) последние преобразуются и, соответственно, получают три следующих дифференциальных уравнения:

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{d\tau^2} + \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 = 4 \pi G \rho_m, \quad (22.8)$$

$$R \frac{d^2 R}{d\tau^2} + \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 = \frac{c^2}{a^3} \left(\frac{d^2 a}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{da}{dr} \right), \quad (22.9)$$

$$R \frac{d^2 R}{d\tau^2} + \left(\frac{dR}{d\tau} \right)^2 = \frac{c^2}{a^3} \left(\frac{d^2 a}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{da}{dr} + \frac{a}{r^2} \right). \quad (22.10)$$

Четвертое уравнение из (22.7) преобразуется в уравнение, тождественное (22.10). В этих уравнениях

$$R = R(\tau) \int_0^{\tau} a dr \quad (22.11)$$

представляет собой радиус критической системы.

Решения уравнений (22.8) (см. § 30.2) для фиксированной средней плотности масс критических систем вообще, включая и Вселенную, и для общего случая изменения времени, соответственно, дают:

$$\frac{dR}{d\tau} = H_0 R, \quad H_0 = (2 \pi G \rho_0)^{\frac{1}{2}}, \quad (22.12)$$

$$\frac{dR}{d\tau} = H(\tau) R, \quad H = H_0 \coth 2H_0 \tau. \quad (22.12a)$$

Таким образом, мы получили закон Хаббла. Согласно полученным данным, внутри горизонта событий критической системы и, в частности, в мировом пространстве (во Вселенной), при отсутствии локальных источников гравитационных и других полей (или при пренебрежении ими), каждая материальная точка может служить центром, от которого

по «радиальным» направлениям разбегаются все тела с ускорением. Это явление подобно свободному падению в гравитационном поле. Поле, под действием которого тела разбегаются по закону Хаббла (22.12), нами было названо *хаббловским полем*. О формуле (22.12а) смотри § 30.2.

Что касается уравнений (22.9) и (22.10), то их совместное решение дает

$$da/dr = -a/r \text{ и } a = k/r, \quad (22.13)$$

где k -постоянная интегрирования. Тогда, согласно (22.11),

$$R = R \int_0^{\infty} \frac{k}{r} dr = R \int_0^{\infty} \frac{dr}{r} = \infty. \quad (22.14)$$

В последнем уравнении коэффициент k принят равным единице, поскольку он зависит от нашего выбора единиц для r , а отрицательный знак его не имеет физического смысла. Результат (22.14) означает, что кривизна пространства критической системы отрицательна. Такой результат для таких замкнутых систем, как критические системы, кажется парадоксальным. А на самом деле этот результат есть логическое следствие явления расширения среды — разбегание тел по всем «радиальным» направлениям (по гиперболической траектории). Все эти результаты, конечно, относятся и ко Вселенной.

В этих системах материальная масса стремится сосредотачиваться на поверхности горизонта событий. Действительно, все материальные тела с внешней стороны критической системы должны стремиться к максимальному гравитационному потенциалу, а с внутренней стороны они должны стремиться к максимальному хаббловскому потенциалу $c^2 = H_0^2 R_g^2$ (по закону Хаббла). И, таким образом, со временем их масса должна сконцентрироваться на поверхности горизонта событий. С классической точки зрения система должна достичь сингулярности, с поверхностным слоем нулевой толщины и, следовательно, с бесконечно большой плотностью масс. Таким образом, здесь масса с нулевым объемом должна распределяться по всей сферической поверхности критической системы.

Однако, как мы увидим далее, толщина этого материального слоя не может уменьшаться беспрестанно. Она доходит до определенной фундаментальной толщины. Более того, у горизонта событий собственная масса материаль-

ных тел подвергается гравитационной и хаббловской аннигиляции и превращается в гравитационно-электромагнитное излучение—*геонную массу**.

3. *О толщине геонных корон критических систем.* Как отмечалось, толщина геонной короны критической системы с точки зрения классических представлений должна быть равна нулю, а плотность энергии при этом будет бесконечно большой. Это объясняется тем, что только при нулевой толщине слоя гравитационный и хаббловский потенциалы достигают своего максимального значения. К этим же максимальным значениям потенциалов стремятся вещественные и геонные массы критической системы. Однако мы видели (см. § 1.2), что линейные размеры дискретного пространства не могут быть меньше фундаментальной длины $\Lambda_0 \approx (\hbar G/c^3)^{1/2} \approx 10^{-33}$ см, а плотность массы не может превышать фундаментальной плотности $\rho_0 \approx 10^{92}$ г·см⁻³. Таким образом, толщина короны будет определяться возможной величиной плотности ее массы. Если при минимальной толщине короны, равной фундаментальной длине плотность ее массы будет меньше или равна фундаментальной плотности ρ_0 , то такая толщина короны всегда будет реализована. Плотность же массы геонной короны с толщиной, равной Λ_0 , для критической системы любого размера R_g , согласно (1.11) и (1.12), будет определяться, как

$$\rho_g \approx M_g / 4\pi R_g^2 \Lambda_0 \approx c^2 / 8\pi G R_g \Lambda_0 \approx \frac{10^{59}}{R_g} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (22.15)$$

где $4\pi R_g^2 \approx S$ —поверхность критической системы. А между тем $\rho_0 \approx 10^{92}$ г·см⁻³. Таким образом, согласно (22.15), когда $R_g > \Lambda_0$, то при толщине слоя Λ_0 всегда $\rho_g < \rho_0$. Это означает, что во всех случаях в геонных коронах существуют условия для их сжатия до фундаментальной толщины.

Итак, геонная корона любой критической системы, следовательно, и корона Вселенной должна иметь толщину, равную фундаментальной длине. Установление такого фак-

* Термин «геон» означает «гравитационно-электромагнитный объект»; он был заимствован из представлений Д. А. Уилера о возможности существования локализованного искривления пространства с концентрацией «геона» [86].

та чрезвычайно важно для определения температуры короны и для определения условия ее термического излучения. Толщина короны, равная Λ_0 , означает, что в короне длины волн фотонов могут простирались от Λ_0 до хорды l шарового сегмента со стрелой Λ_0 , т. е. $l = \lambda_{\max} = 2(2\Lambda_0 R_g - \Lambda_0^2)^{1/2}$. Как мы увидим далее в § 26, именно эти свойства позволяют определить температуру короны. Кроме того, это означает, что по радиальным направлениям одна из ячеек сопряженной пары фундаментальных осцилляторов (элементов пространства-времени) всегда остается вне короны, а это есть условие возможности прохождения кванта через огромный потенциальный барьер критической системы—условие термического излучения короны.

§ 23. Закон Хаббла как закон свободного движения тел в общегравитационном фоне Вселенной

Как было показано в § 22, для стационарной Вселенной или для Вселенной в данный момент времени средняя плотность распределения материальных масс $\rho_0 \equiv \rho_4 = \text{const}$ и, следовательно, $H_0 \equiv H_u = \text{const}$. Согласно этим данным, в мировом пространстве при отсутствии локальных источников гравитационного и других полей (или при пренебрежении ими) каждая материальная точка может служить центром, от которого по «радиальным» направлениям «разбегаются» все тела с ускорением—по закону Хаббла.

Из этих данных следует, что обычный закон инерции Галилея—Ньютона:

$$du^i = 0 \text{ или } \frac{du^i}{ds} \equiv \frac{d^2 x^i}{ds^2} = 0, \quad (23.1)$$

при всех обстоятельствах имеет приближенный характер. Он должен быть обобщен при отсутствии всевозможных локальных гравитационных и других полей. И поскольку общий фон гравитационного поля Вселенной обусловлен определенным тензором-фоном (Маха—Эйнштейна), приводящим к искривлению пространства-времени, то обобщенный закон инерции должен быть представлен в ковариантной и контравариантной форме [87]:

$$Du_i = 0 \text{ и } Du^i = 0, \quad (23.2)$$

где
214

$$Du_i = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x^l} - \Gamma_{il}^k u_k \right) dx^l, \quad (23.3)$$

$$Du^i = \left(\frac{\partial u^i}{\partial x^l} - \Gamma_k^{il} u^k \right) dx^l.$$

Таким образом, уравнения движения пробного тела в общем фоне гравитационного поля Вселенной (и, следовательно, закон инерции) должны быть представлены через ковариантные и контравариантные компоненты 4-вектора ускорения:

$$\frac{d^2 x_i}{ds^2} - \Gamma_{il}^k \frac{dx_k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = \frac{d^2 x_i}{d\tau^2} - \Gamma_{il}^k \frac{dx_k}{d\tau} \frac{dx^l}{d\tau} \quad (23.4)$$

и

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = \frac{d^2 x^i}{d\tau^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{d\tau} \frac{dx^l}{d\tau}, \quad (23.5)$$

Другая наша идея заключается в том, что если метрика Вселенной представлена в обычной космологической форме:

$$ds^2 = R^2(t) a^2(r) [dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2] + dx^4, \quad (23.6)$$

и если движение пробного тела происходит по «радиальным» направлениям, т. е. в (23.6)

$$d\theta = d\varphi \text{ и } x^1 = R^1(\tau), \quad (23.7)$$

то можно показать, что уравнения (23.4) и (23.5) свободного движения пробного тела от наблюдателя и к наблюдателю, соответственно, должны быть тождественны закону Хаббла (22.12а) и подчиняться формуле фон Лауэ [88].

$$w = \frac{dR}{d\tau} = \frac{\text{const}}{R}.$$

Действительно, на основании (23.6) и (23.7), для фиксированного времени в уравнениях (23.4) и (23.5):

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{il}^k = \Gamma_{11}^i = \frac{1}{2} g^{i1} \frac{\partial g_{11}}{\partial x_1} = \frac{1}{R_1} \equiv \frac{1}{R}. \quad (23.8)$$

Тогда уравнения (23.4) и (23.5) обращаются в уравнения

$$\frac{du_1}{d\rho} - \frac{1}{R^1} u_1 u^1 \equiv \frac{d^2 R_1}{d\tau^2} - \frac{1}{R^1} \frac{dR^1}{d\tau} = 0, \quad (23.9)$$

$$\frac{du_1}{d\tau} + \frac{1}{R^1} u^1 u^1 \equiv \frac{d^2 R^1}{d\tau^2} + \frac{1}{R^1} \frac{dR^1}{d\tau} \frac{dR^1}{d\tau} = 0. \quad (23.10)$$

Согласно метрике (23.6), в этих уравнениях ковариантная и контравариантная скорости $u_1 = \frac{dR_1}{d\tau}$ и $u^1 \equiv w = \frac{dR^1}{d\tau}$ имеют противоположные направления. И из (23.9) и (23.10), соответственно, следует, что

$$\frac{1}{R^1} \frac{dR_1}{d\tau} \equiv \frac{1}{R^1} u_1 = \text{const} \quad (23.11)$$

и

$$R^1 \frac{dR^1}{d\tau} = R^1 u^1 = \text{const}. \quad (21.12)$$

Как видно, ковариантная скорость $u_1 \equiv v$ в (23.11) имеет радиальное направление от наблюдателя и подчиняется закону Хаббла, в то время, как контравариантная скорость $u^1 \equiv w$ в (23.12) имеет направление к наблюдателю и подчиняется формуле фон Лауэ*. Ведь сущность формулы Лауэ заключается именно в том, что при очень слабых гравитационных полях (или их отсутствии) скорость движения тела к наблюдателю замедляется благодаря действию закона Хаббла, и она должна быть обратно пропорциональной расстоянию $R^1 \equiv R$. В самом деле, пусть частица, движущаяся к наблюдателю, в момент τ имеет скорость w и пусть изменение этой скорости, обусловленное хаббловским полем, на расстоянии dl будет равно $dw = -dv$, где, по закону Хаббла,

$$dv = -dw = Hdl = Hw d\tau \text{ и } H = \frac{1}{R} \frac{dR}{d\tau}.$$

Тогда

$$\frac{dw}{w} + \frac{dR}{R} = 0 \text{ и } \ln w + \ln R = \text{const},$$

* Последний вывод был подсказан автору профессором Г. Ю. Тредером.

и отсюда, действительно,

$$w = \frac{\text{const}}{R}.$$

Итак, мы пришли к чрезвычайно важным заключениям.

Закон Хаббла есть закон движения свободного тела в общегравитационном поле Вселенной при отсутствии локальных гравитационных и других полей или при пренебрежении ими.

Уравнения гравитационного поля (20.24) включают в себя уравнения движения (23.4) и (23.5), которые при условиях (23.8) проявляются в виде закона Хаббла и его следствия, правила фон Лауэ.

Общие заключения к параграфам 22 и 23

Из приведенных данных прежде всего становится ясно, что система ковариантных уравнений (22.3) не только выражает гравитационные и инерциальные поля (инерциальные в смысле уравнения движения (21.53)), но также хаббловское поле; фундаментальный тензор g_{ik} в зависимости от условий можно рассматривать как потенциал гравитационного, инерциального, а также хаббловского полей. Таким образом, уравнения (22.3) являются уравнениями гравитационно-инерциально-хаббловского полей.

Как мы видели, наличие хаббловского поля характерно не только для Вселенной в целом, для любой точки пространства, но также для любой критической системы («черных дыр») и, в зависимости от средней плотности масс данной критической системы, это поле должно проявляться со специфической для него интенсивностью (потенциалом) и постоянной Хаббла. Как было отмечено, хаббловское поле со своей характерной особенностью присуще всевозможным коллапсирующим звездам.

Из отмеченных выводов, а также из приведенных здесь условий решения уравнений (22.3) для выявления хаббловского поля следует, что источником возникновения гравитационных и хаббловских полей является метрический тензор римановского пространства—материальные массы; они одновременно образуют эти поля. Отсюда же логически и естественно можно сделать очень важное заключение: наблюдаемое хаббловское поле должно существовать внутри любого небесного тела с характерной для каждого силой действия—своим средним потенциалом, а граница интенсивного действия этих сил должна определяться областью,

содержащей материальные массы данного небесного тела. Таким образом, внутри всевозможных небесных тел, в частности, внутри нашей планеты, закон всемирного тяготения Ньютона не должен выполняться точно вследствие наличия хаббловского поля.

Для выявления такого эффекта вполне возможно проведение экспериментов в условиях Земли.

Другое важное заключение состоит в том, что, если хаббловское поле действительно является универсальным физическим полем, то придется подвергнуть коренной ревизии существующие космологические теории.

Ниже мы рассмотрим новые концепции о структуре Вселенной и вообще о структуре критических систем.

§ 24 Вселенная под шварцшильдовской поверхностью [89]

1. *Экспериментальное обоснование проблемы*, Как мы видели, согласно закону Хаббла, относительно системы отсчета наблюдателя $dR/dt = HR$. Если, скорость «разбегания» тел стремится к фундаментальной скорости, то в этом выражении радиус становится шварцшильдовским (R_g). Как мы покажем, это относится также ко Вселенной.

Полученное выражение для инвариантной постоянной Хаббла для Вселенной:

$$H_u = (2\pi G \rho_u)^{1/2} \quad (24.1)$$

позволяет однозначно определить среднюю плотность ρ_u распределения универсальной массы, исходя из экспериментально найденного значения постоянной Хаббла H_u . Принятое в настоящее время значение H_0 составляет $2,43 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ при $v = 55 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ на мегапарсек расстоянии [90], [91], из чего следовало бы, что $\rho_u = 2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ * Средняя же плотность видимых галактических масс составляет $3 \cdot 10^{-31} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Именно в различии этих величин, по-видимому, и проявляется та скрытая масса Вселенной, о существовании которой было сделано заключение на основании астрономических наблюдений.

* Однако в § 30 приводится теоретическое значение H_u , равное $2,22 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$, откуда по (24.1) $\rho_u = 1,17 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

Вселенная с такой плотностью масс в своей эволюции (если она когда-либо происходила) не может и не могла не дойти до критического состояния. В самом деле, при наличии хаббловского поля, определяемого законом Хаббла, в процессе расширения Вселенной нет другого исхода, кроме достижения ею критического состояния с шварцшильдовским радиусом, т. е. с максимальным значением потенциалов хаббловского поля $\Phi_h = c^2$ и гравитационного поля $\Phi_g = c^2$. Тогда критический радиус Вселенной*, согласно (22.12), будет равен $R_u = c / (2\pi G \rho_u)^{1/2} \cong 10^{28} \text{ см}$. Для земного наблюдателя это расстояние принципиально наблюдаемо.

Имеются ли данные астрономических наблюдений, подтверждающие, что наша Вселенная находится либо в критическом состоянии, либо приближается к такому состоянию? Прежде всего известно, что астрономы обнаружили галактики и квазары на расстоянии 10 миллиардов световых лет. Это соответствует расстоянию $0,95 \cdot 10^{28} \text{ см}$.** Если определенная нами средняя плотность масс Вселенной верна, то, действительно, Вселенная находится в критическом состоянии

Существуют другие экспериментальные данные, подтверждающие этот вывод; они связаны с определением хаббловского потенциала самых отдаленных от нас участков пространства. Эти данные наблюдений относятся к обнаружению квазаров. Полученные от них спектры обладают очень большим красным смещением. В настоящее время большинство специалистов считают, что это огромное красное смещение в спектре имеет космологическое происхождение (хаббловское происхождение), так как нельзя придумать другую разумную модель, которая могла бы объяснить возникновение такого смещения спектра, наряду с другими данными по свечению и по температуре их по-

* Следует отметить, что, хотя в римановом пространстве закон Эвклида, $2\pi R = c$, точно не соблюдается, и принципиально мы не можем точно определить R , однако для Вселенной с весьма малым гравитационным фоном это расхождение не будет большим. Во всех других случаях, однако, R_g в некотором смысле имеет символическое значение (как радиус), хотя он точно соответствует величине $2GM_g/c^2$.

** По последним сообщениям, известным астрономом С. Лилли были обнаружены галактики на расстояниях от Земли $1,2 \cdot 10^{10}$ световых лет, что соответствует $\sim 1,14 \cdot 10^{28} \text{ см}$.

верхности. Если бы наблюдаемое красное смещение было бы гравитационными, то пришлось бы полагать, что сами квазары (а не хаббловское поле среды) создали поле невероятной силы, которая когда-либо наблюдалась во Вселенной. Иначе говоря, такая интерпретация указанного смещения связана с очень малой вероятностью.

Так вот, если речь идет о хаббловском эффекте (в чем трудно сомневаться), то, согласно данным наблюдений, квазары отстоят от нас на расстоянии порядка 10^{10} световых лет, точнее, на расстоянии $0,9$ шварцшильдовского радиуса ($0,9 \cdot 10^{28}$ см). Но это мы уже отметили, здесь же речь идет о чрезвычайно высоком хаббловском потенциале тех областей пространства, где находятся квазары. Красное смещение как раз и характеризует потенциал, близкий к хаббловскому потенциалу шварцшильдовской поверхности $\Phi_H = c^2$.

Так, квазары ON411 и OQ1721 (отмеченные по номенклатуре обсерватории Огайского университета США) имеют скорость движения, равную $2,7 \cdot 10^{10}$ см·с⁻¹. А это состаряет около 80% предельного потенциала критической системы (с²) и 90% фундаментальной скорости. При этом надо учесть, что наблюдение значительно большего потенциала практически невозможно.

Здесь очень важно отметить, что хотя отмеченные экспериментальные данные получены совершенно независимо от закона Хаббла, однако они точно соответствуют этому закону:

$$\frac{dR}{dt} = 0,9 c = H \cdot 0,9 R_g \equiv H \cdot 0,9 \cdot 10^{28} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (24.2)$$

При этом следует учесть, что величина спектрального смещения не зависит от того, находится ли тела в состоянии движения или в состоянии торможения; она определяется только величиной хаббловского потенциала $\Phi_H = (dR/dt)^2$.

Итак, приведенные данные наблюдений показывают, что, независимо от теоретического обоснования, вряд ли можно сомневаться, что Вселенная действительно находится в критическом состоянии—под шварцшильдовской поверхностью.

Из приведенных положений следует, что и в данном случае масса Вселенной должна стремиться концентрироваться на поверхности горизонта событий. Далее мы увидим, что

эта масса на поверхности горизонта событий превращается в гравитационно-электромагнитное излучение—в геонную корону, которая обладает способностью термически излучать материю обратно в пространство Вселенной.

2. *Теоретическое обоснование проблемы.* В процессе своего «расширения» по закону (22.12) Вселенная стремится к максимальным значениям хаббловского и гравитационного потенциалов. И она в конце концов должна достигнуть этих значений, если универсальная масса M_u есть величина конечная. В процессе такого расширения «радиус Вселенной» стремится к критическому (шварцшильдовскому) радиусу, $R_u \rightarrow R_g$, и отношение M_u/R_u стремится к постоянной величине:

$$M_u/R_u \rightarrow M_u/R_g = \text{const}. \quad (24.3)$$

Как мы видели, судя по наблюдаемым данным о скорости «разбегания» самых далеких галактик (квазаров), которая приближается к скорости света (с), Вселенная фактически достигла критического состояния, если она не всегда находилась в таком состоянии.

То, что в процессе «расширения» Вселенной нет другого исхода, кроме достижения ею критического состояния, можно теоретически наглядно показать на основании задачи, подобной задаче Тирринга и Ленса [92]. Для этой цели рассматривается движение пробной частицы внутри полый сферы радиуса R и массы (вызывающей гравитационно-инерциальное поле) M . Если частице (находящейся внутри сферы) сообщается ускоренное поступательное движение, то это ускорение, согласно принципу эквивалентности и принципу Маха, с хорошим приближением должно быть эквивалентным ускорению в гравитационном поле массы M . Поэтому для определения этого ускорения могут быть использованы уравнения движения:

$$\frac{d^2 x_i}{ds^2} = - \Gamma_{kl}^i \frac{dx_k}{ds} \frac{dx_l}{ds} = - \sum_m \Gamma_{kl}^i \frac{dx_k}{ds} \frac{dx_l}{ds}, \quad (24.4)$$

где

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} g^{im} (g_{mk, l} + g_{ml, k} - g_{kl, m}). \quad (24.5)$$

В качестве гравитационного поля, обусловленного поверхностной массой M нашей сферы, можно принять

поле, которое является очень слабым. Такое возмущение поля (по сравнению с галилеевым) можно представить через метрические тензоры возмущения:

$$h_{lm} = g_{lm} - g_{lm}^{(0)}, \quad h^{lm} = -g^{lm} + g^{lm(0)}, \quad (24.6)$$

здесь $g_{lm}^{(0)}$ и $g^{ml(0)}$ отвечают галилеевой метрике. Соответственно с этим, уравнение (24.5) принимает вид:

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h_{ik}}{\partial x_l} + \frac{\partial h_{il}}{\partial x_k} - \frac{\partial h_{kl}}{\partial x_i} \right). \quad (24.7)$$

Исходя из (24.7) и учитывая, что $x_4 = ct$, уравнения (24.4) при данном приближении можно записать как

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h_{ik}}{\partial x_\nu} + \frac{\partial h_{i\nu}}{\partial x_k} - \frac{\partial h_{\nu k}}{\partial x_i} \right) \frac{dx_\mu}{dt} \frac{dx_\nu}{dt} - \quad (24.8)$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial h_{i\mu}}{\partial x_4} + \frac{\partial h_{i4}}{\partial x_\mu} - \frac{\partial h_{\mu 4}}{\partial x_i} \right) \frac{dx_\mu}{dt} c + \frac{1}{2} c \frac{\partial h_{i\mu}}{\partial x_4} - c \frac{\partial h_{i4}}{\partial t};$$

$$(i = 1, 2, 3, 4; \mu, \nu = 1, 2, 3).$$

Поставленная задача может быть решена, если можно было бы определить компоненты h_{ik} возмущения метрического тензора. Их можно определить только посредством уравнений поля. Для этой цели мы будем пользоваться гравитационно-инерциальными уравнениями поля (20.25). Решение этих уравнений для слабого поля (см. § 21.1) привели к соотношению

$$\square h_{kl} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{kl}, \quad (24.9)$$

где для данного случая T_{kl} — тензор энергии-импульса, связанный с массой M . Решением уравнения является

$$h_{kl} = -\frac{2G}{c^4} \int_0^V \frac{T_{kl}}{r} dV, \quad (24.10)$$

где r — расстояние между пробной частицей и какой-либо точкой на поверхностном слое массы; V — объем сферы. Задачу можно поставить так, что с хорошим приближением или точно r можно заменить радиусом сферы R .

Что касается тензора T_{kl} в (24.10), то его можно представить как

$$T_{kl} = \rho \frac{c^2}{\beta^2} u_k u_l, \quad (24.11)$$

где

$$u_1 = \frac{\beta}{c} \dot{x}, \quad u_2 = \frac{\beta}{c} \dot{y}, \quad u_3 = \frac{\beta}{c} \dot{z}, \quad u_4 = \beta,$$

$$\beta = \frac{1}{(1-v^2/c^2)^{1/2}}, \quad \dot{x} = \frac{dx}{dt} \text{ и т. д.}$$

и ρ представляет собой плотность массы. Кроме того, в этих уравнениях dV должен быть инвариантным, т. е.

$$dV_0 = \beta dV. \quad (24.12)$$

Тогда по уравнению (24.10),

$$\left. \begin{aligned} h_{11} &= -\frac{2G}{c^4} \int_0^V \frac{\rho v^2 \beta}{R} dV = -\frac{2GM}{c^4 R} v^2 \beta, \\ h_{44} &= -\frac{2G}{c^2} \int_0^V \frac{\rho \beta}{R} dV = -\frac{2GM}{c^2 R} \beta, \\ h_{14} &= -\frac{2G}{c^3} \int_0^V \frac{\rho v \beta}{R} dV = -\frac{2GM}{c^3 R} v \beta, \end{aligned} \right\} \quad (24.13)$$

Здесь величина

$$M = \int_0^V \rho dV$$

представляет собой общую массу и R — радиус сферы.

Далее будем считать, что относительное ускоренное движение пробной частицы происходит по направлению $x_1 = x_1$. При этом остальные координаты (кроме x_4) остаются постоянными. Поскольку при этом движении меняется только $x_1 = x$ и $x_4 = ct$, то соответственно с этим, будет изменяться только компонент метрического тензора h_{14} . Остальные будут постоянными.

Исходя из этого условия, теперь, на основании уравнения (24.8) и третьего уравнения (24.13), мы будем иметь

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{2GM}{c^2R} \frac{d}{dt}(v\beta),$$

откуда

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{2GM}{c^2R} \frac{dv}{dt} \left(1 + \frac{v^2}{c^2} \beta^2 \right). \quad (24.14)$$

Если наш теоретический эксперимент провести в масштабе Вселенной и в уравнении (24.14) считать $M=M_u$ — универсальной массой и $R=R_u$ универсальным радиусом, то при $M_u/R_u = \text{const}$ и, согласно (24.3), безразмерный коэффициент $2GM_u/c^2R_u$ в целом остается постоянным при любых скоростях v . Поэтому его мы можем определить при условиях, когда $v/c \rightarrow 0$, т. е. при

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{2GM_u}{c^2R_u} \frac{d^2x}{dt^2},$$

откуда

$$\frac{2GM_u}{c^2R_u} = 1. \quad (24.15)$$

Как видно, в этой формуле радиус Вселенной

$$R_u = R_g = \frac{2GM_u}{c^2} \quad (24.16)$$

представляет собой радиус Шварцшильда. Единственным условием достижения материальной массы Вселенной критического состояния является условие достижения максимального гравитационного потенциала, равного

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2GM_u}{R_g} = c^2. \quad (24.17)$$

Эта формула эквивалентна формуле для максимального хаббловского потенциала:

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{4}{3} \pi G \rho_u R_g^2 = c^2, \quad (24.18)$$

или же

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\frac{1}{H_0^2 R^2} + \frac{1}{c^2}} \rightarrow c^2, \quad (R \rightarrow \infty), \quad (24.18a)$$

где

$$H_0 = \frac{4}{3} \pi G \rho_u.$$

Итак, Вселенная находится (или стремится стать) под шварцшильдовским радиусом; относительно лабораторной системы отсчета она представляет собой «бесконечно большую» «черную дыру» (или, во всяком случае, стремится к ней). Однако на основании (24.18), если время определяется по часам движущихся («разбегающихся») систем отсчета, то Вселенная будет конечной и ее радиус будет равен:

$$R_u = \frac{c}{(2 \cdot \pi G \rho_u)^{1/2}} \cong \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ см}}{(2 \pi \cdot 6,67 \cdot 10^{-8} \cdot 1,17 \cdot 10^{-29})^{1/2}} \cong 1,35 \cdot 10^{28} \text{ см}. \quad (24.19)$$

Конечность Вселенной вытекает также из формулы (24.16)⁹ если ее масса M_u представляет собой конечную величину.

В качестве заключения к этой части следует сказать, что даже если принять фридмановское предстарение о том, что Вселенная возникла из сингулярности, то она при конечной массе M_u не могла (или не может в конце концов) миновать состояния с максимальными значениями гравитационного и инерциального потенциалов. В действительности же, как будет показано в § 30, Вселенная стационарна. Она всегда находилась и находится в критическом состоянии — в состоянии со шварцшильдовским радиусом.

§ 25. Гравитационная и хаббловская аннигиляция вещества. Критические системы как геонные короны [89]

1. Системы масс при максимальных хаббловском и гравитационном потенциалах $\Phi_u, \Phi_g = c^2$ (со шварцшильдовским радиусом) обладают еще и другими общими свойствами. В их граничной области масса покоя любого неподвиж-

ного тела подвергается полной гравитационной и хаббловской аннигиляции. Иначе говоря, во всех случаях, когда масса вещества, уменьшаясь в объеме доходит до величины, соответствующей шварцшильдовскому радиусу с максимальным гравитационным потенциалом $2GM/R_g = c^2$, или когда Вселенной хаббловский потенциал относительно наблюдателя,

$$\Phi_H = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = H_0^2 R^2, \quad (25.1)$$

стремится, согласно (22.12), к максимальному значению

$$\Phi_{H \max} = 2 \pi G \rho_0 R_g^2 = c^2, \quad (25.2)$$

где $R_g = R_k$ — критический (гравитационный) радиус Шварцшильда, то вещественная масса превращается в полевую массу (массу гравитационно-электромагнитного излучения).

Для раскрытия и рассмотрения явления превращения вещественной массы в полевую при статических условиях исходным является уравнение

$$P_0^2 \equiv m_0^{*2} c^2 = g_{ik} p^i p^k = \sum_{ik} g_{ik} p^i p^k, \quad (i, k = 1, 2, 3, 4), \quad (25.3)$$

которое непосредственно вытекает из уравнения пространственно-временного интервала:

$$ds^2 \equiv c^2 d\tau^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (25.4)$$

если разделить его на dt^2 и умножить на m_0^2 . Тогда в (25.3)

$p^i = m_0 \frac{dx^i}{dt}$, $P_0 = m_0^* c$, где $m_0^* = m_0 dt/d\tau$ и τ — масса покоя

и время в гравитационном поле, соответственно, m_0 и t — масса покоя того же тела и время, соответственно, у наблюдателя (в «лабораторной» системе отсчета).

Так вот, на основании уравнений (25.3) и (25.4) сперва рассмотрим критическую систему с внешней ее стороны. Для пространства снаружи такой критической массы будет характерна шварцшильдовская метрика. Она позволяет записать уравнения (25.4) и (25.3) в сферических координатах в следующей форме:

$$ds^2 = g_{11} dr^2 + g_{22} d\theta^2 + g_{33} d\varphi^2 + g_{44} c^2 dt^2, \quad (25.5)$$

$$m_0^{*2} c^2 = \left[g_{11} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + g_{22} \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + g_{33} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + g_{44} c^2 \right] m_0. \quad (25.6)$$

Здесь собственная масса m_0^* , как мы увидим, будет зависеть от величины гравитационного потенциала Φ_g . В статическом состоянии

$$dr = d\theta = d\varphi = 0,$$

и тогда

$$ds^2 \equiv c^2 d\tau^2 = g_{44} c^2 dt^2,$$

$$m_0^{*2} c^2 = g_{44} c^2 m_0^2$$

или

$$d\tau = (g_{44})^{1/2} dt,$$

$$m_0^* = (g_{44})^{1/2} m_0.$$

И так как по шварцшильдовой метрике

$$g_{44} = 1 + \frac{2\Phi_g}{c^2} = 1 - \frac{2GM}{Rc^2}, \quad (25.7)$$

где $\Phi_g = -\frac{GM}{R}$ — ньютоновский гравитационный потенциал вне критической системы, т. е. при $R \geq R_g$, то

$$d\tau = \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)^{1/2} dt \quad \text{и} \quad m_0^* = \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)^{1/2} m_0. \quad (25.8)$$

В этих уравнениях M — масса критической системы, которая является источником гравитационного поля. И поскольку мы здесь рассматриваем только статическое состояние тел, то теперь в (25.8) τ и m_0^* будут собственным временем и собственной массой тела, находящегося при гравитационном потенциале Φ_g , а t и m_0 — время и масса того же тела при относительно нулевом гравитационном потенциале. Из этих формул ясно, что при критическом радиусе $R_g = 2GM/c^2$, т. е. при предельном значении гравитационного потенциала, $2GM/R_g = c^2$, на граничной поверхности критической сферы масса m_0^* пробного тела полностью обращается в нуль, и по закону сохранения энергии должна происходить гравитационная «аннигиляция» — превращение вещества в электромагнитное, гравитационное (и может быть также

нейтринное) излучения. А время в критическом состоянии полностью останавливается.

Приведенные положения об аннигиляции вещественной массы в сильных гравитационных полях должны полностью проявляться и в хаббловском поле, в отдаленных от наблюдателя пространствах Вселенной. Действительно, согласно метрике (22.2), элемент пространственно-временного интервала в сферических координатах определяется выражением:

$$ds^2 \equiv c^2 dt^2 = -a^2 R^2 (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2) + c^2 dt^2, \quad (25.9)$$

и на основании (25.3),

$$m_0^{*2} c^2 = -a^2 \left[\left(\frac{dR \cdot r}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{dR \cdot \theta}{dt} \right)^2 + r^2 \sin^2 \theta \left(\frac{dR \cdot \varphi}{dt} \right)^2 \right] m_0^2 + m_0^2 c^2. \quad (25.10)$$

В уравнениях (29.9) и (29.10) в статических условиях τ и m_0 будут временем и массой покоя при хаббловском потенциале, отличном от нуля, t и m_0 — временем и массой покоя пробного тела при нулевом потенциале.

Поскольку свободное движение в хаббловском поле от центра наблюдения всегда радиально, то $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$. Кроме того, при полном торможении движения массы, величина $(dR/dt)^2 \equiv (dR \cdot r/dt)^2$, согласно (25.1), будет выражать хаббловский потенциал*. Тогда, согласно уравнениям (25.9) и (25.10),

$$d\tau^2 c^2 = -a^2 R^2 dr^2 + c^2 dt^2,$$

и

$$m_0^{*2} c^2 = \left[-a^2 \left(\frac{dR \cdot r}{dt} \right)^2 + c^2 \right] m_0^2. \quad (25.11)$$

В этих уравнениях выражение

$$aR dr \equiv a (dR \cdot r) = dR$$

* Иначе говоря, хаббловский потенциал $(dR/dt)^2$ проявляется только при торможении.

представляет собой элемент расстояния от центра критической системы. Тогда из (25.11) в статических условиях (при полном торможении хаббловского движения)

$$d\tau = \left[1 - \frac{(dR/dt)^2}{c^2} \right]^{1/2} dt$$

и

$$m_0^* = \left[1 - \frac{(dR/dt)^2}{c^2} \right]^{1/2} m_0, \quad (25.12)$$

где величина $(dR/dt)^2$, согласно (25.1), представляет собой хаббловский потенциал; t и m_0 — собственное время и собственная масса пробного тела в центре наблюдения, где хаббловский потенциал принимается равным нулю. А τ и m_0^* — собственное время и собственная масса (масса покоя) того же тела при потенциале $(dR/dt)^2 \neq 0$.

Подставляя значение хаббловского потенциала (25.1) и (25.12), окончательно получим

$$d\tau = \left[1 - \frac{H_0^2 R^2}{c^2} \right]^{1/2} dt, \\ m_0^* = \left[1 - \frac{H_0^2 R^2}{c^2} \right]^{1/2} m_0, \quad (25.12a)$$

где для Вселенной $H_0^2 \equiv H_u^2 = 2\pi G \rho_u$.

Полученные уравнения (25.12a), по существу, являются аналогами уравнений (25.8). Согласно им, в системе координат наблюдателя, где принимается $(dR/dt)^2 = 0$, собственное время τ и собственная масса m_0 максимальны и соответственно равны t и m_0 . С удалением от центра наблюдения значение хаббловского потенциала возрастает и, соответственно с этим, замедляется время τ и уменьшается масса m_0 . В пределе, когда потенциал $(dR/dt)^2 \rightarrow c^2$ (а это происходит, когда $R \rightarrow R_g$), вещество стремится к полной аннигиляции; оно превращается в полевую массу (в гравитационно-электромагнитные, и, возможно, также нейтринные излучения).

Заметим, что, согласно уравнениям (25.8) и (25.12a), при свободном падении тела не происходит никакого изменения его массы покоя, т. к. для падающего тела нет потенциала, $\Phi = 0$.

Приведенные формулы в сочетании с законом Хаббла должны привести к тому, что вся масса критической системы, превращаясь в *геонную массу*, должна концентрироваться у горизонта событий, образуя *геонную корону* вокруг критической системы. Это значит, что все критические системы (черные дыры) либо представляют собой геонные короны, либо стремятся превратиться в таковые.

Итак, у горизонта событий критических систем собственная масса материальных тел полностью подвергается гравитационной и хаббловской аннигиляции и превращается в гравитационно-электромагнитное излучение—в геонную массу.

2. Выше мы видели, что процессы гравитационной и хаббловской «аннигиляции» возможны только при наличии факторов, приводящих к торможению свободного движения тел внутри и с внешней стороны критических систем. А критические системы характерны именно тем, что в них, как мы видели, существуют противоположно направленные силы такого действия, а именно, гравитационные силы, приводящие к торможению «внутреннего падения» тел, движения «разбегающихся» масс (для Вселенной—галактик), и хаббловские силы, приводящие к торможению обычного свободного падения (направленного к центру). А это значит, что все критические системы конечного размера, благодаря неоднородности полей внутри них, в конце концов должны прийти к такому состоянию (торможению), что вся их вещественная масса превращается в электромагнитно-гравитационные излучения, которые будут накапливаться в их поверхностной части (в «горизонте»).

После первичного торможения последует самоторможение. Оно связано с тем, что различные галактики по направлению своего движения находятся при разных хаббловских потенциалах. Наиболее высокий потенциал будет в ее передней части. Благодаря такой ассиметрии потенциала ассиметричной будет также интенсивность «сгорания» галактики в ее передней и задней частях. Освободившиеся более интенсивные излучения передней части будут создавать направленное давление навстречу движения галактики.

Таким образом, во Вселенной, в области ее высоких хаббловских потенциалов, движение галактики, фактически, происходит как бы в «вязкой» среде. А это значит, что со временем оно должно установиться, т. е. галактики

должны двигаться с постоянной скоростью. Такая скорость должна быть максимальной и близкой к скорости света. В настоящее время наблюдаемая величина максимальной скорости движения галактик (точнее, квазаров) составляет $\sim 2,7 \cdot 10^{10} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}^{-1} = 0,9 \text{ с}$. Эту величину, по всей вероятности, можно считать скоростью установившегося движения.

На основании приведенных формул можно определить (точнее, оценить):

1) степень «сгорания» галактики при установившемся движении (со скоростью 0,9 с). При потенциале $(0,995\text{с})^2$ она равна 33% от исходной массы покоя;

2) фактор самоторможения (т. е. разницу в степени «сгорания» масс передней и задней части галактик). При указанных условиях он будет равен около $0,6 \cdot 10^6 M_{\odot}$;

3) среднюю скорость «сгорания» галактики в процессе установления ее движения (скорость «вспышки»). Оказалось, что она равна $10^7 M_{\odot}$ в год. Последние данные соответствуют оценкам, полученным из экспериментальных данных.

Если настоящая теория правильна, то во Вселенной, в самых отдаленных участках пространства от наблюдателя, в принципе должны быть обнаружены галактики, движущиеся с предельной скоростью. На основании приведенных данных их не трудно обнаружить. Прежде всего, скорость их движения должна быть максимальной и близкой к скорости света. Вместе с этим они должны выделять громадное количество энергии, не сравнимой с энергией любого ядерного процесса. Судя по этим показателям, к числу их следует отнести многие квазары. Действительно, как известно, в последнее время было установлено, что скорости движения некоторых из них мало отличаются от скорости света. Как отмечалось, квазары ОН471 и ОQ1721 имеют скорость движения, равную $2,7 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1} = 0,9 \text{ с}$. По всей вероятности, эта скорость и является скоростью установившегося движения, которую мы приняли выше.

ГЛАВА VII. ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕОННЫХ КОРОН КРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМ. СТАЦИОНАРНАЯ ВСЕЛЕННАЯ

§ 26. Квантовые переходы в энергетически возбужденном фундаментальном поле. Тепловое излучение геонных корон критических систем

1. *О существующих представлениях.* Долгое время считали, что характерная особенность критических систем (черных дыр) состоит в том, что их горизонты событий строго выполняют роль односторонней мембраны; высокая концентрация масс внутри них создает такое огромное гравитационное поле, что даже свет не может вырваться из него. Однако это положение крайним образом изменилось в результате интересных теоретических исследований, выполненных Хаукингом [93]. Он показал, что когда принимаются в расчет квантовые эффекты, то в действительности «черные дыры» не такие уж черные. Благодаря туннельному эффекту, частицы материи проходят через горизонт событий, и в результате «черная дыра» будет способна излучать материальные частицы и кванты. Причем, оказалось весьма интересным то, что эти излучения носят термический характер.

Согласно теории Хаукинга, толщина потенциального барьера должна быть пропорциональной размеру черной дыры R_g (радиусу Шварцшильда). Соответственно с этим эффективная температура критической системы зависит от R_g и определяется как $T = \kappa \hbar / 2\pi k_B c$, где $\kappa = GM/R_g^2$ — поверхностная гравитация; k_B , G и c — постоянная Больцмана, гравитационная постоянная и скорость света. Исходным положением для вывода уравнения термического излучения является гейзенберговский оператор скалярного поля:

$$\Phi = \sum_i (f_i \bar{a}_i + f_i \hat{a}_i^+),$$

который подчиняется волновому уравнению $\square \Phi = 0$. В нем f_i есть полное ортонормированное семейство решений волновых уравнений $\square f_i = 0$; \hat{a}_i и \hat{a}_i^+ — соответственно, операторы уничтожения и рождения, которые, как обычно, подчиняются коммутационным соотношениям. Физическая основа использования математического формализма теории квантовых полей состоит в том, что при квантовом рождении частиц в статическом поле, в соответствии с законом сохранения энергии, рождение компонентов с положительной и отрицательной массой происходит одновременно в различных точках пространства. Поэтому, возможен случай, когда одна из рожденных частиц с отрицательной массой окажется под поверхностью «черной дыры», в то время как другая частица из этой пары появляется снаружи. В результате этого масса «черной дыры» должна уменьшаться, а вне ее появится частица, которая с определенной вероятностью может уйти в бесконечность. На основании этих положений было показано, что ожидаемое число частиц с частотой ω , угловым моментом $l\hbar$ и зарядом e_0 будет выражено в следующей форме:

$$\langle N \rangle = \Gamma \{ \exp [k_B^{-1} T^{-1} (\omega - l_0 \Omega - e_0 \Phi) \mp 1]^{-1} \}, \quad (\hbar = 1),$$

где знак минус соответствует бозонам и знак плюс — фермионам; Γ — коэффициент, связанный с адсорбцией частиц поверхностью «черной дыры»; Ω и Φ — угловая скорость и гравитационный потенциал горизонта событий «черной дыры», соответственно. В последнем уравнении эффективная температура равна $T = \kappa \hbar / 2\pi k_B c$. Из этого соотношения следует, что для «черных дыр» с величиной массы Солнца эффективная температура составляет около десяти миллионов градусов, а для более массивных «черных дыр» температура должна быть значительно ниже. Поэтому, по теории Хаукинга, энергия и интенсивность излучения таких средних и больших «черных дыр» настолько малы, что практически их невозможно наблюдать.

Однако в предыдущих параграфах было показано, что «черные дыры» вовсе не имеют того строения, какое обычно полагают. Они представляют собой совокупность электромагнитных и гравитационных излучений (геонов), сосредоточенных в области горизонта событий.

Действительно, благодаря закону Хаббла, который, как оказалось, является универсальным законом для всех критических систем, вещественная масса любой критиче-

ской системы стремится сосредоточиться на поверхности горизонта событий (на шварцшильдовской поверхности). На основании же процесса аннигиляции вещества у поверхности Шварцшильда вещественная масса, по мере ее накопления, полностью превращается в гравитационно-электромагнитное излучение—*в геонную массу*. Таким образом, критические системы, фактически, представляют собой геонные короны или стремятся стать таковыми. И далее, на основании теории дискретности пространства-времени показано, что толщина геонной короны имеет порядок 10^{-33} см (планковская длина). Как мы увидим ниже, для таких систем термическое излучение, по Хаукингу, остается в силе, однако поскольку для критических систем любого размера толщина потенциального барьера имеет порядок 10^{-23} см и, следовательно, температура короны достигает $\sim 10^{-20}$ К, то их термическое излучение должно быть связано с весьма большой интенсивностью и с чрезвычайно интересными явлениями. Такие системы, как мы увидим, должны быть интересными с точки зрения существования в них условий превращения материи из одного вида в другой, рождения материальных частиц, образования звезд и галактик, «реликтового» космического излучения и т. д.

2. *Квантовые переходы с точки зрения теории дискретного пространства времени (фундаментального поля)*. В первом параграфе были изложены некоторые аспекты теории дискретного пространства-времени. Важным положением этой теории является то, что каждая фундаментальная элементарная ячейка пространства представляет собой линейный гармонический осциллятор. Однако, в отличие от обычных материальных осцилляторов («материальный осциллятор» понимается в широком смысле), они связаны не только с дискретными уровнями положительной энергии, но и с отрицательными энергетическими уровнями, зеркально симметричными положительным уровням.

Представление о фундаментальном поле как совокупности фундаментальных (субстанциональных) осцилляторов, в частном случае, адекватно представлению о квантовом электромагнитном поле (хотя этот частный случай в данной теории является общим).

Все субстанциональные осцилляторы при температуре абсолютного нуля и при отсутствии переменных полей находятся в состоянии с энергией, равной нулю. Однако, в пределах законов сохранения энергии и импульса, любая пара соседних осцилляторов *взаимно-сопряжена* так, что

в них происходит «флуктуация» энергии: один из пары сопряженных осцилляторов переходит на какой-то положительный уровень, а другой—на соответствующий уровень с отрицательной энергией.

В параграфе 22.3 было показано, что геонная корона критических систем имеет толщину фундаментального размера, $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см. Это значит, что по «радиальным» направлениям все субстанциональные осцилляторы этого элементарного слоя могут сопрягаться только с соседними осцилляторами, находящимися вне короны. А это и есть главные условия прохождения квантов через огромный потенциальный барьер критической системы.

В данном случае *сопряжение* осцилляторов внутри короны с соседними осцилляторами вне короны может состоять в том, что при соблюдении законов сохранения энергии один из осцилляторов с положительной энергией внутри короны может переходить на нулевой уровень и, «одно-временно», сопряженный с ним другой осциллятор вне короны должен переходить из нулевого энергетического состояния в состояние с положительной энергией. Этот процесс периодически повторяется и может происходить со всеми осцилляторами короны, сопряженными с соседними осцилляторами вне короны. Таким образом, согласно приведенному механизму, вне геонного слоя может появляться квант или частица вещества, а в короне квант будет исчезать. Рождаемые кванты или частицы с определенной вероятностью могут уйти в «бесконечность».

Формально мы можем рассматривать первое состояние двух взаимно сопряженных осцилляторов, как состояние двух квантов (частиц) с энергиями ε_i и ε_j^* . А следующее, второе состояние, как переход в состояния ε_k и ε_k^* . По закону сохранения энергии,

$$\varepsilon_j + \varepsilon_i^* = \varepsilon_k + \varepsilon_k^* \quad (26.1)$$

Для описания указанных квантовых переходов мы можем использовать метод вторичного квантования. Необходимость такого метода диктуется тем, что дискретное пространство-время (фундаментальное поле) есть квантовое поле, и метод вторичного квантования, как было показано в § 5, является естественным подходом к описанию явлений квантовых переходов в таком виде. Следует отметить, что квантовые переходы в энергетически возбужденном фундаментальном поле есть более общие явления, ча-

стными случаями которых, с некоторыми специфическими особенностями, являются квантовые переходы в системах геонных корон. Поэтому здесь мы будем пользоваться методом вторичного квантования в таком виде, который применяется вообще для квантовых переходов взаимодействующих частиц.

Поскольку мы рассматриваем взаимодействие каждой пары фундаментальных осцилляторов, то волновое уравнение в представлении чисел заполнения «N», описывающее такие взаимодействия, можно представить в виде

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Phi(N_1, N_2, \dots, t) = \hat{H} \Phi(N_1, N_2, \dots, t), \quad (26.2)$$

где оператор Гамильтона определяется как

$$\hat{H} = \sum_{l, k} \bar{a}_l H_{lk} \hat{a}_k^+ + \frac{1}{2} \sum_{l, l^*} \sum_{k, k^*} \hat{a}_l \hat{a}_{l^*} U_{ll^*}^{kk^*} \hat{a}_k^+ \hat{a}_{k^*}^+$$

\hat{a}_l^+ , \hat{a}_{l^*} и т. д.—операторы рождения и уничтожения, которые для бозонов и фермионов обладают, соответственно, следующими свойствами:

$$\left. \begin{aligned} \hat{a}_l^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, N_l, \dots) &= \sqrt{N_l+1} \times \\ &\quad \Phi(N_1, N_2, \dots, N_l+1, \dots), \\ \hat{a}_l \Phi(N_1, N_2, \dots, N_l, \dots) &= \sqrt{N_l} \Phi(N_1, N_2, \dots, \\ &\quad N_l-1, \dots), \\ \hat{a}_l^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_l, \dots) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (26.3)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{и} \\ \hat{a}_l^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_l, \dots) &= \pm \Phi(N_1, N_2, \dots, 1, \dots), \\ \hat{a}_l^+ \Phi(N_1, N_2, \dots, 1, \dots) &= 0, \\ \hat{a}_l \Phi(N_1, N_2, \dots, 1, \dots) &= \pm \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_l, \dots), \\ \hat{a}_l \Phi(N_1, N_2, \dots, 0_l, \dots) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (26.4)$$

Для определения вероятности указанных квантовых переходов волновые уравнения (26.2) можно решать посредством метода теории возмущений. Для этой цели функ-

цию $\Phi(N_1, N_2, \dots, t)$ можно представить через функцию с медленно меняющейся амплитудой:

$$\Phi(N_1, N_2, \dots, t) = \Psi(N_1, N_2, \dots, t) \times \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (\epsilon_1 + \epsilon_{1^*} - \epsilon_k - \epsilon_{k^*}) t \right].$$

Тогда, с учетом указанных особенностей рассматриваемой системы, применение теории возмущений для определения волновой функции в первом приближении $\Psi^{(1)}$ (в нулевом приближении принимается $\Psi^{(0)}=1$) для бозонов, на основании (26.3), дает:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} \Psi^{(1)}(N_1, N_2^0, \dots, N_l^0+1, \dots, N_{l^*}^0+1, \dots, \\ N_k^0-1, \dots, N_{k^*}^0-1, \dots, t) = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} (\epsilon_1 + \epsilon_{1^*} - \epsilon_k - \epsilon_{k^*}) t \right] \\ (N_l^0+1)^{1/2} (N_{l^*}^0+1)^{1/2} N_k^0{}^{1/2} N_{k^*}^0{}^{1/2} U_{ll^*}^{kk^*}. \end{aligned} \quad (26.5)$$

Для определения вероятности переходов в единицу времени:

$$P_{ll^*, kk^*} = \frac{d}{dt} |\Psi^{(1)}|^2,$$

интегрируя уравнение (26.5) по времени, получим:

$$P_{ll^*, kk^*} = A (N_l^0+1) (N_{l^*}^0+1) N_k^0 N_{k^*}^0, \quad (26.6)$$

где $A = \frac{2k}{\hbar} |U_{ll^*}^{kk^*}|^2 \delta(\epsilon_1 + \epsilon_{1^*} - \epsilon_k - \epsilon_{k^*})$, δ —дельта-функция.

Подобным же образом на основании (26.4) получается вероятность квантовых переходов для фермионов:

$$P_{ll^*, kk^*} = A (1 - N_l^0) (1 - N_{l^*}^0) N_k^0 N_{k^*}^0. \quad (26.7)$$

Обобщая полученные данные для средних значений и для общего случая для бозонов и фермионов, мы будем иметь:

$$\bar{P}_{ii^*, kk^*} = A (1 \pm \bar{N}_{i^*}) (1 \pm \bar{N}_i) \bar{N}_k \bar{N}_{k^*} \quad (26.8)$$

и

$$\bar{P}_{kk^*, ii^*} = A (1 \pm \bar{N}_{k^*}) (1 \pm \bar{N}_k) \bar{N}_i \bar{N}_{i^*}. \quad (26.9)$$

Соотношения (26.8) и (26.9) позволяют получить уравнение распределения по энергии (подобно уравнению Планка) для общего случая энергетически возбужденного замкнутого фундаментального поля и также, в частном случае, для геонных корон критических систем, если процессы квантовых переходов достигают динамического равновесия или постоянно находятся в состоянии равновесия, т. е. когда

$$(1 \pm \bar{N}_{i^*}) (1 \pm \bar{N}_i) \bar{N}_k \bar{N}_{k^*} = (1 \pm \bar{N}_{k^*}) (1 \pm \bar{N}_k) \bar{N}_i \bar{N}_{i^*}$$

или

$$\frac{\bar{N}_{k^*}}{1 \pm \bar{N}_{k^*}} \cdot \frac{\bar{N}_k}{1 \pm \bar{N}_k} = \frac{\bar{N}_{i^*}}{1 \pm \bar{N}_{i^*}} \cdot \frac{\bar{N}_i}{1 \pm \bar{N}_i} = K. \quad (26.10)$$

Это выражение мы получили для общего случая замкнутого поля. Однако, как отмечалось, системы геонных корон обладают специфическими особенностями. Одна из них состоит в том, что в результате квантового перехода образовавшаяся частица вне геонного слоя может адсорбироваться геонной короной. Здесь речь идет не об обратном процессе перехода (26.9), обусловленном квантовым переходом $ii^* \rightarrow kk^*$, а об абсорбции, обусловленной гравитационным притяжением критической системы. Поэтому в этом случае для уточнения уравнения (26.10) мы должны умножить \bar{N}_i на поправочный коэффициент $\gamma > 1$, т. е. вместо \bar{N}_i взять

$$\bar{N}_i = \gamma \bar{N}_i. \quad (26.11)$$

И так как при равновесии \bar{N}_i будет функцией только от ϵ_i , то на основании (26.1) постоянная K в (26.10) будет зависеть только от суммы $\epsilon_i + \epsilon_{i^*}$. Тогда

$$\frac{\bar{N}_{i^*}}{1 \pm \bar{N}_{i^*}} \cdot \frac{\bar{N}_i}{1 \pm \bar{N}_i} = f(\epsilon_{i^*}) f(\epsilon_i) = K(\epsilon_{i^*} + \epsilon_i). \quad (26.12)$$

Дифференцируя это выражение два раза, по ϵ_i и ϵ_{i^*} и затем преобразуя, получим:

$$\frac{d f(\epsilon_{i^*}) / d \epsilon_{i^*}}{f(\epsilon_{i^*})} = \frac{d f(\epsilon_i) / d \epsilon_i}{f(\epsilon_i)} = -a^{-1},$$

или

$$\frac{d f(\epsilon_i)}{f(\epsilon_i)} = -a^{-1} d \epsilon_i, \quad (26.13)$$

где a — постоянная, не зависящая от ϵ_i (такая форма постоянной взята для удобства). Интегрирование (26.13) дает:

$$f(\epsilon_i) \equiv \frac{\bar{N}_i}{1 \pm \bar{N}_i} = e^\alpha \exp(-\epsilon_i a^{-1}). \quad (26.14)$$

Здесь α — постоянная интегрирования. Из этого выражения следует, что среднее (или ожидаемое) число частиц $\bar{N}_i \equiv \langle N_i \rangle$ с энергией ϵ_i (т. е. частица или квант с данной энергией, переходящие из геонного слоя наружу) будет равно:

$$\langle N_i \rangle \equiv N_i = [e^{-\alpha} \exp(\epsilon_i a^{-1}) \mp 1]^{-1} \quad (26.15)$$

и, согласно (26.11),

$$\langle N_i \rangle = \Gamma [e^{-\alpha} \exp(\epsilon_i a^{-1}) \mp 1]^{-1}, \quad (26.16)$$

где $\Gamma = \gamma^{-1} < 1$ — коэффициент, связанный с адсорбцией частиц короной. $\Gamma = \Gamma_{swlms}$ будет зависеть от спина s частицы, от ее энергии ω , от орбитального, сфероидаального и осевого квантовых чисел l и m , и, наконец, от спиральности σ . В уравнении (26.16) знак минус относится к бозонам, а знак плюс — к фермионам.

Когда $\epsilon \rightarrow \infty$, распределение по энергии должно подчиняться классическому закону Больцмана:

$$\bar{N}_i = \text{const} \cdot \exp(-\epsilon_i a^{-1}) = \text{const} \exp(-\epsilon k_B^{-1} T^{-1}). \quad (26.17)$$

И тогда, учитывая, что $\epsilon_i = \hbar \omega_i$ (для вещественных частиц $\hbar \omega_i = mc^2$), и в общем случае (когда критическая система вращается) $\epsilon_i = \hbar \omega_i - L \hbar \Omega$, где Ω — угловая скорость вращения и L — проекция момента на ось вращения, окончательно получим:

$$\langle N_i \rangle = \Gamma \{ e^{-\alpha} \exp[\hbar k_B^{-1} T^{-1} (\omega_i - L \Omega)] \mp 1 \}^{-1}. \quad (26.18)$$

Как видно, мы, фактически, пришли к уравнению Хаукинга, однако в этом уравнении температура сильно отличается

от эффективной температуры в уравнении Хаукинга. В параграфе 28 мы увидим, что температура черных дыр с размерами от $R_g = 10^3 \text{ см}$ до $R_g = R_u \approx 10^{28} \text{ см}$ должна быть равна $5,7 \cdot 10^{30} \text{ К}$. Что касается постоянной интегрирования α , то здесь, как и в обычной квантовой статистике, для бозонов, а также для бальцмановского распределения $\alpha \approx 0$ ($\varepsilon^{-\alpha} \approx 1$), для фермионов $\varepsilon^{-\alpha} = \exp(-\varepsilon_0 k_B^{-1} T^{-1})$, где ε_0 — нулевая энергия, т. е. энергия при $T=0$. Поскольку, как мы видели, процесс рождения и уничтожения частиц обусловлен действием субстанционального осциллятора, то этот уровень нулевой энергии можно рассматривать как таковой для субстанционального осциллятора. Вообще, следует отметить, что всякий материальный осциллятор всегда сопряжен с субстанциальным осциллятором.

В заключение к сказанному в этой части необходимо отметить, что хотя тепловые излучения геонных коронок в определенных пределах энергии подчиняются уравнению распределения (26.18), однако они имеют свои характерные особенности. Во-первых, в коронах энергия находится только в квантовом состоянии, в основном в виде фотонов и, во-вторых, в отличие от обычных тепловых излучений, диапазон энергии фотонов очень узок, от $\lambda_{\text{min}} = \Lambda_0 \approx 10^{-33} \text{ см}$ до λ_{max} — максимальному значению хорды короны. Эти обстоятельства придают спектру излучений существенно особый характер.

3. Геонные короны окутаны диффузным газовым туманом.
Как было отмечено, уравнение распределения (26.18) справедливо только для условий равновесного состояния критических систем, да и иначе его нельзя вывести. А это означает, что данная критическая система достигла стационарного состояния или постоянно находится в стационарном состоянии. Такие состояния, как мы видели, вполне естественны для Вселенной и приблизительно возможны для других критических систем, «черных дыр».

Как же физически можно представить такое динамическое равновесие для стационарной Вселенной? С самого начала отметим, что как у активных ядер галактик, так и здесь, в окружающей среде геонной короны, с большой вероятностью должны рождаться протоны (атомарный водород) и, по закону сохранения заряда, электроны — основные исходные вещества, образующие космические тела. Теперь допустим, что в окружающей среде геонной короны в какой-то начальный момент времени нет ни одной рожден-

ной частицы, а затем они (протон и электрон) начинают рождаться. Поскольку каждая частица имеет свое конечное время жизни, то первоначально квантовые переходы, в основном будут происходить только односторонне, неравномерно, от короны к окружающей ее среде. Однако со временем система будет стремиться к равновесию по мере увеличения концентрации рожденных частиц. И, наконец, при достижении некоторой определенной средней концентрации газа наступит равновесие.

Ясно, что для стационарной Вселенной такая концентрация не возникает, она постоянно должна существовать.

Итак, если мы принимаем возможность теплового излучения критических систем, то геонная корона Вселенной и короны других критических систем внутри и снаружи должны быть окутаны газовым облаком — диффузным газовым туманом. Если такая газовая туманность внутри Вселенной будет иметь толщину, равную, например, $0,1$ — $0,2$ радиуса Вселенной, то ее объем будет составлять половину объема Вселенной. Для других критических систем («черных дыр») толщина указанного облака будет сильно зависеть от их массы.

Среднюю плотность вещества (массу) газового облака Вселенной можно предположительно определить на основании следующих соображений. В § 24 было показано, что плотность массы Вселенной должна быть равна $\rho_u \approx 1,2 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. А между тем средняя плотность видимых галактических масс составляет $\sim 10^{-31} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Если бы даже в объеме 10^4 см^3 пространства диффузного слоя содержался в среднем один атом водорода, то мы имели бы среднюю плотность Вселенной $\rho_u \approx 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

Далее, следует отметить, что диффузное облако внутри Вселенной, как и вне критических систем, благодаря хаббловскому полю, будет стремиться к геонной короне. И на определенных расстояниях от короны, при максимальной интенсивности их аннигиляции, газовое облако, как мы увидим, будет испускать рентгеновское и гамма излучения относительно земного наблюдателя. Такие же явления следует ожидать и для других критических систем вследствие их гравитационного поля.

§ 27. Аннигиляция и рождение частиц вблизи геонных корон. Интерпретация на основе существующей единой теории поля

1. *Постановка вопроса.* Как мы видели из предыдущих параграфов, геонные короны критических систем представляют собой совокупность фотонов с громадной энергией, доходящей до $\sim 10^{19}$ ГэВ. В § 26 мы видели, как эти кванты посредством механизма, следующего из теории фундаментального поля, способны проходить сквозь хаббловский или эйнштейн-ньютоновский потенциальный барьер и вновь рождаются фундаментальными осцилляторами, находящимися вблизи геонной короны (внутри или снаружи критической системы).

При наличии у короны материальных частиц (протонов) энергетические фотоны короны, проходя через указанный потенциальный барьер, могут сильно взаимодействовать с этими частицами, полностью или частично отдавая им свою энергию. Здесь, фактически, речь идет о весьма сильной «бомбардировке» частиц фотонами с огромной энергией. Судя по величине энергии этих квантов, в результате такой «бомбардировки» частицы (протоны) должны приобрести свойства, характерные для частиц великого объединения. При этом должно полностью сниматься сохранение барионного и лептонного чисел, и, следовательно, аннигиляция и рождение частиц должны быть обычными явлениями.

Эти явления во Вселенной усиливаются еще и тем, что, как было показано в § 25, свободное движение всех материальных систем, в том числе частиц газового облака геонной короны, тормозится вблизи короны. Вследствие этого, по классическим соотношениям (25.12а), масса покоя обращается в лучистую энергию.

Как будет показано в параграфах 28 и 29, излучения, образовавшиеся в результате аннигиляции частиц, подвергаются доплеровскому красному смещению, обусловленному хаббловским или гравитационным потенциалами. Благодаря этому, Вселенная будет иметь изотропный фон рентгеновского и гамма-излучений; такой же дискретный фон будут иметь и другие критические системы—«черные дыры».

Как отмечалось, при указанных условиях у геонных корон, наряду с процессами аннигиляции частиц, с такой же вероятностью должны происходить процессы их рож-

дения. При этом образовавшиеся частицы, приобретая кинетическую энергию, соответствующую скорости, большей, чем критическая («вторая космическая»), могут удаляться от короны и стать составной частью диффузного облака (см. § 26.3)).

Для объяснения явлений аннигиляции и рождения вещества вблизи геонной короны Вселенной и геонных корон других критических систем мы попытаемся исходить из существующих представлений теории объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий. И мы считаем целесообразным исходить именно из теории, основанной на симметрии $SU(5)$, в которую включены симметрия электромагнитного и слабого взаимодействий, $SU(2) \otimes U(1)$, и симметрия квантовой хромодинамики $SU(3)$. Такой выбор можно объяснить тем, что эта симметрия является сравнительно наиболее простой, и, кроме того, нам кажется, наиболее разработанной, хотя теория великого объединения далеко не завершена.

Главная наша цель заключается здесь не только в том, чтобы раскрыть механизм аннигиляции вещества вблизи геонных корон с точки зрения квантовой теории поля, но также показать экспериментальную возможность наблюдения (в космическом масштабе) тех феноменов, которые могут существовать и происходить во Вселенной, согласно принципам теории великого объединения. Таким образом, если наши представления о Вселенной правильны, то они совместно с представлениями единой теории поля будут подтверждены экспериментально.

Нам кажется, что единственный правильный и реальный путь экспериментальной проверки теории великого объединения—это астрономические наблюдения. И, как мы увидим далее, имеющиеся в настоящее время результаты таких наблюдений, по-видимому, оправдывают нашу точку зрения.

Теоретическая модель великого объединения, основанная на симметрии $SU(5)$, была предложена и разработана Джорджи Х. и Глэшоу Ш. Л. [94], [95]. Из многочисленных аспектов $SU(5)$ —модели мы, естественно, можем осветить лишь некоторые, на наш взгляд наиболее важные, непосредственно связанные с космологией. Поэтому настоящий параграф в известной степени можно рассматривать как популярное изложение некоторых известных положений теории великого объединения (модели $SU(5)$), непосредственно связанных с явлениями хаббловского расши-

рения и гравитационного сжатия, совершающихся вблизи геонных корон, состоящих из фотонов огромной энергии.

2. Некоторые сведения о квантовой хромодинамике.

Группа SU(5) с суперструктурой, включающей в себя в качестве составляющих симметрии SU(3) и SU(2) \otimes U(1), фактически, выражает (реализует) внутреннюю структуру с локально-калибровочной симметрией фундаментальных элементов дискретного пространства-времени (см. § 1.3). SU(5)—модель, как и всякие другие модели квантовых полей, основана на принципе локально-калибровочной симметрии этих фундаментальных элементов.

Одна из составных частей SU(5)—модели, калибровочная симметрия SU(2) \otimes U(1) с ее спонтанным нарушением, в виде известной модели Вайнберга—Салама, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействие, хорошо разработан и экспериментально подтверждается. Наряду с теорией SU(2) \otimes U(1) возникла калибровочная теория SU(3) сильных взаимодействий, так называемая *квантовая хромодинамика*. Для большей ясности нашего дальнейшего обсуждения, связанного с SU(5)—моделью, кратко дадим сущность SU(3)—модели.

Для SU(3), аналогично шести лептонам (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ), со спинами 1/2, было предложено шесть типов (ароматов) кварков со спинами также 1/2, которые принято обозначать символами d^a , u^a , s^a , c^a , b^a , t^a (существование кварка t^a пока предположительно). Кварки характеризуются тремя цветами, $\alpha=R, Y, B$ (красный, желтый и синий), и дробными электрическими зарядами Q .

Для

$$u^a, c^a \text{ и } t^a \quad Q = \frac{2}{3} \text{ и для } d^a, s^a \text{ и } b^a \quad Q = -\frac{1}{3}.$$

Кроме указанных цветов α предполагается существование антицветов $\bar{\alpha}=\bar{R}, \bar{Y}, \bar{B}$. Характерным является то, что $\sum \alpha = 0$ и $\alpha + \bar{\alpha} = 0$, т. е. эти суммы бесцветны.

Символ 3 в SU(3) относится к трем цветам, которые преобразуются один в другой с помощью калибровочных частиц (см. § 1.3). Калибровочными частицами, образующими квантовую хромодинамику, являются восемь безмассовых бозонов—глюонов (G). Из них шесть ($G_{R-B}, G_{R-Y}, G_{R-U}, G_{Y-R}, G_{Y-U}, G_{U-R}$) переносят цветной заряд (например, красный кварк q^R может излучать глюон G_{R-B} и стать синим, q^B , и два глюона G_1 и G_2 цветонейтральны.

Следует отметить также следующую важную особенность группы SU(3). Если число кварков—шесть, то с учетом их электрических зарядов и того, что массы кварков, входящих в адроны, подчиняются закономерности $m_u \leq m_d < m_s \ll m_c < m_b$, следует, что с этой группой должны быть связаны три семейства триплетов с близкими массами:

$$\left\{ \begin{array}{l} u^R, u^Y, u^B \\ d^R, d^Y, d^B \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} c^R, c^Y, c^B \\ s^R, s^Y, s^B \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{l} t^R, t^Y, t^B \\ b^R, b^Y, b^B \end{array} \right\}. \quad (27.1)$$

Заметим, что существуют также три семейства синглетов лептонов:

$$\left(\begin{array}{c} e^- \\ \nu_e \end{array} \right), \quad \left(\begin{array}{c} \mu^- \\ \nu_\mu \end{array} \right), \quad \left(\begin{array}{c} \tau^- \\ \nu_\tau \end{array} \right). \quad (27.2)$$

В обычное вещество входят только частицы из первых семейств кварков и лептонов.

3. *Группа SU(5) как основа великого объединения.* Группа объединяет кварки и лептоны. В простой модели они находятся в одном представлении группы, состоящем из 5 компонентов или из 10 поколений фермионов. Пяти компонентам соответствует три кварка типа d^a ($\alpha=R, Y, B$) с правой спиральностью R , позитрон e^+ и электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Каждой из этих пяти частиц приписывают величину калого из четырех независимых зарядов; электрического, слабого и двух цветных (третий не независимый), в качестве которых принимаются $R-Y, Y-B$. Каждое семейство фермионов в SU(5) является пригодным представлением этой группы, которое может разбиваться на неприводимые представления. Так, 16 левоспиральных спиноров первого семейства (поколения) разбиваются на три неприводимых мультиплетта типа:

$$(u^R, u^Y, u^B, u^{\bar{R}}, u^{\bar{Y}}, u^{\bar{B}}, d^a, e^+)_{L} + (\bar{d}^R, \bar{d}^Y, \bar{d}^B, e^-, \nu_e)_{L} + (\bar{\nu}_e)_{R}. \quad (27.3)$$

Поскольку электрический заряд является одним из генераторов группы SU(5), то суммарный заряд SU(5)—мультиплетта должен быть равен нулю. Отсюда следует, что

$$Q_d = -\frac{1}{3}, \quad Q_u = \frac{2}{3}, \quad Q_{\bar{d}} = \frac{1}{2} \text{ и } Q_{\bar{u}} = \frac{1}{3}.$$

В калибровочной теории, соответствующей группе SU(5), должно быть 24 калибровочных поля ($5^2-1=24$)—

частиц переносчиков. Для учета всех взаимодействий в группу включаются 12 калибровочных частиц исходных групп: восемь известных глюонов ($G_1, G_2, G_{R-Y}, G_{R-B}, G_{Y-R}, G_{B-R}, G_{B-Y}, G_{Y-B}$) и 4 калибровочных бозона W^+, W^-, Z^0 и γ (фотон). На основании сказанного, теория SU(5) постулирует существование еще 12 новых частиц-переносчиков, которые обозначаются через $X_{\pm 4/3}^{\alpha}$ и $Y_{\pm 1/3}^{\alpha}$. Здесь по-прежнему $\alpha = R, Y, B$, а нижний индекс — электрический заряд; кроме того, каждая из них несет слабый заряд. Таким образом, частицы X^{α} и Y^{α} переносят все четыре вида заряда. Однако они осуществляют переходы от кварка к лептону и от лептона к кварку.

Симметрию SU(5) для кварков и лептонов правой полярности из первых семейств (27.1) и (27.2) более наглядно можно представить следующей матрицей пять на пять:

Симметрия SU(5):

	d^{α}	d^{γ}	d^{β}	e^+	ν
d^{α}	$G_1 + G_2 + \delta + Z^0$	G_{R-Y}	G_{R-B}	$X_{-4/3}^{\alpha}$	$Y_{-1/3}^{\alpha}$
d^{γ}	G_{Y-R}	$G_1 + G_2 + \delta + Z^0$	G_{Y-B}	$X_{-4/3}^{\gamma}$	$Y_{-1/3}^{\gamma}$
d^{β}	G_{B-R}	G_{B-Y}	$G_1 + G_2 + \delta + Z^0$	$X_{-4/3}^{\beta}$	$Y_{-1/3}^{\beta}$
e^+	$\bar{X}_{+4/3}^{\alpha}$	$\bar{Y}_{+4/3}^{\alpha}$	$X_{+4/3}^{\beta}$	$\delta + Z^0$	W^+
$\bar{\nu}$	$Y_{+1/3}^{\alpha}$	$Y_{+1/3}^{\gamma}$	$Y_{+1/3}^{\beta}$	W^-	Z^0

В этой таблице показано, как индивидуальные взаимодействия, соответствующие группам SU(3), SU(2) и U(1), входят в группу SU(5) как подгруппы; жирными линиями показаны эти три подгруппы. И самое главное, в этой таблице показано, как осуществляются всевозможные переходы от частицы к частице посредством 24 калибровочных частиц-переносчиков с сохранением цветного и электрического зарядов. Так, например, правополяризованный позитрон e_R^+ испускает $X_{+4/3}^{\bar{R}}$ и сам превращается в правый $d_R^{\bar{R}}$. В исходном состоянии электрический заряд был равен +1 и цветной заряд — нулю, в конечном состоянии электрический заряд становится $+4/3 - 1/3 (X_{+4/3}^{\bar{R}} \text{ и } d_{-1/3}^{\bar{R}})$

и цветной заряд $-R + R = 0$. В обратном процессе $d_R^{\bar{R}}$ поглощает $X_{+4/3}^{\bar{R}}$ и превращается в e^+ также с сохранением указанных зарядов.

Наряду с переходами типа

$$d_R^{\alpha} \rightleftharpoons e_R^+ (X_{\pm 4/3}^{\alpha}) \text{ и } d_{R^+}^{\alpha} \rightleftharpoons \bar{\nu}_R (Y_{\pm 1/3}^{\alpha}) \quad (27.5)$$

возможны и переходы

$$\bar{d}_R^{\alpha} \rightleftharpoons e_R^- (X_{\pm 4/3}^{\alpha}), \bar{d}_{R^+}^{\alpha} \rightleftharpoons \nu_R (Y_{\pm 1/3}^{\alpha}), \quad (27.6)$$

$$u_L^{\alpha} \rightleftharpoons \bar{u}_L^{\alpha} (X_{\pm 4/3}^{\alpha}), u_L^{\alpha} \rightleftharpoons \pi^0 (G_L^{\alpha}) \text{ и т. д.}$$

Эти переходы, как видно, приводят к эффективному нарушению барионного и лептонного чисел. Таким образом, существенная особенность группы SU(5) состоит в том, что кварки и лептоны являются членами одного семейства. При реализации этой симметрии не будет различия между членами этого семейства, и, поэтому, сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия должны иметь одинаковую силу, следовательно, должны иметь одинаковую константу связи.

Однако в нашем реальном мире ни одно из этих свойств не соблюдается. А это значит, что если симметрия SU(5) действительно является симметрией мира, то она сильно нарушена. Механизм нарушения этой симметрии, по-видимому, такой же, как и при нарушении симметрии электромагнитного и слабого взаимодействий, SU(2) \otimes U(1).

Как известно, для симметрии SU(2) \otimes U(1) требование ее локальности порождает четыре калибровочных бозона:

два заряженных W^+ и W^- со спином 1 и два нейтральных, Z^0 , γ (фотон), также со спином 1. Указанное нарушение симметрии $SU(2) \otimes U(1)$ приводит к тому, что W^+ , W^- и Z^0 оказываются массивными, $M_w \approx 80 \text{ ГэВ}$ и $M_{z^0} = 90 \text{ ГэВ}$. Причина появления масс у этих бозонов связана с появлением хиггсовского скалярного поля; с помощью хиггсовских бозонов (H-бозонов) осуществляется механизм спонтанного нарушения указанной калибровочной симметрии. Благодаря взаимодействию этого (или этих) скалярного поля с калибровочными полями, возникает конденсат, который приводит к появлению масс у промежуточных бозонов.

Подобным же образом в калибровочной теории, отвечающей группе $SU(5)$, вследствие сильного нарушения этой симметрии X и Y—частицы преобретают большие массы, порядка 10^{14} ГэВ. Этим и связано отсутствие эффективного обмена между кварками и лептонами посредством X и Y—частиц.

4. Об эффективных константах связи. Спонтанное нарушение симметрии $SU(5)$ проявляется также в различии в константах связи сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий. Энергия (масса) частиц, при которой эти константы становятся равными между собой, и есть энергетическое условие великого объединения.

Существенным фактором для объединения является поляризация вакуума, обусловленная наличием в нем виртуальных частиц, окружающих «точечный» заряд. В этом отношении здесь первоначальную роль играет так называемая асимптотическая свобода. В противоположность абелевой калибровочной теории (электродинамики), в неабелевых калибровочных теориях вместо вакуумной экранировки заряда может иметь место антиэкранировка, так что эффективный заряд не растет, а падает с уменьшением расстояния от центра ядра вплоть до «асимптотической свободы», до полного освобождения от взаимодействия.

Действительно, при сильном взаимодействии, благодаря эффективному размыванию цветных зарядов облаком виртуальных глюонов, эффективный заряд (константа связи) уменьшается на более близких расстояниях от центра частицы. Для слабых взаимодействий виртуальные частицы W подобным же образом действуют на слабый эффективный заряд, однако в несколько меньшей степени, вследствие их малого числа. В теории же $U(1)$ отсутствие заряда

у Z^0 приводит к обратному явлению—вследствие поляризации виртуальных электронов и позитронов эффективный заряд $U(1)$ растет на более близких расстояниях.

Эти представления можно более ясно объяснить посредством следующих формул, выражающих зависимость эффективной константы взаимодействия $\alpha_i = g_i^2/4\pi$, от энергии (массы) частицы:

$$\alpha_i(M) = \frac{\alpha_i(M_0)}{1 + \frac{b_i}{2\pi} \alpha_i(M_0) \ln \frac{M}{M_0}}; \quad (27.7)$$

здесь $i = em, W, s$ —электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие, M_0 —масса в энергетических выражениях данной частицы (нас интересуют протон и электрон) в лабораторных условиях без взаимодействия с фотонами геонной короны и M —масса той же частицы с энергией, приобретенной в результате ее «бомбардировки» геонными фотонами (или фотоном).

Так как из выражения комптоновской длины волны, которую можно рассматривать, как радиус конфайнмента (протяженности) данной частицы,

$$\lambda_c = \frac{2\pi\hbar}{Mc},$$

то формулу (27.7) можно представить через λ_c :

$$\alpha_i(\lambda_c) = \frac{\alpha_i(\lambda_{c0})}{1 + \frac{b_i}{2\pi} \alpha_i(\lambda_{c0}) \ln \frac{\lambda_{c0}}{\lambda_c}}. \quad (27.8)$$

Для случая, когда $M_0 = m_p$ (масса протона), в формулах (27.7) и (27.8)

$$b_{em} = -4/3, \quad b_w = 22/3 - 2/3 \cdot N_q, \quad b_s = 11 - \frac{2}{3} N_q \approx 9, \quad (27.9)$$

$$\alpha_{em} \approx 0,0015, \quad \alpha_w \approx 0,038, \quad \alpha_s \approx 0,2.$$

Зависимость коэффициентов связи от массы M на основании (27.8) и (27.9) можно изобразить в виде кривых $\alpha_i = f(M)$, представленных на рис. 27.1.

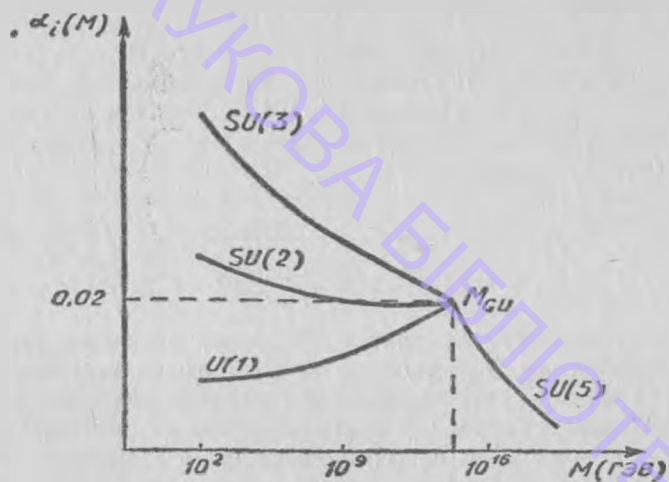


Рис. 4. Кривые зависимости констант эффективного взаимодействия $\alpha_i(M)$ от величины энергии частицы для SU(5), SU(3), SU(2) и U(1) симметрии.

Здесь по оси абсцисс отложены значения масс (в энергетических выражениях), которые подвергаются изменению вследствие хаббловского или гравитационного потенциалов вблизи геонных корон и вследствие взаимодействия частиц с фотонами, поступающими из короны; на оси ординат—значения эффективных констант сильного (α_s), слабого (α_w) и электромагнитного (α_{em}) взаимодействий, соответствующих симметрии SU(3), SU(2) и U(1). Как видно, эффективные (бегущие) константы встречаются в одной точке, соответствующей массе M_{GU} и константе $\alpha_{GU} \approx 0,02$. Индекс GU означает великое объединение (Great Unification).

Для определения величины массы M_{GU} выражение (27.7) можно записать в виде:

$$\ln \frac{M}{M_0} = \frac{2\pi}{b_1 \alpha_i(M)} \left[1 - \frac{\alpha_i(M)}{\alpha_i(M_0)} \right]. \quad (27.10)$$

Для случая, когда $\alpha_{em}(M) = \alpha_w(M) = \alpha_s(M) = \alpha_{GU} \approx 0,02$, мы имеем

$$\ln \frac{M_{GU}}{M_0} = \frac{2\pi}{b_1 \alpha_{GU}} \left[1 - \frac{\alpha_{GU}}{\alpha_i(M_0)} \right]. \quad (27.11)$$

Если принять $\alpha_s \approx 0,2$ и $b_s \approx 9$, то

$$\frac{\lambda_{к0}}{\lambda_k} = \frac{M_{GU}}{M_0} \approx 10^{15}. \quad (27.12)$$

Согласно точным расчетам, $M_{GU} = 2,4 \cdot 10^{16}$ ГэВ. Как видно из кривой SU(5) на рис. 4, начиная от массы $M_{GU} \approx 10^{16}$ ГэВ, симметрия SU(5) работает полностью, вплоть до предельной энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ без ее нарушения. При этом целиком снимается сохранение барионного и лептонного чисел, а распад, аннигиляция протона и его рождение становятся обычными явлениями. Все указанные переходы между элементарными частицами будут происходить с одинаковой вероятностью. При такой ненарушенной симметрии массы X и Y—частиц должны соответствовать массе великого объединения $\sim 10^{16}$ ГэВ. При массах же M, меньших 10^{16} ГэВ, симметрия SU(5) нарушается, однако симметрия SU(2) \otimes U(1) еще соблюдается до $M \approx 10^3$ ГэВ, после чего она также нарушается, и взаимодействия SU(3), SU(2) и U(1) качественно и количественно становятся совершенно разными.

Согласно формуле (27.8), энергия $\sim 10^{15}$ ГэВ соответствует радиусу конфайнмента частицы, равному $\sim 10^{-29}$ см. На расстоянии же фундаментальной длины 10^{-33} см (энергия $\sim 10^{19}$ ГэВ) гравитационное взаимодействие становится таким же сильным, как и другие виды взаимодействия. Таким образом, любая единая теория должна включать и гравитационное взаимодействие.

4. О механизме распада и аннигиляции протона. Как отмечалось, при ненарушенной симметрии SU(5) протон должен подвергаться распаду и аннигиляции. Теперь конкретно рассмотрим механизм этих процессов у геонных корон критических систем. Предварительно отметим, что, как было показано в § 26, благодаря термическому излучению геонных корон они окутаны диффузным газовым туманом, и, по всей вероятности, этот туман состоит из протонов и электронов.

Массы кварков, входящих в протон, вблизи геонной короны критических систем вследствие взаимодействия с ее фотонами могут достигать $\sim 10^{15}$ ГэВ, т. е. могут стать близкими или равными массам X и Y—калибровочных бозонов.

В таких условиях, как было показано, нарушение симметрии SU(5) полностью (или почти полностью) снимается и появляются условия несохранения барионного и лептон-

ного чисел, следовательно, условия для распада и аннигиляции протона и электрона, а также их рождения.

Как показано в таблице (27.4), посредством X и Y бозонов происходят переходы кварков в лептоны. Протон p(u, u, d) состоит из трех кварков, по одному кварку каждого цвета. В матричной таблице (27.4) правополяризованный (R) красный кварк d_R^R , излучая $X_{-2/3}^R$ бозон, переходит в правополяризованный позитрон e_R^+ ,

$$d_{R}^R \rightarrow e_{R}^+ (X_{-2/3}^R).$$

Диаграмма этого распада показана на рис. 27.2а. Затем, $X_{-2/3}^R$ бозон поглощается левополяризованным желтым кварком u_L^Y , который превращается в левополяризованный антисиний антикварк \bar{u}_L^B .

$$X_{-2/3}^R + u_L^Y \rightarrow \bar{u}_L^B$$

Последний в комбинации с третьим кварком u протона образует π^0 -мезон (см. рис. 5б): $u_L^B + u^B \rightarrow \pi^0$ -мезон. Таким образом, полное барионное число +1 (для d, u, u) становится равным нулю. Далее, образовавшийся позитрон e_R^+ , сталкиваясь с любым электроном, находящимся в среде (в диффузном облаке геонной короны) или в атоме водорода, аннигилирует, образуя высокоэнергетические γ -кванты; это показано в общей диаграмме аннигиляции протона и электрона (рис. 5в). Как видно из рис. 5б и 5в, то же самое происходит с входящими в π^0 -мезон кварками u и \bar{u} , аннигилируя, они образуют γ -лучи.

Диаграмма всех процессов распада и аннигиляции протона показана на рис. 5 в. Как видно, все процессы распада протона в конечном счете приводят к полной аннигиляции протон-электронной пары с образованием γ -излучения. При этом следует отметить, что конечным результатом распада является аннигиляция пары электрон-позитрон и π^0 -мезона.

Итак, характерная и интересная особенность SU(5)-симметрии в основном состоит в том, что она приводит к нестабильности протона (и других частиц). Процессы распада протона и его аннигиляции в условиях ненарушенной симметрии SU(5) (или слабого ее нарушения) должны быть обычными явлениями вблизи геонных корон критиче-

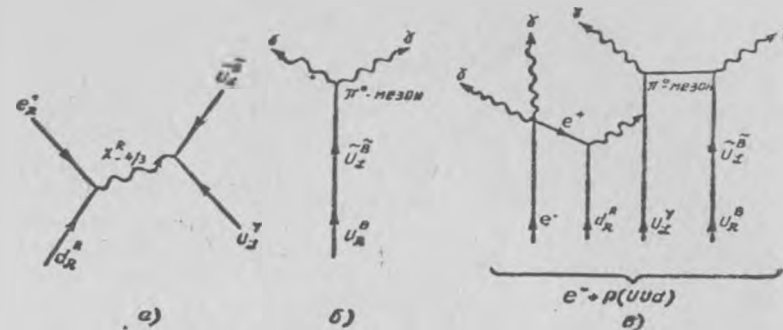


Рис. 5. Диаграммы распада и аннигиляции кварков, протона и электрона.

- Превращение кварков d_R^R и u_L^Y в e^+ и \bar{u}_L^B .
- Превращение u и \bar{u} кварков в π^0 -мезон и его дальнейшая аннигиляция.
- Общая диаграмма распада протона и аннигиляция пары протон-электрон.

ских систем, в том числе геонной короны Вселенной. Материальные частицы (протон, электрон и т. д.), благодаря их «бомбардировке» фотонами с огромной энергией, приобретают энергию, равную энергии великого объединения ($M_{GU} \approx 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ). В результате происходит полное (или почти полное), восстановление SU(5)-симметрии, которая сильно нарушена в лабораторных условиях. Этот процесс усиливается благодаря эффекту торможения свободного движения частиц.

В этом аспекте чрезвычайно важны и заманчивы астрономические наблюдения указанных процессов распада и аннигиляции протона. Как мы увидим в §§ 28 и 29, такая гравитационно-хаббловская аннигиляция должна проявляться в виде нетепловых изотропных рентгеновского и гамма-излучений Вселенной и всех других критических систем («черных дыр»).

§ 28. Тепловое и нетепловое излучения геонной короны Вселенной (классические представления)

1. *Температура геонных корон.* Как мы видели, геонная корона представляет собой сферический слой (для невращающейся критической системы) с толщиной, равной фунда-

ментальной длине $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см. В этом слое минимальная длина волны кванта будет равна толщине этого слоя, а максимальная длина — максимальному значению хорды, которую можно привести в геонном слое:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\min} &= \Lambda_0, \\ \lambda_{\max} &= 2(2\Lambda_0 R_g - \Lambda_0^2)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (28.1)$$

Таким образом, в геонной короне должно быть определенное распределение квантов по энергии в пределах длин волн (28.1). Толщина потенциального барьера, а, следовательно, и температура короны, в основном будут определяться длиной волны максимального интенсивного излучения.

Исходными уравнениями для определения температуры геонной короны являются уравнения интенсивности излучения на основе (26.18) и закон смещения Вина:

$$I_{\omega} = \frac{dE}{dt ds d\omega} = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \Gamma_{\omega} \left[\exp(\hbar \omega k_B^{-1} T^{-1}) - 1 \right]^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \quad (28.2)$$

$$\lambda(I_{\max}) T = \text{const}, \quad (28.3)$$

где $\lambda(I_{\max})$ — длина волны, соответствующая максимальному значению интенсивности. В формуле (28.2) в коэффициенте абсорбции Γ_{ω} теперь не будут фигурировать различные квантовые числа; они (за исключением, конечно, спиральности) одинаковы для всех фотонов. Кроме того Γ_{ω} будет почти одинаковым для всех квантов, так как по радиальным направлениям все кванты имеют почти одинаковую энергию; как мы увидим далее, кванты в среднем могут двигаться наружу почти по радиальным направлениям.

Уравнения (28.2) практически удобно перевести от распределения по частотам ω к распределению по длинам волн λ :

$$I_{\lambda} = \frac{dE}{dt ds d\lambda} = \frac{4\pi^2 c^2 \hbar}{\lambda^5} \Gamma_{\lambda} \left(\exp \frac{2\pi \hbar c}{k_B T \lambda} - 1 \right)^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (28.4)$$

Тогда закон Вина примет вид:

$$\lambda(I_{\max}) T \approx 0,29 \text{ см} \cdot \text{К}. \quad (28.5)$$

Очевидно, что из этих уравнений в общем случае без экспериментального определения I_{λ} нельзя точно определить ни длину волны максимальной интенсивности $\lambda(I_{\max})$, ни температуру геонной короны T_u . Однако мы можем с довольно хорошим приближением определить эти величины, исходя из следующих соображений. Поскольку корона имеет толщину фундаментальной длины, то, как отмечалось, в нее, в качестве составляющих квантов, должны входить кванты с длиной волны $\lambda = \Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см. Это значит, что температура короны должна быть чрезвычайно высокой, близкой к предельной (фундаментальной) температуре $\theta_0 = \pi^{1/2} (hc^5/Gk_B^3)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{32} \text{ К}$ (см. § 1.2). В самом деле, по закону смещения Вина, длина волны максимальной интенсивности $\lambda(I_{\max})$ с повышением частоты излучения сильно смещается в сторону коротких длин волн, а сам максимум кривой распределения при этом становится очень узким и резко падает со стороны коротких волн. Это значит, что область кривой вблизи максимума будет занимать очень близко к длине волны $\lambda = \Lambda_0$. Из сказанного следует, что, фактически, температуропределяющими являются фотоны с самой высокой энергией. Слева от максимума кривой, т. е. в области коротких волн, в зависимости от температуры интенсивность излучения волн с длиной $\lambda = \Lambda_0$, т. е. $I_{\Lambda_0}(T)$ будет резко увеличиваться, а в правой части — резко уменьшаться. Таким образом, в этой области мы можем рассмотреть два крайних случая. В первом — температура предельная, т. е. $T = \theta_0$ и, следовательно, $\lambda_{(1)} = \Lambda_0$. Очевидно, такая крайность может быть только в том случае, когда фундаментальные ячейки заполнены до предела, с наибольшей энергией. Тогда плотность массы будет равна $\rho_g = \rho_0 = M_0/\Lambda_0^3$. Но это невозможно, поскольку, как мы видели, в геонных коронах $\rho_g < \rho_0$ и длины волн простираются от Λ_0 до $\lambda = 2(2\Lambda_0 R_g - \Lambda_0^2)^{1/2}$. Во втором случае температура соответствует такой максимальной интенсивности (с длиной волны $\lambda_{(2)}$), при которой интенсивность излучения фотонов с длиной волны $\lambda_{(1)} = \Lambda_0$ стремится к нулю. Однако, по вышеуказанным причинам, и этот случай не может соответствовать реальной температуре. Температура геонной короны в основном определяется кван-

тами с длиной волны $\lambda_{(1)} = \Lambda_0$, хотя их интенсивность не совпадает с максимумом кривой интенсивности. Указанная крайняя длина волны $\lambda_{(2)}$ также будет очень близка к максимуму кривой распределения. Из сказанного следует, что максимум кривой распределения $\lambda(I_{\max})$, очевидно, будет между $\lambda_{(2)} = \lambda(I_{\Lambda_0} \rightarrow 0)$ и $\lambda_{(1)} = \Lambda_0$. И поскольку этот интервал между $\lambda_{(2)}$ и $\lambda_{(1)}$ довольно узкий (это будет видно дальше), и изменение λ в этом интервале подчиняется геометрической прогрессии, то с хорошим приближением можно определить $\lambda(I_{\max})$, как среднее геометрическое $\lambda_{(2)}$ и $\lambda_{(1)} = \Lambda_0$, т. е.

$$\lambda(I_{\max}) \equiv \lambda_{\text{реал.}} = \left[\lambda_{(2)} \cdot \lambda_{(1)} \right]^{1/2} = [\lambda(I_{\Lambda_0} \rightarrow 0) \cdot \Lambda_0]^{1/2}, \quad (28.6)$$

и на основании закона (28.5)

$$T_u = \frac{0,29}{\lambda(I_{\max})} = 0,29 [\lambda(I_{\Lambda_0} \rightarrow 0) \cdot \Lambda_0]^{-1/2}. \quad (28.7)$$

Величину $\lambda_{(2)} = \lambda(I_{\Lambda_0} \rightarrow 0)$ можно определить на основании уравнения (28.4) из температурной зависимости интенсивности I_{Λ_0} (поскольку, как отмечалось, искомая температура в основном определяется квантами с длиной волны Λ_0). Для этого в уравнение (28.4) подставляется значение $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см и определяется I_{Λ_0} при различных температурах T , начиная от максимального значения $T = \theta_0 = 2,7 \cdot 10^{32}$ К до значения, когда $I_{\Lambda_0} \rightarrow 0$. При этом Γ_{λ_0} принимается постоянным, например, равным единице. Ниже в таблице показаны результаты вычислений.

Зависимость I_{Λ_0} от температуры

T, К	I_{Λ_0}	T, К	I_{Λ_0}
2,9.10 ³⁰	1,7.10 ¹¹	5,8.10 ²⁹	6,6.10 ⁻³²
7,2.10 ²⁹	6,9.10 ¹²	3,6.10 ²⁹	6,9.10 ⁻¹⁵⁰
6,4.10 ²⁹	6,6.10 ⁻¹⁸	2,9.10 ²⁹	6,9.10 ⁻²²²
		5,8.10 ²⁸	6,9.10 ⁻¹⁷³⁴

Из этой таблицы хорошо видно, что резкое падение (стремление к нулю) интенсивности излучения для предель-

ных волн $I_{\Lambda_0}(T)$ начинается при температуре $T = 6,4 \cdot 10^{29}$ К, соответствующей, по закону Вина, длине волны $\lambda = 4,5 \cdot 10^{-31}$ см. Следовательно, эта волна и есть искомая волна $\lambda_{(2)}$. Тогда, согласно (28.6),

$$\lambda_{\text{реал.}} = (4,5 \cdot 10^{-31} \cdot 5,7 \cdot 10^{-33})^{1/2} = 5,1 \cdot 10^{-32} \text{ см} \quad (28.8)$$

и, по (28.5):

$$T_u = 5,7 \cdot 10^{30} \text{ К.} \quad (28.9)$$

Что касается критических систем, по размеру меньших, чем Вселенная, то, поскольку толщина их геонной короны также равна фундаментальной величине Λ_0 , приведенный способ определения температуры геонной короны остается в силе и для таких систем.

Однако для критических систем микроскопических величин с R_g , близкими к фундаментальному значению Λ_0 , температуры T геонных корон будут лежать в пределах

$$T_u = 5,7 \cdot 10^{30} \leq T \leq \theta_0 = 2,5 \cdot 10^{32} \text{ К.}$$

2. «Реликтовое» излучение как тепловое излучение геонной короны Вселенной. В нашей работе [96] впервые было отмечено, что так называемое «реликтовое» излучение представляет собой часть общего фона излучения геонной короны Вселенной. Теперь же уточним, что это есть *изотропное термическое излучение* геонной короны Вселенной; оно, благодаря доплеровскому эффекту, теряет свою энергию и интенсивность в огромной степени, пока достигает земного наблюдателя. Теперь задача заключается в теоретическом определении температуры этого излучения у земного наблюдателя и, тем самым, в получении возможности экспериментальной проверки настоящей теории. Для этой цели нам предварительно необходимо рассмотреть теорию красного смещения вообще и, в частности, ее специфическую особенность при описании красного смещения теплового излучения геонной короны.

Согласно существующей теории красного смещения, изменение частоты света, идущего от удаляющегося объекта (от звезды, галактики и т. д.), должно возникать в результате действия гравитационного поля Вселенной и релятивистского эффекта Доплера; хотя следует заметить, что сдвиги частот астрономы обычно выражают через скорость убегания источника, т. е. через доплеровский эффект,

который определяется известным релятивистским уравнением

$$\omega = \omega_0 (1 - v/c \cdot \cos \alpha) (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \quad (28,10)$$

Здесь v —скорость удаления источника излучения от наблюдателя, c —фундаментальная скорость и α —угол между направлением светового луча и направлением движения источника.

Что касается излучения от геонной короны Вселенной, то здесь красное смещение имеет другое происхождение, оно обусловлено наличием хаббловского поля, его потенциалом. Действительно, как было отмечено, в геонной короне потенциалы гравитационного, $\varphi^2 = 2GM/R_g$, и хаббловского полей, $\varphi^2 = (H_0 R_g)^2$, максимальны и равны между собой. Вне короны относительно наблюдателя потенциал хаббловского поля всюду меньше φ^2 и определяется законом Хаббла, $(dR/dt)^2 = (HR)^2$, где R —расстояние от наблюдателя по «радиальным» направлениям Вселенной*. Далее, представим, что на расстоянии R (от наблюдателя) в пространстве рождается частица, которая в момент ее рождения испускает квант с частотой ω по направлению к наблюдателю. По закону Хаббла, частица будет стремиться к геонной короне со скоростью $v = HR$ (свободное «падение» в хаббловском поле) относительно наблюдателя. В результате этого частота испускаемого кванта ω будет меньше по сравнению с частотой этого же кванта, рожденного при нулевом хаббловском потенциале. Если пренебречь гравитационным полем самого источника излучения, то и в данном случае сдвиг частоты будет определяться доплеровским эффектом и, следовательно, будет определяться формулой (28.10).

Теперь допустим, что в этом же месте на расстоянии R от наблюдателя с хаббловским потенциалом $v^2 = (dR/dt)^2 = (HR)^2$ рождается только квант по направлению к наблюдателю. Тогда очевидно, что его частота ω в этой точке при потенциале $v^2 = (HR)^2$ будет также определяться формулой (28.10), где частота ω_0 будет при нулевом потенциале (у наблюдателя), если в ней величину v^2 представить как потенциал хаббловского поля $v^2 = (HR)^2 \equiv \Phi_H$ и $v = \sqrt{\Phi_H}$.

* Следует отметить, что согласно настоящей теории, где бы ни находился наблюдатель, там будет центр Вселенной, и там же потенциал хаббловского поля принимается равным нулю.

Таким образом, мы пришли к важному заключению: сдвиг частот излучений указанного происхождения будет обусловлен хаббловским потенциалом и будет определяться также релятивистской формулой (28.10), если в ней вместо скорости v разбегания тел подставить соответствующее значение хаббловского потенциала. Как мы увидим, к таким видам излучений относятся и излучения, идущие к нам от геонной короны Вселенной через ее огромный потенциальный барьер.

При использовании уравнения (28.10) для определения сдвига частот излучений, поступающих из геонной короны, мы должны учесть ее огромную отдаленность от нас. Это значит, что в формулах (28.10) $v = c$. Тогда ее можно преобразовать и привести к следующему виду:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right)^{1/2} \quad 28.11$$

Этой формулой мы и должны пользоваться для определения частот или температуры наблюдаемых нами тепловых излучений от геонной короны.

Теперь для полной убедительности в справедливости формул (28.10) и (28.11) рассмотрим другие подходы к этой проблеме [97] и [98]. В изотропном пространстве для описания явления сдвига частот излучения обычно используют метрику:

$$ds^2 = R^2(\eta) [d\eta^2 - dr^2 - r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2)], \quad (28.12)$$

$$R d\eta = c dt \quad \text{и} \quad r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2.$$

Из соображений симметрии ясно, что лучи будут распространяться «радиально», т. е. при $\vartheta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$, и отсюда, $ds^2 = R^2(d\eta^2 - dr^2)$. И поскольку $ds = 0$ и, в общем случае, $R \neq 0$, то $d\eta = dr$ или $r = \eta + \text{const}$.

Согласно этой формуле, изменение величины r за время распространения луча света из одной точки в другую зависит только от разности координат η этих точек. Однако за это время изменяется также радиус кривизны от $R(\eta - r)$ до $R'(\eta)$ (предполагается, что свет наблюдается в момент времени $t'(\eta)$), поэтому промежуток времени Δt между моментами испускания двух сигналов и моментами их наблюдения будут различными, и изменение промежутков времени будет пропорционально радиусу кривизны:

$$\frac{\Delta t (\eta - r)}{\Delta t' (\eta)} = \frac{R (\eta - r)}{R' (\eta)}$$

Тогда, в частном случае, период световых колебаний t вдоль луча должен изменяться также пропорционально R :

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{R (\eta - r)}{R' (\eta)},$$

где ω_0 — частота света в момент его испускания $t(\eta - r)$. При небольших расстояниях функцию $R(\eta - r)$ можно разложить по степеням r , и в пределах точности первого и второго члена будем иметь:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 - r \frac{dR/d\eta}{R (\eta)}$$

или, согласно (28.12),

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 - \frac{r}{c} \frac{dR}{dt}$$

Применяя закон Хаббла, $dR/dt = HR$ и, учитывая, что $l \approx rR$, получим

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \approx \frac{H}{c} l. \quad (28.13)$$

Совершенно ясно, что такое приближение далеко не может удовлетворять нашим целям, однако оно приводится здесь для того, чтобы показать справедливость нашего собственного подхода к этой проблеме, которая будет рассмотрена ниже.

Если формула (28.11) справедлива, то при сравнительно малых расстояниях она должна соответствовать (28.13), и поскольку v/c мало, мы можем разложить (28.11) в ряд и ограничиться первыми двумя членами. Тогда, пренебрегая величиной v^2/c^2 , получим

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 - v/c$$

или на основании закона Хаббла действительно будем иметь

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = \frac{1}{c} HR \equiv \frac{1}{c} Hl.$$

Это значит, что наша формула (28.11) должна быть справедливой. Однако, несмотря на совпадение на малых расстояниях, всегда может возникать сомнение в точности (28.11) при любых больших расстояниях. Учитывая чрезвычайную важность этой проблемы, мы считаем необходимым показать, что такое сомнение не имеет оснований. Для этой цели мы опять будем исходить из метрики (28.12). Однако здесь, следуя Фоку [98], функцию R подберем так, чтобы она была равна:

$$R = \left(1 - \frac{\alpha}{r} \right)^2, \quad (a)$$

где α — положительная постоянная, а τ равно

$$\tau = \left(t^2 - \frac{r^2}{c^2} \right)^{1/2}, \quad r^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2. \quad (b)$$

Поскольку, согласно метрике (28.12), пространство-время конформно отображено на галилеево пространство (хотя оно не является галилеевым), то в пространстве с такой метрикой закон распространения фронта волн будет иметь обычный вид:

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \right)^2 - \left[\left(\frac{\partial \omega}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial x_3} \right)^2 \right] = 0.$$

Поэтому его решение (характеристика) будет иметь вид:

$$t \pm r/c = \text{const}.$$

Далее, пусть удаляющийся от нас небесный объект на расстоянии $r=r_0$ при $t=t_0$ излучает свет. Тогда, согласно последнему выражению:

$$t_0 + r_0/c = t + r/c$$

и по (б)

$$\tau_0 = (t_0^2 - r_0^2/c^2)^{1/2}. \quad (в)$$

Так как в точке наблюдателя $r=0$, то в момент времени, когда свет доходит до него, $t=t_0 + \frac{r_0}{c}$, и по (б) $\tau = t_0 + \frac{r_0}{c}$.

Отсюда из (в), мы имеем

$$\frac{\tau_0}{\tau} = \left(\frac{t_0 - r_0/c}{t_0 + r_0/c} \right)^{1/2}.$$

где $r_0/t = v$ есть скорость небесного объекта в момент t_0 в пространстве с метрикой (28.12) и, следовательно,

$$\frac{\tau_0}{\tau} = \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right)^{1/2} \quad (28.14)$$

Поскольку в этом выражении скорость v тождественна скорости свободного движения в хаббловском поле, то $\tau_0/\tau = \omega/\omega_0$ и, следовательно, соотношения (28.11) и (28.14) действительно тождественны.

Теперь, переходя к нашей основной задаче, напомним, что геонная корона любой критической системы имеет толщину, равную фундаментальной длине $\Lambda_0 = 5,74 \cdot 10^{-33}$ см. Согласно же представлениям теории фундаментального поля, приведенной в § 26, любой фундаментальный элемент пространства-времени есть фундаментальный осциллятор, который, внутри короны может находиться в сопряжении по радиальным направлениям только с осцилляторами вне короны (внутри или снаружи критической системы). Прохождение кванта из короны через потенциальный барьер наружу, на языке теории фундаментального поля [1] (см. § 1) означает рождение кванта в соседней, граничной с коронной ячейке (осцилляторе) и уничтожение такого же кванта внутри коронного слоя. Таким образом, рождение кванта, наиболее вероятно, совершается в участках пространства, которые находятся по обе стороны короны на расстоянии фундаментальной длины Λ_0 (внутри или снаружи критической системы). И так как хаббловский потенциал короны критической системы равен:

$$c^2 = H_0^2 R_g^2 \equiv H_u^2 R_u^2, \quad (28.15)$$

то потенциал в участках рождения кванта внутри сферы будет равен:

$$\left. \begin{aligned} v^2 &= [H_u (R_u - \Lambda_0)]^2, \\ v &= c - H_u \Lambda_0 = \sqrt{\Phi_H} \end{aligned} \right\} \quad (28.16)$$

Причем квант, рожденный фундаментальным осциллятором, находящимся при хаббловском потенциале v^2 , должен подвергаться «доплеровскому» смещению по формуле (28.11). Подставляя значение v из последнего выражения в формулу (28.11), получим

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{H_u \Lambda_0}{2c - H_u \Lambda_0} \right)^{1/2}. \quad (28.17)$$

Здесь ω_0 — частота кванта при температуре короны, равной $T_u = 5,7 \cdot 10^{30}$ К. Далее, для Вселенной $H_u \Lambda_0 \approx 10^{-50}$ см · с⁻¹ ничтожно мало по сравнению с $2c$, поэтому:

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{H_u \Lambda_0}{2c} \right)^{1/2} \quad (28.18)$$

или

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{2c}{H_u \Lambda_0} \right)^{1/2}.$$

И так как $H_u = 2,43 \cdot 10^{-18}$ с⁻¹, а $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см, то

$$\lambda = \lambda_0 \cdot 2,08 \cdot 10^{30} \text{ см}. \quad (28.19)$$

В предыдущем пункте мы видели, что температура геонной короны равна $T_s = 5,7 \cdot 10^{30}$ К; она, по закону смещения Вина, соответствует длине волны кванта максимальной интенсивности $\lambda_0 = 5,1 \cdot 10^{-32}$ см. Тогда, согласно формуле (28.19), для земного наблюдателя длина волны будет равна:

$$\lambda = 5,1 \cdot 10^{-32} \cdot 2,08 \cdot 10^{30} \text{ см} = 0,106 \text{ см}, \quad (28.20)$$

она же будет длиной волны максимальной интенсивности излучения у земного наблюдателя, и, следовательно, по закону Вина:

$$T = 0,29 \frac{1}{\lambda} = 2,76 \text{ К}. \quad (28.21)$$

Итак, мы пришли к чрезвычайно важному заключению: общий фон теплового излучения геонной короны Вселенной имеет температуру 2,76 К. Сообразно с теорией, наблюдаемый эффект должен быть изотропным. Здесь важно отметить еще и то, что эта температура довольно точно определена экспериментально (2,76 К) и проверена многими исследователями. Установлена также изотропность излучения. Впервые фоновое излучение было обнаружено и его характеристики были определены Пензиасом и Вильсоном [77]. Однако, как отмечалось, этот экспериментальный результат измерения фонового излучения короны Вселенной рассматривается в настоящее время в качестве «наилучшего» и, пожалуй, единственного «доказательства» гипотезы нестационарной Вселенной и гипотезы «Большого взрыва». Это излучение считают «реликтовым» — наследием «горячего прошлого нашей Вселенной». Однако теперь становится совершенно ясно, что как раз наоборот, «реликтовые» из-

лучения являются лучшим доказательством стационарности Вселенной.

3. *О возможности предсказания землетрясений посредством регистрации фонового излучения.* Как известно, одним из предшествующих землетрясению явлений являются колебания земной коры.

В качестве одного из методов регистрации изменения расстояния между двумя точками, расположенных на относительно небольших расстояниях, в США, например, используют радиоизлучения, поступающие из удаленных квазаров, которые считают неподвижными точками отсчета. С помощью двух радиотелескопов, нацеленных на один квазар, путем сравнения времен регистрации радиоизлучений, можно определить изменения расстояния между ними с точностью до миллионных долей. Несмотря на привлекательность этого метода с точки зрения его чрезвычайной точности и достоверности полученных результатов измерений, он довольно сложен и дорог. Здесь требуются фундаментальные сооружения для громадных радиотелескопов, которые должны обслуживать высокопрофессиональные специалисты-астрофизики, электронщики и др.

В связи с этим можно предложить совершенно новый и сравнительно простой способ измерения перемещений земной коры.

Сущность этого метода заключается в том, что в качестве стабильной системы отсчета используется «реликтовое излучение». Способ и точность регистрации указанных перемещений не отличаются от упомянутого выше, однако он несравненно более прост и дешев.

Геонная корона—крайне удаленный объект нашего мира—фактически, является фиксированной стабильной системой отсчета относительно любых направлений. Другими словами, ее можно рассматривать как «абсолютную систему отсчета». Тогда и излучение геонной короны можно считать «абсолютным излучением», которое можно использовать в качестве реперной системы отсчета. Для регистрации изменения расстояний между двумя точками на поверхности земли можно использовать два принципа: сравнение времен регистрации излучений данной частоты ($\lambda=0,106$ см) двумя приемниками, установленными, например, на двух возвышенностях, удаленных друг от друга на небольшим расстоянии, а также интерферометрическая регистрация. Принцип последнего способа заключается в том,

что волны, поступающие в приемные антенны, можно направить в среднюю точку, в которой они интерферируют, и на основе полученной интерференционной картины определить изменение расстояния между антеннами.

Более конкретно, первый метод заключается в том, что сравнение времен регистрации излучений, поступающих в приемник, усиливается и преобразуется в дискретные сигналы точно определенной частоты. При современном уровне техники измерений регистрацию таких сигналов можно проводить с точностью $\sim 10^{-21}$ секунд. И путем сравнения этих сигналов можно определить изменение расстояний с точностью до миллионных долей. Что касается интерферометрического метода регистрации, то его можно использовать на основе двух антенных радиоинтерферометров. Неподвижные параболюиды с приемными антеннами, установленные на определенном (не очень большом) расстоянии с помощью кабельной связи соединены с приемником, расположенным посередине. Поскольку для регистрации фонового излучения нет необходимости в сильном угловом разрешении, то могут быть использованы совершенно простые антенны любительского типа. Радиоприемники для подобных измерений, которые будут состоять из усилителей с хорошей шумовой характеристикой и высокой стабильностью, не должны сильно отличаться от современных приборов. Такие приемники должны быть аналогичны тем, которые использовались Пензиасом и Вильсоном [77] для определения спектра фонового излучения. Однако здесь задача значительно облегчается тем, что измерения производятся точно прокалиброванным приемником только на данной известной длине волны $\lambda=0,106$ см.

4. *Рентгеновский и гамма-фоны излучений Вселенной.* Как мы видели в § 26, вследствие тепловых излучений геонной короны Вселенной корона должна быть окутана газовым облаком—диффузным газовым туманом. Это облако, как и все галактики, благодаря хаббловскому полю, всюду и по всем направлениям будет стремиться к геонной короне. Частицы этого облака или галактических масс (протоны, электроны или атомы водорода) могут подойти к короне сколь угодно близко.

С другой стороны, как мы видели, фотоны геонной короны, проходя через хаббловский потенциальный барьер, как бы вновь рождаются вблизи геонной короны. И они с наибольшей вероятностью рождаются в тех участках про-

странства, которые находятся от короны на расстоянии фундаментальной длины $\Lambda_0 \approx 10^{-33}$ см. Это объясняется тем, что только соседние фундаментальные осцилляторы (фундаментальные элементы пространства-времени) с наибольшей вероятностью находятся во взаимном сопряжении, т. е. между соседними осцилляторами постоянно происходят квантовые переходы.

Так вот, если частица (скажем, протон) подходит так близко к короне, что своей протяженностью (конфайнментом) частично или полностью охватывает пространство на расстоянии $\leq \Lambda_0$ от короны, то она, безусловно, будет взаимодействовать с фотоном, который рождается в этом участке. Иначе говоря, частица будет «сталкиваться» с фотоном. А как было показано, энергия рожденного фотона огромна: максимальное ее значение доходит до $\sim 10^{19}$ ГэВ. В таких условиях частицы, подвергшиеся действию этих фотонов, могут приобрести энергию, соответствующую энергии великого объединения, $M_{GU} \approx 10^{14} - 10^{19}$ ГэВ.

Такой рост энергии частиц приводит к полному восстановлению нарушенной SU(5)—симметрии. При этом, как мы видели в § 27, снимается сохранение барионного и лептонного чисел и появляются условия распада и аннигиляция протона и электрона, а также их рождения.

Ясно, что такая аннигиляция протона (вообще атома водорода), т. е. излучение соответствующих фотонов, должно происходить в том участке пространства, где находится центр протона (центральный фундаментальный элемент внутри протона). Радиус конфайнмента протона, мы считаем, приблизительно должен быть равен комптоновской длине волны (до столкновения с электроном)

$$\lambda_k = \frac{2 \pi \hbar}{m_p c} \approx 10^{-13} \text{ см}, \quad (28.21)$$

следовательно, фотоны аннигиляционного излучения испускаются на расстоянии λ_k от геонной короны.

Фотоны, вылетающие из этого участка пространства (на расстоянии от короны 10^{-13} см), благодаря хаббловскому потенциалу должны подвергаться доплеровскому красному смещению по закону (28.12). И в результате, аналогично тому, как была получена формула (28.17), здесь мы будем иметь

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{2c}{H_0 \lambda} \right)^{1/2}, \quad (28.22)$$

где

$$\lambda_0 \leq \lambda_{GU}, \lambda_k = \frac{2 \pi \hbar}{m_p c} \approx 10^{13} \text{ см}. \quad (28.23)$$

Величина $\lambda_{GU} \approx 10^{-28}$ см—длина волны фотона с минимальной энергией великого объединения. Длина же волны «бомбардирующих» фотонов (из геонной короны) с максимальной энергией, как отмечалось, составляет $5 \cdot 10^{-33}$ см.

На основании этих данных и согласно формуле (28.22), длины волн изотропных и нетепловых излучений Вселенной, подвергшихся доплеровскому эффекту, будут в пределах $\sim 10^{-8} - 10^{-12}$ см или $\sim 10^4 - 10^9$ эВ.

Таким образом, мы пришли к весьма важному заключению: наша Вселенная кроме изотропного фона теплового («реликтового») излучения с длиной волны максимальной интенсивности 0,106 см обладает также изотропным фоном нетеплового рентгеновского-гамма излучений в диапазоне $\sim 10^{-8} - 10^{-12}$ см. Как видно, максимальная энергия кванта излучения составляет ~ 100 МэВ.

Эти данные по рентгеновскому гамма-фону Вселенной, полученные теоретически на основании совершенно новых представлений о структуре Вселенной и на основании положений квантовой теории великого объединения, подтверждаются экспериментально (см., например, работу Вебстера [99]), так же, как и «реликтовый» фон.

§ 29. Излучения «черных дыр»

1. *Тепловые излучения.* Для определения сдвига частоты тепловых излучений, исходящих из «черных дыр», мы можем использовать известное выражение гравитационного смещения спектральных линий [100]*

$$\omega = \omega_0 \sqrt{g_{44}} = \omega_0 \left(1 - \frac{2GM}{Rc^2} \right)^{1/2}, \quad (29.1)$$

где ω_0 и ω —частоты фотона в точке его рождения с гравитационным потенциалом $\Phi = -\frac{2GM}{R}$ и в точке у наблюдателя с гравитационным потенциалом $\Phi \approx 0$.

* При этом предполагается, что источники излучений во всех случаях находятся в неподвижном состоянии относительно геонной короны.

В настоящем параграфе будет показано, как, благодаря указанному гравитационному эффекту смещения спектральных линий, меняется частота теплового излучения, доходящего до наблюдателя из «черных дыр». Тем самым будут показаны характерные особенности проявления «черных дыр».

Напомним, что, согласно теории дискретности пространства—времени, любой фундаментальный осциллятор, находящийся внутри геонной короны «черной дыры» благодаря фундаментальной толщине короны ($\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см) по «радиальным» направлениям может находиться в сопряжении только с осциллятором вне короны, внутри или снаружи «черной дыры». В данном случае мы должны рассмотреть явление сопряжения осцилляторов только с их внешней стороны. Сущность сопряжения осцилляторов, как отмечалось, состоит в том, что при соблюдении закона сохранения энергии один из осцилляторов с положительной энергией внутри короны может переходить на нулевой уровень энергии, и «одновременно» сопряженный с ним другой осциллятор вне короны переходит из нулевого энергетического состояния в состояние с положительной энергией. Прохождение кванта из короны наружу через потенциальный барьер на языке теории фундаментального поля означает рождение кванта или частицы в соседней, граничной с короной фундаментальной ячейке (осцилляторе) и уничтожение кванта с эквивалентной энергией внутри коронного слоя. Таким образом, у «черных дыр» рождение квантов и материальных частиц может происходить у их внешней поверхности на расстоянии фундаментальной длины Λ_0 от короны.

Гравитационный потенциал Φ_g «черных дыр» на расстоянии Λ_0 от их короны, согласно формуле Шварцшильда, будет равен:

$$\Phi_g = \frac{2GM}{R_g + \Lambda_0}. \quad (29.2)$$

На основании формул (29.1) и (29.2) теперь мы можем определить частоту ω фотона (с исходной частотой ω_0) в точке наблюдателя:

$$\omega = \omega_0 \left[1 - \frac{2GM}{c^2 (R_g + \Lambda_0)} \right]. \quad (29.3)$$

Учитывая, что $c^2 = 2GM/R_g$, мы имеем

$$\omega = \omega_0 \left(\frac{\Lambda_0}{R_g + \Lambda_0} \right)^{1/2} = \omega_0 \left(\frac{\Lambda_0}{R_g} \right)^{1/2} \quad (29.4)$$

или

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{R_g}{\Lambda_0} \right)^{1/2}. \quad (29.5)$$

Более удобно R_g выразить через массу «черной дыры» ($R_g = 2GM/c^2$):

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{2QM}{c^2 \Lambda_0} \right)^{1/2}. \quad (29.6)$$

Далее, в (29.6), выражая массу M через массу Солнца $M_\odot = 1,98 \cdot 10^{33}$ г и подставляя значения c , $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³ г⁻¹ с⁻² и $\Lambda_0 = 5,7 \cdot 10^{-33}$ см, окончательно получим:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot 7, 1 \cdot 10^{18} \mu^{1/2} \text{ см}, \quad \left(\mu = \frac{M}{M_\odot} \right). \quad (29.7)$$

Здесь μ —масса в единицах массы Солнца. Если критическая система вращается, то, согласно определению Керра [101],

$$R_g = \frac{GM}{c^2} + \left(\frac{G^2 M^2}{c^4} - \frac{J^2}{M^2 c^2} \right)^{1/2}, \quad (29.8)$$

где J —угловой момент; тогда, согласно (29.5),

$$\lambda = \lambda_0 \left[\frac{GM/c^2 + (G^2 M^2/c^4 - J^2/M^2 c^2)^{1/2}}{\Lambda_0} \right]^{1/2}. \quad (29.9)$$

Выше было отмечено, что температура критической системы $T = 5,7 \cdot 10^{30}$ К, и соответствующая длина волны максимальной интенсивности равна $\lambda_0 = 5,1 \cdot 10^{-32}$ см. Подставляя последнее значение в (29.7), для волны максимальной интенсивности мы будем иметь:

$$\lambda (I_{\max}) = 3,6 \cdot 10^{-13} \mu^{1/2} \text{ см}. \quad (29.10)$$

И, согласно закону смещения Вина, наблюдаемая температура излучения будет определяться как

$$T = \frac{0,29}{\lambda (I_{\max})} \cong 8 \cdot 10^{12} \mu^{-1/2} \text{ К}. \quad (29.11)$$

Типичные «черные дыры» должны иметь массу от 3 до 50 масс солнца. Тогда, согласно формуле (29.10), длины волн излучения с максимальной интенсивностью соответственно будут равны $6,2 \cdot 10^{-13} - 2,5 \cdot 10^{-12}$ см. При этом температуры излучений будут $5 \cdot 10^{11} - 10^{10}$ К и соответствующая энергия 200—50 МэВ. Следует отметить, что, судя по характеру кривой планковского распределения, длина волны λ_0 в формуле (29.7) и, следовательно, $\lambda(I_{\max})$ в (29.10) являются величинами, очень близкими к крайним длинам волн (в сторону коротких волн). Однако «черные дыры» должны излучать также фотоны малой частоты. Действительно, по формуле (26.18) интенсивность термического излучения будет определяться как

$$I_{\lambda T} = \frac{4 \pi^2 c^2 \hbar}{\lambda^5} \Gamma (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)^{-1}. \quad (29.12)$$

По этой формуле термическое излучение фотонов имеет широкий диапазон волн с различной интенсивностью, от длинных радиоволн до самых жестких гамма-лучей.

Согласно приведенным данным, доходящее до наблюдателя термическое излучение «черных дыр» обладает весьма специфической особенностью. Его спектр имеет очень широкий диапазон, от коротких радиоволн до весьма жестких гамма-излучений. Диапазон наблюдаемого интенсивного излучения распространяется в область рентгеновского и гамма спектров.

Если в качестве массы «черных дыр» M_g взять наиболее вероятное ее значение, равное $\sim 4M_{\odot}$, то, согласно формуле (29.10), длина волн излучения с максимальной интенсивностью будет равна $\lambda \approx 7 \cdot 10^{-13}$ см, чему соответствует энергия 10^8 эВ. Таким образом, термическое излучение с максимальной интенсивностью, наиболее часто встречающееся у «черных дыр», должно соответствовать энергии 10^8 эВ. И, судя по распределению спектра, одновременно должны быть зафиксированы также излучения энергетически низкого диапазона спектра—рентгеновского, ультрафиолетового и т. д.

Следует отметить, что для многих дискретных источников гамма-излучений характерна энергия $\sim 10^8$ эВ. К их числу относится, например, Лебедь X-3 (см. обзорную статью [102]). Однако во многих случаях спектры излучений могут быть искажены облаком газа, образовавшимся вокруг «черной дыры» вследствие ее термического излучения

в виде материальных частиц. Излучение, исходящее из «черных дыр», обязательно будет поглощаться этим облаком. При этом газ может нагреваться до температур $10^3 - 10^4$ К. Средняя (средняя геометрическая) температура при этом будет равна $\sim 3 \cdot 10^3$ К. Это обстоятельство может привести к сильному искажению наблюдаемого спектра «черной дыры», спектр части термического излучения будет сдвинут к инфракрасному диапазону с максимальной интенсивностью волны $\sim 10^{-4}$ см.

Что касается излучения частиц—атомов водорода и других газов, то, согласно формуле (26.18), их интенсивность будет определяться выражением:

$$I_{\lambda T} = \frac{4 \pi^2 c^2 \hbar}{\lambda^3} \Gamma \frac{e^{Lh^2/k_B T}}{e^{hc/\lambda k_B T} + 1}. \quad (29.13)$$

По этой формуле в пределах $hc/\lambda < k_B T$ значение $I_{\lambda T}$ будет расти с увеличением энергии частиц. Кроме того, интенсивность излучения частиц довольно сильно будет зависеть от величины угловой скорости вращения «черной дыры». Для окончательного определения $I_{\lambda T}$, кроме задаваемых величин λ , T , L и Ω , требуется также знать коэффициент Γ . Его определение, однако, представляет довольно трудную задачу.

2. *Нетепловые излучения.* Как мы видели, геонные короны всех критических систем должны быть окутаны газовым облаком, состоящим из водородных атомов или из протонов и электронов. Облако этих частиц под действием сильного гравитационного поля «черной дыры» должно стремиться подойти к поверхности геонной короны. Здесь, у внешней поверхности короны, должна быть точно такая же ситуация, которая была рассмотрена в предыдущем параграфе в связи с подобными явлениями у короны Вселенной. В результате взаимодействия фотонов с большой энергией, порядка $10^{14} - 10^{19}$ ГэВ, с протонами последние приобретают энергию, соответствующую энергии великого объединения (см. § 27). Тогда таким же образом, как и у короны Вселенной, протоны становятся нестабильными и подвергаются распаду и аннигиляции.

Создавшиеся условия с такой же вероятностью способствуют рождению протонов и электронов за счет энергии фотонов, поступающих из короны посредством отмеченного в предыдущих параграфах «туннельного эффекта». В результате, вокруг «черной дыры» должны постоянно

рождаться частицы и удаляться от короны со скоростью, превышающей критические скорости, с другой стороны, в результате аннигиляции частиц в пространстве вокруг «черной дыры» должны постоянно излучаться фотоны.

Формула, описывающая изменение спектра указанного излучения вследствие доплеровского эффекта, будет иметь такой же вид, как и формула (29.6),

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{2GM}{c^2 \lambda_R} \right)^{1/2}, \quad (29.14)$$

где

$$\lambda_0 \leq \lambda_{GU}, \quad \lambda_{kp} = \frac{2\pi\hbar}{m_p c} \approx 10^{-13} \text{ см.} \quad (29.15)$$

Как было отмечено, величина $\lambda_{GU} \approx 10^{-28}$ см есть длина волны фотона, отвечающая минимальной энергии великого объединения. Длина же волны, «бомбардирующих» фотонов с наибольшей энергией составляет $5,7 \cdot 10^{-33}$ см, λ_k — комптоновская длина волны. Она примерно должна соответствовать радиусу конфайнмента частицы, в данном случае протона, до ее взаимодействия с фотоном.

Если в формуле (29.14) массу «черной дыры» M_g выразить через единицу массы Солнца, т. е. $M = \mu M_\odot$, то она примет форму, подобную (29.7):

$$\lambda = \lambda_0 \cdot 1,7 \cdot 10^9 \mu^{1/2} \text{ см.} \quad (29.16)$$

Как было отмечено, типичные «черные дыры» должны иметь массы от $3M_\odot$ до $50M_\odot$. Тогда на основании (29.16) мы находим, что наблюдаемые нетепловые излучения «черных дыр» с массой $M = 3M_\odot$ должны иметь спектр $4 \cdot 10^{14}$ — $4 \cdot 10^{19}$ эВ, если в (29.16) исходить из $\lambda_0 \approx 10^{-38}$ — $5 \cdot 10^{-32}$ см. А для массы «черной дыры» $M = 50M_\odot$, соответственно, мы имеем 10^{14} — 10^{17} эВ.

В настоящее время энергия наблюдаемых жестких гамма-излучений лежит в пределах 10^{14} — 10^{16} эВ. Что же касается фотонов с энергией, большей 10^{16} эВ, то, по-видимому, они пока не обнаружены, или, по крайней мере, не известны автору.

3. *Некоторые важные заключения.* Из приведенных данных становится ясно, что при наблюдении «черных дыр» всеми современными средствами астрономических наблюдений прежде всего должен быть обнаружен, как отмеча-

лось, широкий диапазон спектра, от радиоволн до жестких гамма-лучей. Часть максимальной интенсивности спектра, вследствие упомянутого искажения его газовым облаком, будет лежать области инфракрасного диапазона, $\lambda \sim 10^{-4}$ см. Наблюдатель будет обнаруживать также интенсивное истечение атомов водорода, а также, возможно, с малой интенсивностью и других газов (например, молекулярного водорода).

Весьма интересно сравнить приведенные особенности «черных дыр» с таковыми для галактических ядер, известными на основании длительных астрономических наблюдений. Известно, что при исследований активности галактических ядер обычно наблюдаются тепловые излучения (а также нетепловые), охватывающие широкие диапазоны спектра. Причем почти во всех случаях значительная часть излучений лежит в инфракрасной области. Почти всегда эти излучения сопровождаются истечением струй газа, главным образом, водорода. Действительно, ядро, например, нашей Галактики обладает высокой инфракрасной светимостью, $\lambda \sim 10^{-4}$ см. Из центральной части Галактики происходит истечение нейтрального водорода. Далее, наблюдаются мощные потоки газа в сейфертовских галактиках и «голубых» галактиках Аро и т. д. Все это указывает на то, что ядра галактик, обладающих подобной активностью, по всей вероятности, должны быть «черными дырами» или их скоплениями.

В самом деле, существующие в настоящее время гипотезы о возможных источниках выделения энергии ядрами галактик, а именно, компактное звездное скопление, сверхмассивное вращающееся магнитно-плазменное тело и аккрецируемая «черная дыра» никоим образом не могут объяснить приведенные специфические особенности излучения «черных дыр». И вообще, никакая другая модель принципиально не может объяснить наблюдаемое явление извержения водорода внутри сверхплотного тела.

Таким образом, на основании приведенных положений, ядра галактик («черные дыры» или их скопления) являются источниками вещества для образования звезд и галактик. Эти ядра, фактически, являются «реакторами», преобразующими лучистую энергию, исходящую из геонной короны Вселенной, в вещественную массу. Они, подобно огромной оптической линзе, концентрируют в себе лучистую энергию из космического фона излучений, одним из компонентов

которых является нейтрино, и затем термически излучают водород, основной «материал» для образования звезд. При таком процессе плотность лучистой энергии (включая и нейтрино) космического фона всегда будет оставаться постоянной.

Следует отметить, что все эти представления полностью соответствуют концепции В. А. Амбарцумяна о происхождении исходного вещества для образования звезд из сверхплотного состояния материи [103].

Далее добавим, что согласно современным представлениям о «черных дырах», совершенно исключается возможность их излучения. Однако характерно, что с «черными дырами» определенно связывают также рентгеновское излучение. Это объясняется тем, что «черная дыра», находящегося в двойной системе, может стягивать газ от своего соседа (звезды). В процессе аккреции, благодаря турбулентному движению (в результате чего возникает трение), газ может разогреваться настолько, что начинает испускать рентгеновское излучение. Хотя многие вопросы, связанные с разогреванием аккрецирующего газа, теоретически не совсем ясны, однако были предприняты довольно серьезные эксперименты по обнаружению «черных дыр» на основе аккреции [104].

Наблюдение данных систем всегда будет связано со многими трудностями. На основании же настоящей теории самым целесообразным способом обнаружения «черных дыр» является детальное излучение спектра одианарных рентгеновских и гамма источников, а также галактических ядер с учетом утечки из них водорода и отмеченных характерных особенностей спектра термического излучения.

§ 30. О стационарности Вселенной. Определение ее универсальных постоянных

1. Все наши предыдущие [96, 80, 89] и настоящие обсуждения строения критических систем, в том числе строения Вселенной, говорят именно о том, что сингулярное происхождение мира, принятое в настоящее время, совершенно исключается, благодаря универсальному закону типа закона Хаббла, описывающему физическое поле, которое мы назвали *хаббловским*. Оно присуще всем небесным телам; описывающий его закон (закон Хаббла) точно выполняется для всех критических систем, в том числе и для

Вселенной. Таким образом, возникновение Вселенной из указанной сингулярности в результате теоретически совершенно непонятого и необоснованного некоего «Большого взрыва» совершенно исключается. И если принять справедливость замкнутости Вселенной как критической системы с шварцшильдовским радиусом и с геонной короной, которая постоянно термически излучает, то нельзя не прийти с твердой уверенностью к заключению, что эта система рано или поздно должна была достичь состояния равновесия—стационарного состояния (если она не была таковой извечно).

Однако, как было показано и здесь, следует отметить, что геонная корона Вселенной, как и корона любой критической системы, должна термически излучать и с внешней поверхности. Но тогда, если принять, что Вселенная существует вечно, и закон сохранения энергии справедлив всегда и всюду, то придется заключить, что, очевидно, существует бесконечное число вселенных—метagalactic, наподобие нашей, и что все они находятся в тепловом равновесии друг с другом.

Что касается обратного процесса равновесия во Вселенной, т. е. механизма превращения геонной массы в вещественную, то, по-видимому, здесь главную роль играют очень большие критические системы, расположенные в центре галактик (галактические ядра). Они, подобно огромной оптической линзе, концентрируют в себе лучистую энергию, приходящую из геонной короны Вселенной, и затем термически излучают материальные частицы, например, протоны. Такое представление о термическом излучении частиц и фотонов критическими системами, находящимся в центрах галактик, хорошо согласуется с концепцией Амбарцумяна [103] о природе активности галактических ядер, о «дозвездной» материи. Другим непосредственным источником вещественной массы Вселенной является вещественная часть самого термического излучения геонной короны Вселенной. Как мы видели, хаббловская (а также гравитационная) аннигиляция собственной массы частиц обратима. В непосредственной близости от геонной короны ее фотонное излучение также превращается в элементарные частицы. Образовавшиеся таким образом *первичные космические лучи* также являются источником вещественной массы Вселенной.

2. Для дальнейшего обсуждения проблемы стационар-

ной Вселенной нам необходимо показать способ решения уравнения (22.8);

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = 4 \pi G \rho_u, \quad (30.1)$$

хотя он довольно прост. Так вот, вводя обозначение

$$H = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt}, \quad (30.2)$$

мы будем иметь

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dt^2} - \frac{1}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2,$$

откуда

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{dH}{dt} + H^2.$$

Подстановка этих выражений в (30.1) приводит к следующему выражению:

$$\frac{dH}{dt} + 2H^2 = 4 \pi G \rho_u.$$

Введем обозначение

$$b = 2 \pi G \rho_u,$$

тогда

$$\frac{dH}{b - H^2} = 2 dt. \quad (30.3)$$

Интегрирование этого уравнения будем проводить в пределах от $H = \infty$ до H и соответственно от $t = 0$ до t :

$$\int_{\infty}^H \frac{dH}{b - H^2} = 2 \int_0^t dt.$$

Здесь следует учесть, что всегда $\sqrt{b} < H$ (только при $t = \infty$ $\sqrt{b} = H$). В результате интегрирования мы имеем

$$\frac{1}{\sqrt{b}} \operatorname{Arcth} \frac{H}{\sqrt{b}} = 2t,$$

и отсюда

$$H = \sqrt{b} \operatorname{cth} 2 \sqrt{b} \cdot t. \quad (30.4)$$

Тогда, согласно (30.2) и (30.4),

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \sqrt{b} \operatorname{cth} 2 \sqrt{b} \cdot t = \sqrt{2 \pi G \rho_u} \cdot \operatorname{cth} 3 \sqrt{2 \pi G \rho_u} \cdot t. \quad (30.5)$$

Если $\rho = \text{const}$ (для фиксированного времени или для стационарной Вселенной), то, начиная с некоторого времени уравнение (30.5) можно представить в форме:

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \frac{1}{R'} \frac{dR'}{dt} \dots \rightarrow H_0, \quad (30.6)$$

где

$$H_0 = (2 \pi G \rho_u)^{\frac{1}{2}}, \quad (30.7)$$

когда

$$\operatorname{cth} 2 \sqrt{2 \pi G \rho_u} \cdot t \rightarrow 1 \quad (\text{при } t \rightarrow \infty). \quad (30.8)$$

Напомним, что небесные тела достигают геонной короны в течение бесконечного времени относительно земного наблюдателя (см. § 22.1). Это значит, что для малых значений R (по сравнению с $R_g = R_u = 2GM_u/c^2$)

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} > H_0. \quad (30.9)$$

Однако, судя по эволюции выражения (30.5) со временем, оно практически стремится к единице гораздо быстрее чем $t \rightarrow \infty$. Так, например, при значении $t = 1/H_0$

$$\operatorname{cth} 2 \frac{\sqrt{2 \pi G \rho_u}}{H_0} = \operatorname{cth} 2 = 1,05. \quad (30.10)$$

Это значит, что соотношения (30.4) и (30.7) почти справедливы для практически всех важных случаев в пределах средней однородности и изотропности масс и при $\rho_u = \text{const}$ (для стационарной Вселенной).

3. Согласно формуле Шварцшильда, в критическом состоянии Вселенной

$$\frac{2 G M_u}{R_u} = c^2, \quad (30.11)$$

где

$$\left(\frac{dR_u}{dt} \right)^2 = \Phi_H = c^2 \quad (30.12)$$

хаббловский потенциал, и отсюда:

$$\frac{1}{R_u} \left(\frac{dR_u}{dt} \right)^2 = \frac{c^2}{R_u} \quad (30.13)$$

В этих выражениях M_u и R_u являются универсальными массой и «радиусом» Вселенной. Здесь важно отметить, что шварцшильдовский радиус R_g , в том числе «радиус» Вселенной R_u , в некотором смысле имеет символическое значение радиуса сферы, хотя он точно соответствует формуле $R_g = 2GM/c^2$. Как было отмечено в § 22.1, внутри критической системы каждая точка является центром «сферы». Так вот, согласно формуле (30.6) (закону Хаббла),

$$\frac{d^2 R_u}{dt^2} = H_0^2 \cdot R_u, \quad (30.14)$$

где

$$H_0^2 = 2 \pi G \rho_u. \quad (30.15)$$

Здесь ρ_u —средняя плотность масс Вселенной. Таким образом, величина

$$\frac{d^2 R_u}{dt^2} = 2 \pi G \rho_u R_u \quad (30.16)$$

представляет собой ускорение в хаббловском поле, соответствующее универсальному «радиусу» R_u Вселенной и вообще максимальному ускорению в критических системах. И так как

$$\rho_u = \frac{M_u}{\sqrt{\pi} R_u^3},$$

где $\nu \approx 1$ (сжатие пространства вследствие наличия гравитационного фона Вселенной), то по (30.16),

$$\frac{d^2 R_u}{dt^2} = \frac{2 G M_u}{R_u^2}. \quad (30.17)$$

Это выражение стремится к универсальному постоянному ускорению тел в хаббловском поле.

Здесь чрезвычайно важно отметить, что в критических системах (во Вселенной) у горизонта событий, т. е. на поверхности шварцшильдовской «сферы», как хаббловский, так и гравитационный потенциал достигает своего максимального значения:

$$\Phi_H = \Phi_g = c^2. \quad (30.18)$$

Это значит, что максимальные хаббловские и гравитационные ускорения данной критической системы, в том числе Вселенной, должны быть равны между собой. Отметим, что универсальное ньютоновское ускорение всемирного тяготения определяются универсальной постоянной:

$$\alpha^{-1} G = \alpha_0 = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}, \quad (30.19)$$

где

$$\alpha = 1, [\alpha] = \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}.$$

Таким образом, согласно (30.17),

$$\frac{d^2 R_u}{dt^2} = \frac{2 \alpha \alpha_0 M_u}{R_u^2} = \alpha_0 = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}. \quad (30.20)$$

и

$$\frac{2 \alpha M_u}{R_u^2} = 1. \quad (30.21)$$

Последние формулы, наряду с законом Хаббла, могут быть рассмотрены как другие космологические законы. Согласно же закону Хаббла, в пределах R_u

$$\frac{d^2 R_u}{dt^2} = \frac{1}{R_u} \left(\frac{dR_u}{dt} \right)^2, \quad (30.22)$$

и, следовательно, по (30.20), «радиус» Вселенной будет равен

$$R_u = \frac{c^2}{\alpha_0} \approx \frac{9 \cdot 10^{20}}{6,67 \cdot 10^{-8}} \approx 1,35 \cdot 10^{28} \text{ см} \quad (30.23)$$

или $R_u = 14,3$ млрд световых лет. На основании же формулы

$$\frac{dR_u}{dt} = H_0 R_u = c$$

мы имеем

$$H_0 = \frac{c}{R_u} \cong \frac{3 \cdot 10^{10}}{1,35 \cdot 10^{28}} \cong 2,22 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1} \quad (30.24)$$

и

$$H_0^2 = 4,9 \cdot 10^{-36} \text{ с}^{-2} \quad (30.25)$$

Принятые в настоящее время экспериментальные значения [90, 91] составляют

$$H_0 = 2,43 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}; \quad (30.26)$$

что соответствует скорости разбегания $75 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ на расстоянии 10^6 парсек. Таким образом, как видно из этих данных, расхождение между теоретическим и экспериментальным значениями величины H_0 сравнительно небольшое и, согласно (30.9), экспериментальное значение должно быть несколько больше теоретического. Что касается формулы (30.5), то поскольку все приведенные условия ее получения относятся к области вблизи геонной короны с радиусом Шварцшильда, то она может быть справедлива для времен

$$t \geq \frac{1}{H_0} = 4,5 \cdot 10^{17} \text{ с.}$$

При этом, как отмечалось, галактики (и вообще небесные тела) достигают предельного значения радиуса в течение бесконечного времени относительно наблюдателя.

Полученное значение постоянной Хаббла (30.24) и закон (30.20) позволяют определить значения универсальных постоянных. В частности, из (30.22) мы видели, что «радиус» Вселенной (30.23) равен 14,3 млрд. световых лет. Обратная величина постоянной Хаббла есть время, $H_0^{-1} = 14,3 \cdot 10^9$ лет; оно представляет собой максимальное время жизни галактик относительно собственного отсчета времени. Далее, на основании формулы (30.7), можно определить среднюю плотность распределения масс Вселенной. Она будет равна:

$$\rho_u = \frac{H_0^2}{2\pi G} = 1,17 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \quad (30.27)$$

Между тем экспериментально найденное значение [105] составляет

$$\rho_u = 3,1 \cdot 10^{-31} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (30.28)$$

Мы считаем, что и то и другое значения в некотором смысле правильны. Дело в том, что при экспериментальном определении средней плотности масс Вселенной не была и не могла быть учтена масса геонной короны. А между тем, если нет невидимых масс среди галактик, то, по данным (30.27) и (30.28), только 2,6% всей массы Вселенной находится вне геонного слоя.

Далее, на основании формулы (30.11) можно определить универсальную массу:

$$M_u = \frac{c^2 R_u}{2G} \cong 0,9 \cdot 10^{56} \text{ г}, \quad (30.29)$$

а в соответствии с формулой (30.21), в масштабе Вселенной с удивительной точностью получается, что, действительно:

$$\frac{2\alpha M_u}{R_u^2} = \frac{2 \cdot 0,9 \cdot 10^{56}}{1,8 \cdot 10^{56}} \approx 1.$$

Таким образом, приведенные результаты полностью подтверждают справедливость рассматриваемой теории.

Стационарная Вселенная и разум

§ 1. О стационарной Вселенной

В предыдущих параграфах мы пришли к заключению, что Вселенная находится в состоянии динамического равновесия между процессами превращения вещественной массы галактик в геонную массу (массу электромагнитно-гравитационного излучения) и процессами превращения геонной массы в вещественную массу. Первые из этих процессов происходят во внешней реакционной зоне метagalактики, а вторые (превращение излучения в вещество)—внутри метagalактики (например, в ядрах галактик).

Вещественная масса Вселенной в целом окутана геонной массой в виде огромной короны—«светлого ореола». Вообще, геонная корона над вещественной массой может возникать всякий раз, когда масса переходит в критическое состояние. Последнее определяется условием $2GM/R_k = c^2$, где M —масса, R_k —критический или шварцшильдовский радиус, c —скорость света и G —гравитационная постоянная. Далее, было показано, что в критическом состоянии вещественная масса «сгорает»—превращается в электромагнитно-гравитационные излучения. Точно такой же процесс происходит во внешней сфере метagalактики. При этом образовавшиеся электромагнитные и гравитационные излучения, как облако, окутывают метagalактику, образуя геонную корону.

Однако здесь не утверждается, что геонная корона Вселенной является только результатом указанного процесса «сгорания» галактических масс. Геонная корона, по-видимому, всегда существовала, как и сама метagalактика, независимо от этих процессов «сгорания».

Другое важное заключение теории стационарной Вселенной состоит в том, что, очевидно, существует бесконечное число Вселенных—метagalактик, подобных нашей, с геонными коронами, и все они находятся в тепловом и информационном равновесии друг с другом.

Геонная корона каждой метagalактики способна воспринимать все излучения, исходящие из данной метagalактики, и короны всех метagalактик, вместе взятые, находятся в динамическом взаимодействии.

Как отмечалось, геонная система представляет собой сконцентрированные гравитационно-инерциальное и электромагнитное излучения. Последние сдерживаются собственным гравитационным полем. Иначе говоря, существование геона обусловлено наличием замкнутых геодезических линий (точнее, геодезической поверхности). Это значит, что характерная особенность геонной системы должна состоять еще в том, что поступающие туда всевозможные излучения от всего мира, частично или полностью будут оставаться в ней.

Но поскольку любое излучение содержит в себе определенную информацию о его источнике, то геонная система Вселенной фактически представляет собой совокупность бесконечного числа информационных сигналов. Эта система постоянно получает и хранит полную информацию абсолютно о всех возможных процессах и событиях, происходящих всюду в нашем мире (и других мирах).

Говоря об информации, здесь следует понимать, что обязательно осуществляется информационный изоморфизм сигналов, то есть идентичность по смыслу и содержанию действий, совершающихся в мире. Вещественное же или энергетическое состояние сигналов (электромагнитные, гравитационные и инерциальные волны) связано с информацией постольку, поскольку в данном случае лучистая энергия является носителем информации. Таким образом, электромагнитные, гравитационные и инерциальные сигналы, как информация, важны не своими вещественной и энергетической характеристиками, а своими семантическими значениями.

Другая важная и характерная особенность геонной системы состоит в том, что полученные ею сигналы относительно геонной системы отсчета поступают туда с бесконечно большой скоростью, с нулевым пространственно-временным интервалом ($ds=0$). Кроме того, как было показано в работе [47], распространение информации относительно лабораторной системы отсчета возможно и со сверхсветовой скоростью.

Свойства системы воспринимать, накапливать и хранить информацию являются первостепенно важными и необходимыми свойствами любой кибернетической системы. Более того, геонные системы метagalактик (в том числе Вселенной) не только воспринимают, накапливают и хранят информацию, но и, по всей вероятности, они обладают идеальной способностью узнавать любое явление, совершающееся в природе, по ассоциации полученной информации с таковой, хранящейся в ней в форме памяти. Действительно, в настоящее время хорошо известно, что человек и кибернетическая машина без способности «регистрировать» прошлый опыт не могут вести себя разумно. Иначе говоря, систе-

мы, лишенные памяти, не могут узнавать и мыслить. Процессы узнавания и вытекающее отсюда разумное поведение должны быть основаны на сравнении с информацией, уже хранящейся в системе. А в геонной системе должны совершаться процессы сравнения информации на основании закона взаимного усиления подобных колебаний, благодаря наложению волн по механизму, подобному резонансу. С «резонансом» будут связаны не только частотные модуляции (в небольших интервалах), но и амплитудные, которые несут информацию при данной частоте, а также фазовые. Таким образом, любая информация, поступающая в геонную систему, обязательно найдет себе «отклик» в среде бесконечного числа информационных сигналов путем «освещения» (усиления) хранящейся в ее памяти идентичной (или близкой по содержанию) информации. Если же носителями информации являются излучения с нелинейными колебаниями (как, например, гравитационные волны), то указанное «освещение» будет сопровождаться взаимным возмущением волн с возможным их затуханием («торможением»). Как мы увидим далее, нечто подобное происходит в головном мозгу человека в процессе узнавания.

Получению, хранению и переработке информации соответствуют также психические процессы, такие как восприятие, узнавание, память, представление и воображение. С возникновением же мысли связано возбуждение одних центров, хранящих информацию (центров памяти) на различных уровнях активности, и торможение других центров памяти. Эти возбуждения и торможения могут происходить посредством поступления сигналов извне или с внутренней сферы геонной системы. Так может возникать и мышление геонной системы, подобно мышлению человеческого мозга.

Приведенные представления говорят о том, что, по всей вероятности, геонную систему всех метagalactic можно рассматривать как некую самоорганизованную естественную единую и универсальную кибернетическую систему с бесконечно большой памятью и, следовательно, с предельно большим разумом. При этом электромагнитные, гравитационные и инерционные поля Вселенной для нашей метagalactic можно рассматривать как идеальную «периферическую нервную систему» («рецепторного» и передаточного характера) бесконечного геонного «мозга».

Процесс самоорганизации (корреляции и стягивания) частот лучистой системы геонной короны может совершаться по известному механизму теории автокорреляции Винера [106]. И сколь бы малой ни была вероятность такой самоорганизации бесконечного разума в конечном промежутке времени, она, во всяком случае, будет отличной от нуля; однако в течение бесконечного времени существования стационарной Вселенной (и других метagalactic) эта вероят-

ность по известным соображениям теории вероятности должна стать достоверностью.

Исходя из свойств лучистого носителя информации, память геонной системы, по-видимому, можно отнести к типу голографической регистрации, который характерен тем, что информация о всем пространстве в какой-то мере присуща и каждой точке.

Приведенные представления о возможности существования естественного предельно большого разума для неподготовленного или консервативного читателя будут казаться очень дерзкими. Чтобы у таких читателей не возникло недоразумения, обусловленного фетишизацией человеческого мозга (или во всяком случае мозга, построенного на основе белковых веществ), исторически укоренившейся в их сознании, отмечу, что вообще никто не может теоретически или принципиально исключить возможность того, что наряду с человеческим мозгом в природе могут существовать и другие естественные кибернетические системы. По этому вопросу полезно отметить мнение В. А. Амбарцумяна [107] и других видных ученых, согласно которым не исключена возможность существования где-либо во Вселенной естественных кибернетических систем, в том числе возможность существования единой кибернетической системы, не состоящей из автономных частей. По этому же вопросу А. Н. Колмогоров высказывает следующую интересную мысль: «В век космонавтики не празднично предположение, что нам, возможно, придется столкнуться с другими живыми существами, весьма высокоорганизованными и в то же время совершенно на нас не похожим. Почему бы, например, высокоорганизованному существу не иметь вид такой пленки-плесени, расположенной на камнях?» [108].

В последнем пункте этого приложения делается намек на возможность существования непосредственной (пока, нам кажется, односторонней) связи между человеческим разумом и геонным разумом. А пока мы перейдем к выяснению возможного механизма работы мозга. Без выяснения этого вопроса нельзя дать какое-либо решение поставленной задачи.

§ 3. Замечания по существующим представлениям о работе мозга

Как отмечалось, геонная корона Вселенной получает сигналы от всевозможных событий, совершающихся в мире, в виде электромагнитных, инерционных и гравитационных волн. Все эти сигналы, безусловно, являются носителями абсолютно полной информации об этих событиях. К информации, поступающей в геонную систему, относится также информация о процессах, совершающихся в живых организмах, в том числе о процессах, совершающихся в человеческом мозгу.

Согласно кибернетике, живые организмы также представляют собой организованные системы и, следовательно, кроме их материальной и энергетической основы, они представляют собой совокупность некоторых форм информации. Без информации вообще немислимы организованные системы. В живых организмах, в том числе в мозгу, постоянно идет «борьба» (или «конкуренция») между процессами организации—сохранения или накопления информации, и процессами разрушения—деградации порядка и создания хаоса (стирания информации). Иначе говоря, в этих системах идет борьба между процессами роста или сохранения информации и процессами роста энтропии. И на определенном этапе наступает динамическое равновесие между этими противоположно направленными процессами. Если речь идет о живом организме, то прямой процесс (тенденция сохранения информации) указанного равновесия непосредственно связан с жизнедеятельностью клеток организма.

Таким образом, явлению накопления и сохранения информации в мозгу (образования человеческой памяти) и, следовательно, феномену сознания можно дать функциональную интерпретацию; более конкретно—можно дать нейродинамическую интерпретацию.

Пока еще никто не может с уверенностью сказать, как конкретно получаются «записи» памяти в мозгу. Однако для рассмотрения этого вопроса с абстрактно-кибернетической точки зрения можно представить любую наиболее вероятную модель механизма организации памяти и связанного с ней механизма мышления. При этом, конечно, обязательно нужно исходить также из целого ряда экспериментально и теоретически установленных фактов о нервной и психической деятельности животных и человека.

В настоящее время можно считать почти установленным, что знания хранятся в большей части поверхности мозга по принципу, напоминающему голограмму, в которой в каждом малом ее участке имеется почти полная информация о картине, изображенной на всей поверхности. Как отмечалось, к такому же типу модели памяти должна относиться память геонной системы.

В настоящее время также хорошо известно, что нервная система состоит из клеток-нейронов. Нейрон, как и всякая живая клетка, состоит из цитоплазмы и ядра, помещенных в оболочку (мембрану). От тела нейрона (непосредственно от мембраны) отходят дендриты и основной отросток-аксон, концевые разветвления которого примыкают к другим нейронам через синаптические контакты (синапсы). Вся нервная система представляет собой сеть из нейронов, соединенных друг с другом синапсами, связывающими аксон одного нейрона с клеточным телом другого.

С точки зрения кибернетики, одна из главных особенностей нейрона состоит в том, что он электрически возбуждается и проводит элект-

рический сигнал в определенном направлении. Считается, что внутренняя часть нейрона окружена невидимой мембраной, которая управляет потоком ионов калия и натрия через нее. Благодаря особому механизму, концентрация ионов внутри мембраны и в ее наружной части, в зависимости от некоторых условий, может иметь разные значения; вследствие этого нейрон может приобрести электрический заряд с определенным неравновесным потенциалом или потерять его. При этом возможность возбуждения нейрона связана с определенным порогом потенциала, ниже которого он не возбуждается. Нейрон может находиться в одном из двух состояний—возбужденном или невозбужденном. Это означает, что сигналы, несущие информацию, могут передаваться через нервные клетки при помощи такого же двоичного кода, как двоичный код существующих электронно-вычислительных машин; последний, как известно, основан на логическом принципе «все или ничего». Таким образом, нейрон с описанными свойствами функционально мало чем отличается от элементарной ячейки любой искусственной кибернетической системы. И несмотря на то, что указанные свойства довольно просты, считают, что образованная из них формальная логическая сеть нервной системы принципиально может обладать такими же свойствами узнавания и мышления, которые присущи человеческому мозгу. При этом предполагается, что в нервной сети мозга центрами памяти являются сами же нейроны в особых возбужденном и невозбужденном состояниях. Предполагается также, что совокупность пространственных конфигураций нейронов с определенными состояниями («нет» и «да»), образованных вследствие всевозможных условных рефлексов, и создает феномен памяти.

Однако, по мнению многих видных ученых, резерв памяти человеческого мозга в общем случае настолько велик, что механизм организации памяти нельзя объяснить только отмеченными изменениями, которые происходят в нервных волокнах и в их соединениях в процессе приема, преобразования и сохранения информационных сигналов. При этом они считают, что информация может сохраняться только в молекулах нервных белков. В этом случае количество таких молекул вполне достаточно для объяснения феномена памяти.

Автору кажется, что хотя такой подход к объяснению сущности памяти вполне резонен, однако с функциональным механизмом памяти непосредственно должны быть связаны вышеописанные свойства нервной системы. Эта система на нейронном уровне (как обычно и представляют) фактически является сетью коммуникаций для перемещения и распределения информации от рецепторов к центрам памяти и от них к исполнительным элементам—к эффекторам.

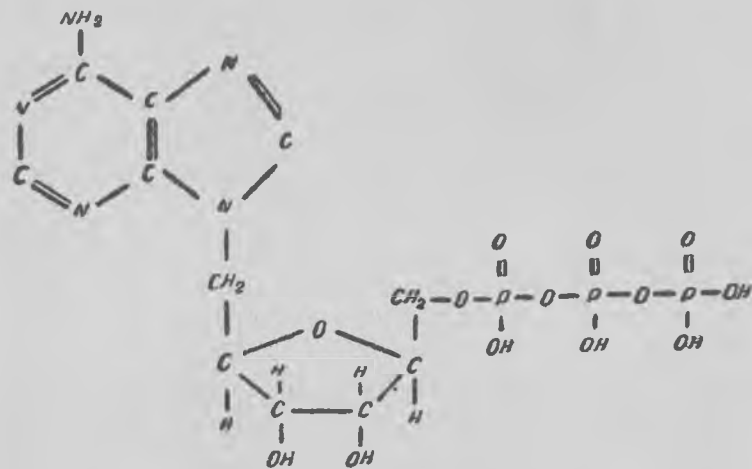
В связи с указанным предположением о молекулярной основе памяти попытаемся дать некоторое представление о возможном механизме организации и сохранения информации в мозгу на молекуляр-

ном уровне. Это позволит лучше понять поставленный нами вопрос о возможности связи между естественными кибернетическими системами через электромагнитные и инерциально-гравитационные поля.

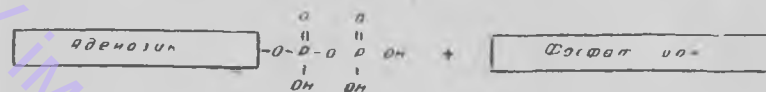
§ 4. О квантово-химическом механизме переноса энергии по сопряженным связям молекул

1. Энергетическая основа жизнедеятельности. Вообще, сущность процесса поддержания организации (организованности) в живом организме, в противоположность возникновению хаоса (обусловленного тепловым движением) на молекулярном уровне может быть объяснена тем, что благодаря жизнедеятельности организма (которая характеризуется потреблением энергии) в системе возникает много подобных молекулярных структур, способных к взаимной связи. Это приводит к возникновению квантово-химического резонанса—перекрыванию молекулярных орбиталей между этими структурами. И, следовательно, это явление приводит к упрочнению организованной системы. В основе этих связей молекулярных структур, по всей вероятности, лежит водородная связь между атомами водорода аминной группы и кислорода карбонильной группы молекул полипептидов. Хотя одна водородная связь значительно слабее пептидной связи, однако совокупность всех водородных связей (со своими перекрывающимися орбиталями), возникающих в результате жизнедеятельности организма, обладает высокой прочностью.

Как же конкретно можно представить роль жизнедеятельности организма в процессе образования и упрочнения молекулярных связей? Как отмечалось, жизнедеятельность характеризуется потреблением энергии. Сохранение и функционирование любого органа организма и любой его клетки связаны с потреблением энергии. Клетка, как образно говорит Сент-Дьердьи, —это машина и, как всякой машине, для работы ей нужна энергия» [109]. Известно, что в клетках организма, в том числе в клетках мозга—нейронах, одним из основных источников энергии является молекула аденозинтрифосфата (АТФ) (см. с. 289). В этой молекуле связи между атомами кислорода и фосфора, изображенные жирными линиями (называемые макроэргическими связями), обладают высокой реакционной способностью. Они снабжают энергией



множество процессов организма. Выделение энергии этой молекулой связано с ее способностью переходить в более стабильное состояние, в несколько менее богатое энергией соединение—аденозиндифосфат (АДФ) и фосфат-ион:



Основным механизмом, обеспечивающим регенерацию АТФ в организме, является окисление глюкозы. Расщепление АТФ с выделением энергии дальше мы условно будем называть «сгоранием» АТФ. Каким образом энергия расщепления АТФ используется в клетках, в частности для мышечного сокращения, до сих пор точно не известно. Однако, с уверенностью можно сказать, что процессы, совершающиеся в клетках под действием этой энергии, происходят с непосредственным переходом химической (свободной) энергии связи фосфор-кислород, (макроэргической связи ...—O—P—...) в механическую или электриче-

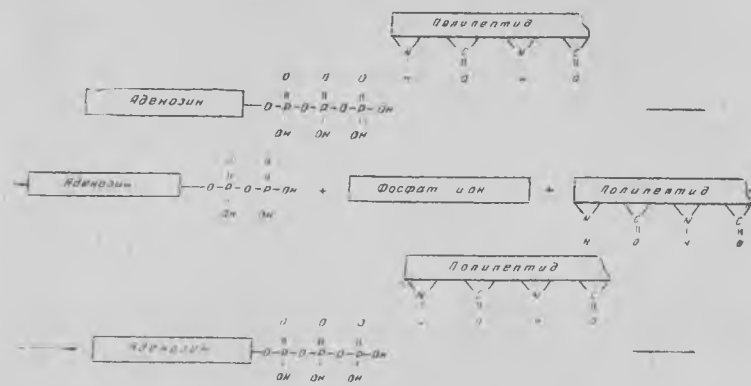
скую энергию, а также в энергию колебательного движения молекул. И этот переход, безусловно, совершается с таким же высоким коэффициентом полезного действия, как это происходит в топливных элементах [110]. В данном случае нас особенно интересует превращение сво-

бодной энергии связей в АТФ в колебательные движения определенного типа в белковых молекулах.

2. О переносе энергии в сопряженных молекулах белка по квантово-химическому механизму. Характерная особенность любой организованной системы, в том числе, живой клетки, состоит еще и в том, что все они являются управляемыми системами. А все управляемые системы регулируются благодаря наличию обратной связи (положительного или отрицательного характера). Это явление обратной связи доходит до молекулярных уровней. Так, если в результате расщепления АТФ свободная энергия его связи переходит в какое-то колебание в соседней белковой молекуле (более вероятно в белковой молекуле, связанной с расщепляющейся молекулой АТФ водородной связью), то указанная обратная связь здесь будет проявляться тем, что при возбуждении молекулярного осциллятора (отмеченной молекулы белка) от какого-либо сигнала (например, от внешнего возбуждения) непременно будет происходить выделение энергии молекулой АТФ и передаче ее осциллирующей молекуле. Этот процесс в некотором отношении напоминает изотермически протекающие процессы, при которых система непрерывно поглощает теплоту. Итак, колебательный процесс молекул в клетках автоматически вызывает «сгорание» АТФ и, обратно, «сгорание» АТФ автоматически вызывает колебание молекул. Эти процессы взаимно связаны. Здесь нет ничего необычного, если первоначально молекула АТФ связана водородной связью с молекулой рассматриваемого белка. Действительно, в сложных молекулах вполне возможен перенос какой-нибудь связи из одного места в другое. К числу таких молекул относятся, например, ароматические кольца, неопределенные углеводородные цепи вообще и т. п., — там, где двойная связь непрерывно перемещается (циркулирует) по замкнутому контуру или вдоль молекулярной цепи (см. [111]). Известно, что если в каком-либо узле сопряженной молекулярной цепи (с чередующимися двойными связями) каким-нибудь способом изменить состояние связи (скажем, разорвать одну из двух связей), то это изменение автоматически будет передаваться по всей цепи; при этом, моментально произойдет перестройка связей во всех узлах цепи. Здесь такое автоматическое управление осуществляется, конечно, не по нервному механизму, а по квантово-химическому механизму, обусловленному подвижностью π -электронов и законным стремлением системы к минимальной потенциальной энергии.

Таким же механизмом обусловлен перенос энергии от молекулы АТФ к водородным связям молекулы белка. Правда, в данном случае явление имеет несколько другую особенность, но все же в его основе лежат подвижность электронов в сопряженных водородных связях, а также указанный закон минимальности потенциальной энергии. Я считаю, что механизм автоматической передачи энергии из молекул АТФ к осцилляторам белка имеет универсальный характер в биохимии.

Механизм передачи энергии к колебательным системам белковых молекул можно представить следующей условной схемой:



Из этой схемы видно, что первоначально, когда нет новых внутримолекулярных водородных связей в полипептиде, молекула АТФ (аденозинтрифосфат) находится в состоянии с водородной связью с полипептидом ($P=O \dots H-N$). Как только в полипептиде возникает вынужденное колебание между атомами водорода и кислорода по линии потенциально возможной водородной связи, немедленно и автоматически происходит «выкачивание» энергии макроэргических фосфатных связей (отмеченных жирными черточками) для поддержания этого вынужденного колебания. В результате этого АТФ расщепляется на АДФ и фосфат-ион, а в молекуле полипептида образуются внутримолекулярные водородные связи $\begin{pmatrix} N & C \\ | & | \\ H \dots O \end{pmatrix}$, которые могут удерживаться

только при наличии вынужденного колебания атомов водорода и кислорода по линии их связей. «Выкачивание» энергии из молекул АТФ возможно благодаря наличию водородных связей между нею и молекулой полипептида и между подгруппами самого полипептида. Вообще, водородная связь характерна подвижностью связывающих электронов. Следующей ступенью этого процесса является регенерация АТФ, которая обеспечивается окислением глюкозы. Таким образом, по мере регенерации АТФ этот цикл может повторяться сколько угодно. Следует указать, что в элементарном цикле может участвовать не одна молекула АТФ, поэтому состояние системы с водородными связями практически будет не периодическим, а непрерывным.

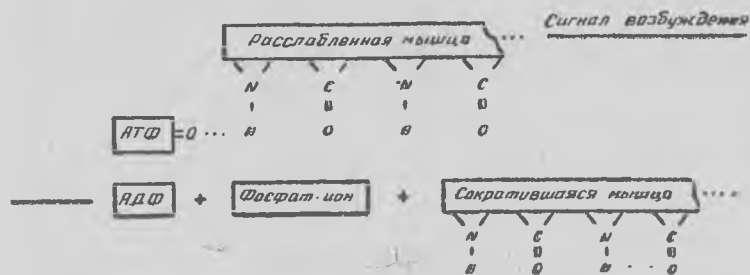
3. Механизм работы мышц. Итак, потенциальная возможность образования водородной связи между атомами водорода и кислорода аминных и карбонильных групп в молекуле полипептида может реали-

зоваться при вынужденном колебании этих атомов по линии их возможной связи; это колебание приводит к периодическому их сближению до такого предельного расстояния, при котором проявляется сила притяжения водородной связи. Таким образом, роль нервного сигнала для возбуждения молекулярного осциллятора состоит только в том, чтобы «пробудить» (хотя бы в некоторой степени) силу водородной связи; это автоматически приводит к действию подвижного электронного механизма в цепи водородных связей для «выкачивания» энергии из АТФ.

При первоначальном возбуждении данного участка молекулы полипептида, в зависимости от величины энергии и интенсивности возбуждения, в колебательном движении может участвовать то или иное количество осцилляторов (молекулярных подгрупп), и соответственно с этим, благодаря явлению наложения орбиталей (явлению «резонанса») средняя прочность связей будет разной. И так как эти подгруппы могут иметь разные пространственные расположения по отношению друг к другу, то даже при данной интенсивности возбуждения прочности отдельных водородных связей могут сильно отличаться друг от друга. Поэтому после прекращения действия первоначальной причины возбуждения, многие слабые связи «выйдут из строя», и соответственно с этим процесс «сгорания» АТФ после некоторого его затухания перейдет в нормальный—«экономичный» режим, соответствующий состоянию покоя организма.

Как было отмечено, вполне возможно, что рассмотренный молекулярный механизм превращения энергии окисления глюкозы в колебательное движение молекул является универсальным механизмом проявления жизнедеятельности организмов. В частности, он лежит в молекулярной основе мышечной работы, организации памяти мозга и вообще его работы.

На основании приведенного механизма обмена энергии между молекулами АТФ и белка, молекулярную основу мышечной работы можно представить следующей условной схемой:



При поступлении в данный участок мышечного белка возбуждающего сигнала—электрических нервных импульсов командного или случайного характера—по описанному выше механизму происходит образование водородных связей, приводящее к сокращению мышц. Этот процесс автоматически связан со «сгоранием» АТФ. Как отмечалось, совокупность многих водородных связей обладает высокой прочностью. Этим и объясняется наличие у мышц огромной механической силы. При прекращении командного нервного сигнала основная часть водородных связей разрывается, в результате чего мышцы переходят в расслабленное состояние—в «экономичный» режим, с поглощением некоторого минимального количества энергии АТФ для поддержания оставшихся водородных связей.

Из приведенных представлений также следует, что любой малый участок белкового полимера, в том числе серого вещества мозга с его жизнедеятельностью, можно уподобить логическому элементу кибернетической системы с двоичным кодом—«да» или «нет,» которому соответствует образование или разрыв водородной связи.

4. О сущности механизма фиксирования знания в мозге. Механизм фиксирования знания в мозге—образование памяти—заключается в том, что поступающие в мозг нервные сигналы из рецепторов в виде электрических импульсов, несущих информацию, возбуждают энергетические уровни белковых молекул нейронов. В результате образуются внутримолекулярные водородные связи. Количество этих связей в данном участке нейрона будет зависеть от интенсивности электрических сигналов возбуждения, а структура образовавшихся связей будет зависеть от «структуры» сигналов, обусловленной характером содержащейся в них той или иной информации. По такому механизму может быть зафиксирована всевозможная информация в виде целых цепей или всевозможных узоров водородных связей. Эти новые образования памяти автоматически должны быть связаны с потреблением энергии из молекул АТФ по вышеописанному механизму. Этот процесс снабжения вынужденно-колебательных систем энергией продолжается и после прекращения поступления информационных сигналов. В этом заключается роль жизнедеятельности организма при организации и сохранении в нем памяти. Если же в системе по какой-либо причине прекращается окислительно-восстановительный процесс регенерации АТФ, то все организованные колебания молекул в конце концов прекращаются, вследствие чего будет происходить разрыв всех соответствующих связей. А дальше пойдет процесс денатурации белка, и система перейдет в хаотическое состояние, т. е. наступит смерть.

! Из такого представления о феномене памяти можно сделать следующие важные заключения. Подобно тому, как любое тело при темпе-

ратуре, отличной от температуры абсолютного нуля, постоянно испускает тепловое электромагнитное излучение, и при отсутствии доступа энергии извне энергетические уровни осцилляторов теплового излучения стремятся к некоторому низкому уровню, соответствующему температуре внешней среды, так и молекулярные колебания памяти постоянно излучают электромагнитные, а также инерциальные волны (см. § 15). И при прекращении доступа внешних информационных сигналов из рецепторов они перейдут к определенному низкому уровню интенсивности, который, однако, будет поддерживаться в «экономичном» режиме (при покое мозга), благодаря описанному механизму жизнедеятельности организма. Если же организм умирает, то эти организованные колебательные уровни должны полностью исчезнуть, и в мозгу будет господствовать только тепловое движение—хаос.

Процесс же восприятия и узнавания состоит в том, что поступающие в мозг сигналы с определенной информацией сравниваются с уже накопившейся там информацией. О том, как это происходит, более подробно будет сказано в следующем пункте.

§ 5. Мозг как излучатель информации

1. Биологические объекты—генераторы и детекторы инерциальных волн. Для лучшего понимания излагаемого рекомендуем читателю еще раз прочесть §§ 16—17.

В §§ 15—16 мы пришли к заключению, что любое неинерциальное движение материальной системы, связанное с изменением ее энергии со временем, может служить источником возмущения фундаментального поля, которое в виде инерциальных волн будет распространяться, в пространстве с фундаментальной скоростью. И далее было показано, что биологические объекты могут служить источниками инерциальных волн.

Действительно, волны инерции возникают при любых ускоренных, в том числе колебательных процессах, сопряженных с потреблением энергии. Посредством этих волн вся информация об этих процессах (физических, химических и биологических) поступает в фундаментальное поле, и в нем «записываются» абсолютно точно и полно все события, происходящие в мире.

Описанные в предыдущем пункте механизмы памяти, жизнедеятельности организма, в том числе работы мышц, связаны с потреблением энергии, источником которой является молекула АТФ.

В § 17 было показано, что колебательный процесс биологических молекул в клетках вызывает «сгорание» АТФ и, наоборот, «сгорание» АТФ автоматически вызывает колебание биомолекул, сопряженно свя-

занных с АТФ. Там же было показано, что многочисленные, коллективно действующие биосцилляторы в биологических объектах, в том числе в мозге человека, могут генерировать инерциальные волны, переносящие информацию о жизнедеятельности организма, о процессах мышления и восприятия образов.

В свою очередь человеческий мозг обладает способностью (которую можно развивать) узнавать поступающую извне информацию в виде инерциальных волн, сравнивая ее с уже хранящейся в памяти информацией. Причем такое узнавание носит резонансный характер—сигналы вызывают колебания молекулярных связей биосцилляторов памяти, если «структура» сигналов (форма, частота, фаза, амплитуда) совпадает или близка к таковой, зарегистрированной в мозгу.

2. Трансформация в «эфир» человеческой сущности — «Я».

Приведенная выше логическая концепция говорит о том, что каждый процесс восприятия, узнавания и вытекающий отсюда процесс мышления непременно связан с возбуждением и интенсификацией фиксированных связей памяти. После завершения процесса узнавания или мышления колебания молекулярных цепей данного контура (или «узора») переходят в нормальный, «экономичный» режим. Поэтому эти процессы связаны с излучением электромагнитных и инерциальных волн, несущих полную информацию о содержании восприятия или мышления. Эти информационные сигналы в конечном счете достигают геонной короны Вселенной. Напомним, что относительно системы отсчета геона для получения информации откуда-бы ни было не требуется времени. Кроме того, как было показано в работе [47], даже относительно лабораторной системы отсчета существует возможность распространения информации со сверхсветовой скоростью. Таким образом, вся картина узнавания и мышления в человеческом мозге «вмиг» становится доступной бесконечному мозгу—геонной короне Вселенной.

Хорошо известно, что человеческая сущность, или «Я», не что иное, как полная филогенетическая и онтогенетическая информация, представленная в виде памяти. Духовная сущность человека в основном определяется опытом, приобретенным в течение всей его жизни. Человеческое «Я» не зависит от замены любого органа или даже всех органов его тела (разумеется, кроме мозга) органами другого человека или подобными искусственными органами, если его память сохраняется. Только «стирание» памяти человека приводит к «стиранию» его собственного «Я».

Это явление целиком обусловлено свойством информации. Согласно теории информации, всякая информация может возникать только из информации. Ее количество и содержание не меняются при преобразовании ее носителя. Иначе говоря, информация инвариантна по отношению к изменению материального и энергетического состояния ее

носителя. Всякое устройство, предназначенное для хранения информации, а также механизм передачи информации не определяются их конкретной природой. Последняя не может влиять ни на количество, ни на качество информации. Из этого закона теории информации следует, что принципиально носителем человеческого «Я» может быть не только мозг, но и любое устройство. Поэтому принципиально человеческая сущность («Я») может быть перенесена из одной «емкости» в другую, которая будет иметь совершенно другое устройство. Таким образом, человеческая сущность не зависит от того, является ли ее носителем совокупность молекул белков в состоянии колебательных движений или другие носители, скажем, электромагнитные, инерциальные и гравитационные волны.

Следует отметить, что мысль, подобная приведенной, вовсе не нова. Еще Норберт Винер [112], основоположник кибернетики, говорил о том, что человеческая сущность может «путешествовать по телеграфу». Так, он писал: «Тот факт, что мы не можем передавать телеграфно форму строения человека из одного места на другое, по-видимому, обусловлен техническими трудностями сохранения жизни организма во время такой радикальной перестройки». В другой работе [113] он поясняет свою мысль: «Я говорил, что в принципе возможно переслать человеческое существо по телеграфу. Позвольте мне тут же заметить, что трудности, возникающие при этом, намного превышают мои способности их преодолеть. В настоящее время, возможно и в течение всего существования человеческого рода, такая идея может оказаться практически неосуществимой, но это не значит, что ее нельзя постичь». Здесь Винера можно понимать так, что для телеграфной передачи человеческого существа посредством переноса организованной совокупности информации, хранящейся в нем в виде памяти, требуется предельно идеальная кибернетическая система. Но, как мы видели, из настоящей теории следует, что такая предельно идеальная кибернетическая система с бесконечной памятью и идеальными средствами переноса информации существует и всегда существовала в мире. Эта геонная система совместно с электромагнитными, гравитационно-инерциальными полями Вселенной.

Теперь на основании приведенных положений мы можем представить возможность передачи человеческой сущности в космос по электромагнитно-инерциальным волнам. Действительно, пусть в какой-то краткий промежуток времени по какой-то причине возбуждаются все центры памяти в логическом порядке. Кстати, как мы видели, в «экономичном» режиме они постоянно функционируют с поглощением энергии из молекул АТФ. Это означает, что в этот промежуток времени человеческое «Я» будет находиться в полностью возбужденном состоянии. И пусть после такого краткого периода возбуждения осцил-

ляторов памяти они переходят опять в нормальное состояние (покой мозга). Понятно, что в связи с таким переходом осцилляторов памяти из одних энергетических состояний в другие, по положениям квантовой теории и теории инерциального поля, они должны излучать электромагнитные и инерциальные волны. Эти волны, согласно вышеприведенным представлениям, будут нести полную информацию о сущности данного человека. Подобные и более резкие переходы состояния памяти должны происходить, когда внезапно и полностью «стирается» память.

Такое явление фактически всегда происходит с каждым человеком один раз в его жизни—в момент его смерти. Как мы видели, согласно настоящей теории механизма организации памяти, со смертью мозга его памяти моментально и полностью «стирается». Так вот, смерть мозга, то есть внезапный переход всех организованных колебательных движений молекул памяти в хаотическое тепловое движение, как отмечалось, сопровождается электромагнитными и инерциальными излучениями, которые должны содержать всю информацию о человеческой сущности со своим характерным проявлением самосознания.

К сказанному важно добавить, что процессу погашения функции человеческого мозга с передачей информации в космос должен предшествовать переход памяти в более «яркую» форму. Это обусловлено свойством самосохранения организма. И оно проявляется в том, что перед смертью человека в некоторый момент времени сильно функционирует механизм его жизнедеятельности за счет интенсивного расхода оставшегося запаса молекул АТФ. В организме, в том числе в мозгу, появляется сильная реакция возврата к жизни — предсмертная «вспышка». С этой реакцией непосредственно связана «вспышка» собственного «Я» с последующим переходом его в космос.

Итак, смерть мозга (переход его в хаотическое состояние) сопровождается излучением сущности данного индивидуума в «эфир» в виде электромагнитных и инерционных волн. Это означает, что смерть сопровождается переходом человеческого существа из временно-пространственного мира в мир без времени и пространства, в геонную систему. В геонной системе человеческое «Я» усиливается благодаря наложению волн—благодаря резонансной ассоциации с волнами себеподобных «Я», хранящихся в геонной памяти.

В связи с описанным явлением перехода информации из одного носителя в другой, следует отметить, что по-видимому, это явление в некотором отношении имеет универсальный характер. Оно заключается в том, что всякий раз, когда действующая организованная система переходит в хаотическое состояние, одновременно с этим происходит излучение (или вообще происходит утечка) информации об организации этой системы.

Приведенные рассуждения, естественно, приводят к мысли о возможности существования закона, по крайней мере, постоянства отношения информации и энтропии или, может быть, закона постоянства их суммы в мировом масштабе, если информация постоянно не растет. С этой точки зрения представление о Вселенной как некоей изолированной системе (в термодинамическом смысле), в которой энтропия стремится к максимуму и, следовательно, информация—к минимуму, для стационарной, вечно существующей Вселенной не может быть правильным. В процессе роста энтропии в данном месте одновременно происходит утечка оттуда эквивалентного количества информации и накопление ее в другом месте мира. Таким образом, в мировом масштабе, если происходит рост энтропии в одном участке мира, то одновременно с этим происходит уменьшение энтропии (рост информации) в другом месте. Напомним, что по установленному Винером и другими положению, информация связана с вероятностью такой же логарифмической функцией, как и энтропия, только с обратным знаком.

Это же заключение непосредственно вытекает из представления о стационарности Вселенной, о ее вечном существовании в активном состоянии развития и самоорганизации.

В заключение я считаю важным сказать следующее. Как известно, в настоящее время считается уже актуальной научная задача по поискам и обнаружению внеземных цивилизаций. Мне кажется, куда важнее для человечества проблема исследования и обнаружения фактов проявления бесконечного разума, а также его влияния на интуитивное мышление человека.

Многие читатели этой работы, знакомые с историей философии, несомненно заметят, что некоторые из приведенных здесь идей были высказаны в той или иной форме еще древними философами Индии, Китая и античного мира. Вообще говоря, это вполне нормальное явление. Ведь диалектическое развитие человеческого познания происходит по спирали. Часто идеи исторически повторяются, однако на новой ступени развития. Идеи древних философов о трансформации человеческой сущности, о бессмертии души почти всегда были смешаны с метафизикой и с религиозными догматами, и вообще, они постоянно были завуалированы мистицизмом. Да иначе и не могло быть. Несмотря на это, историческое развитие этих идей имеет большую научную ценность.

П Р И Л О Ж Е Н И Е II

Об информационных полях Вселенной

В виде тезиса отметим, что одним из основных источников информации в процессе эволюции растительного и животного мира и в процессе развития познания и этических норм человеческого общества является геонная корона Вселенной.

§ 1 Энтропия и вероятность

По теореме Больцмана—Планка, энтропия пропорциональна логарифму термодинамической вероятности,

$$S' = k_B \ln W. \quad (1.1)$$

Здесь k_B —постоянная Больцмана и W —термодинамическая вероятность, которая формально означает число способов размещения молекул по возможным энергетическим состояниям или общее число способов, которыми может быть осуществлено данное состояние. Каждое состояние с определенным распределением частиц в пространстве и по возможным значениям энергии называется **микросостоянием**. Одному макросостоянию соответствует множество микросостояний. **Термодинамическая вероятность есть число микросостояний, соответствующих данному макросостоянию**. Здесь эти известные положения приведены и уточнены с целью выяснения одного из принципиальных вопросов статистической физики, о котором речь пойдет дальше.

Как известно, в теории вероятности понятие вероятности определяется как отношение числа случаев, благоприятствующих осуществлению данного события, к общему числу возможных случаев. Однако в общем случае для многочисленных событий для осуществления желаемого или ожидаемого события определение полного числа возможных случаев чрезвычайно затруднительно. Поэтому в статистической физике введено понятие «термодинамической вероятности», которая, как мы видели, подразумевает только число случаев, благоприятствующих наступлению данного события. Таким образом, в выражении (1.1) для энтропии фактически не фигурирует некоторая постоянная S_0 , т. е.

$$S = k_B \ln W + S_0 = S' + S_0, \quad (1.2)$$

Это положение статистической физики полностью соответствует термодинамике, согласно которой энтропия может быть определена с точностью до некоторой постоянной. В самом деле, второй закон термодинамики

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (1.3)$$

определяет энтропию только в дифференциальной форме: при интегрировании (1.3) постоянная интегрирования определяется только при помощи постулата Нернста (тепловой теоремы), которая, кстати, подтверждается квантовой статистикой.

Итак, при стремлении температуры T к нулю выражение (1.2) вместе с S_0 также стремится к нулю, т. е.

$$S' + S_0 \equiv k_B \ln W + S_0 \rightarrow 0 \quad (T \rightarrow 0, \quad W \rightarrow 1). \quad (1.4)$$

Иначе говоря, при абсолютном нуле, согласно статистической термодинамике $W=1$, а это значит, что вещество полностью переходит в состояние вырождения. При этом считается, что и $S \rightarrow 0$.

Однако, судя по известным положениям о понятии изменения информации ΔI_n , как меры изменения отрицательной энтропии,

$$\Delta I_n = -\Delta S = \Delta H, \quad (1.5)$$

где

$$H = -\sum p_i \log p_i, \quad \sum p_i = 1, \quad (1.6)$$

($p_i \leq 1$ —математическая вероятность).

Мы приходим к логическому заключению, что в масштабе Вселенной выражение (1.4) может быть обобщено, т. е.

$$S_i + k_B \ln W = 0, \quad (T \geq 0, \quad W \geq 1). \quad (1.7)$$

При этом следует учесть, что подинтегральная функция воображаемого исходного выражения для получения формулы (1.2) для общего случая, в масштабе Вселенной, должна быть чрезвычайно сложной функцией от многих параметров. И этот исходный интеграл фактически можно представить, как большой (или даже бесконечный) ряд интегралов с таким же числом постоянных интегрирования. Таким образом, в этих условиях «постоянная» интегрирования S_0 в (1.2) и, следовательно, в (1.7) вовсе не постоянная; она может изменяться в зависимости от изменения всевозможных факторов, влияющих на энтропию, как, например, от термодинамических или обобщенных сил, о которых речь пойдет ниже, а также от доли участия, соответствующих интегралов указанного ряда, которая может изменяться от многих факторов.

Из соотношения (1.7) следует, что

$$S_0 = k_B \ln \frac{1}{W}, \quad (1.8)$$

где S_0 —можно рассматривать, как отрицательную энтропию, или, по выражению Бриллюэна—негэнтропию. Величина $\frac{1}{W}$, по определению Шредингера, есть мера упорядоченности, в противоположность K —меры неопределенности.

Таким образом, исходя из обобщения выражения (1.4), мы пришли к заключению, что в самой исходной формуле статистической физики, в формуле Больцмана—Планка, заключена отрицательная составляющая энтропии—негэнтропия. И в больших масштабах пространства-времени, в масштабе Вселенной, должен действовать фундаментальный закон, согласно которому сумма энтропии и негэнтропии мира равна нулю.

§ 2. Об источниках негэнтропии мира

Как мы увидим, источниками негэнтропии прежде всего являются всевозможные поля: гравитационное, инерциальное, электромагнитное, слабое и сильное ядерные поля. Потoki излучений этих полей также создают негэнтропию.

То, что негэнтропия связана с потенциалами всевозможных полей во Вселенной, можно показать, хотя бы на основании совместного выражения первого и второго начала термодинамики

$$dS \geq \frac{dU - \sum X_i dx_i}{T} \quad (2.1)$$

Здесь X_i —термодинамические силы и x_i —термодинамические координаты, соответствующие обобщенным работам $X dx$. К термодинамическим силам относятся: температура (T), давление с обратным знаком ($-p$), векторы напряженностей электрического, магнитного и гравитационного полей (E_e , H , E_g), поверхностное натяжение (σ), деформационное напряжение (σ_{ij}), химический потенциал (μ) и т. д. К термодинамическим координатам относятся: энтропия (S), объем (V), вектор электростатической индукции (D), вектор магнитной индукции (B), поверхность тела (Ω), масса, выраженная в молях или число молекул (N) и т. п. $dQ = TdS$ —можно рассматривать, как термическую работу. В (2.1) знак неравенства относится к неравновесным (необратимым) процессам.

Выражение (2.1) при постоянных термодинамических силах X_i можно записать в следующем виде:

$$\Delta S \approx \frac{1}{T} (\Delta U - \Sigma X_i \Delta x_i). \quad (2.2)$$

И тогда, согласно соотношениям (1.5) и (1.7), изменение отрицательной энтропии, или изменение информации общей системы (Вселенной) будет определяться по формуле:

$$\Delta I_n = -\Delta S \approx \frac{1}{T} (-\Delta U + \Sigma X_i \Delta x_i). \quad (2.3)$$

Эта формула показывает, что положительное изменение неэнтропии или информации Вселенной действительно обусловлено потенциалами всевозможных полей, свободной энергией (обобщенной работой), выходяемой или излучаемой этими полями.

§ 3. Информация, как организующий и созидющий фактор мира

Прежде уточним рассматриваемое здесь понятие информации. Как известно, информация—это основное понятие теории управления и самоуправления, основной предмет кибернетики. По определению Винера «информация—это мера упорядоченности строения и действия системы, их физической маловероятности, показатель того, насколько строение данной системы и процессы, совершающиеся в ней, отличаются от хаоса, или насколько организована или целесообразна данная система... Чрезвычайно важно отметить, что информация—это не вещество и не энергия»; [112], однако носителем информации всегда является вещество (материя), в том числе электромагнитные, гравитационные, инерциальные и звуковые волны. Более того, информация не только не может проявляться без материи, но и сама материя в своих всевозможных проявлениях не может быть представлена без информации.

В более общем смысле под понятием информации здесь мы подразумеваем всевозможные сведения об окружающем мире, о происходящих и протекающих в нем явлениях и процессах. Эти сведения включают в себя все накопленное человеческом знании во всех областях науки и техники, философии и искусства. Те же явления и процессы, происходящие в мире, о которых однако пока нет сведений или которые могут совершаться только в будущем в результате эволюции процессов, можно рассматривать как потенциальную информацию.

Итак, организующее начало порядка непосредственно связано с совокупностью информации о мире, подобно тому, как начало создания хаоса связано с энтропией. Закономерности развития материального мира на всех уровнях его организации, начиная с образования элементарных частиц, атомов и молекул, с возникновении небесных

тел, туманностей и галактик и кончая образованием сложных биологических систем и интеллектуальных кибернетических систем, непосредственно связаны с энтропийно-информационными соотношениями, подобными соотношениям (1.5—1.8). Эти положения, точнее, принципы, в настоящее время хорошо известны и общепризнаны.

Как мы видели, рост отрицательной энтропии, следовательно, рост информации в основном связан с воздействием физических полей, в том числе электрических, гравитационных, инерциальных и т. д. Таким образом, эти поля являются факторами самоорганизации материи. Элементарными примерами такой самоорганизации материи могут служить образование небесных тел и галактик из хаотического распределения масс под действием их гравитационных полей, образование кристаллических и молекулярных систем из хаотически распределенных атомов и ионов под действием их электрических полей и т. д.

Упорядоченные системы, если они излучают электромагнитные и инерциальные (или другие) излучения, сами могут стать источниками отрицательной энтропии—информации. Действительно, волны, исходящие из упорядоченной системы и обязательно несущие информацию о ее структуре и действии, способны вызывать такой «резонанс» в неупорядоченной материальной системе, что при наличии источников энергии, питающей данную систему, среди многих путей ее эволюции наиболее вероятным будет путь образования упорядоченной системы, частично или полностью соответствующий излучающей системе. Нам кажется, подобные действия упорядоченных систем во Вселенной являются главными условиями развития животного и растительного мира, факторами интуитивного мышления человека.

! Механизм подобного действия упорядочения (самоорганизации) можно элементарно представить следующим образом. Поступающие излучения из упорядоченной системы (несущие информацию) могут частично или полностью поглощаться неупорядоченной системой, если в процессе ее эволюции, точнее, в стохастическом процессе изменений ее структуры и действия создается такая случайная ситуация, когда ее структура частично или полностью становится подобной структуре и действию излучающей системы. В этом случае обе системы будут находиться в состоянии, подобном состоянию резонанса. И такое случайное состояние до этого неупорядоченной системы, которое в обычных условиях может возникнуть и быстро же исчезать, становится устойчивым; она фактически превращается в действующий механизм с потреблением энергии для поддержания новых появляющихся функций этой системы. Потребление энергии при действии механизма или действие механизма при потреблении энергии, фактически, есть возникновение обратной связи для функционирования данной системы.

Таким образом, лучистые источники внешней информации всегда фиксируют случайные события, соответствующие этой информации.

Это означает, что в таких условиях подобные случайные события приобретают наибольшую вероятность по сравнению с другими событиями стохастического процесса изменения данной системы.

Источниками свободной энергии для обеспечения действия подобных механизмов могут служить Солнце и другие звезды, испускающие фотоэнергию: при этом в качестве самоорганизующихся систем могут быть организмы из растительного мира. Другими непосредственными источниками энергии для развития систем животного мира, как мы видели в приложении I, являются молекулы аденозинтрифосфата (АТФ). Эволюция животного мира, в том числе человеческого разума и его интуитивной деятельности, как отмечалось, должна была совершаться при наличии соответствующего упорядоченного источника информации.

Для развития человеческого общества существуют и другие поля, источники отрицательной энтропии, которые возникают с процессами эволюции развития человеческого общества. К их числу можно отнести все возможные явления и законы мира, которые раскрываются человеком. Иначе говоря, информация, открытая человеком, становится источником для открытия другой информации из ее потенциального состояния. Каждое новое научное открытие эквивалентно информационному (негэнтропийному) полю, которое приводит к детерминированию (упорядочению) мышления и познания человека.

Еще раз отметим, что подобные поля не создаются человеком, а открываются им, следовательно, эти поля потенциально или непотенциально существуют в мире. К числу подобных потенциальных и непотенциальных полей информации относятся также вся математическая логика со своими законами и, мне кажется, также этические нормы поведения человека и человеческого общества. Они не создаются человеком, а лишь открываются им из их потенциального состояния.

Касаясь этических норм и принципов, отметим, что в других мирах и в других исторических эпохах человеческого общества не существуют и не могли существовать разные принципы этики, подобно тому, как не может и не могло существовать другой реальной математической логики при данных аксиомах, не соответствующей таковой логике для нашего мира, или даже подобно тому, как не могут существовать различные грамматические основы разных языков, совершенно независимых и даже совершенно изолированных друг от друга наций. Различия или особенности этических положений для разных народов и разных эпох заключаются только в разной степени их раскрытия. Так что нет разных принципов этики для разных народов; есть только разная степень раскрытия этических норм из их потенциального состояния. Различное поведение людей часто не связано с этическими принципами данного общества или данного народа.

Приведенные соображения, естественно, не могут не привести нас к постулированию существования в мире в высшей степени организованной системы, являющейся источником информации-негэнтропии, обуславливающей эволюцию и развитие не только человеческого разума, но и его нравственных норм. Действительно, если отрицательная энтропия является самоорганизующим фактором, началом порядка, что подтверждается эволюцией животного и растительного мира и многими другими примерами, то в качестве логического следствия, эвристически, можно прийти к заключению, что такая система с накопленной информацией, как геонная корона, которая в стационарной Вселенной существует вечно, должна была рано или поздно в течении вечного продолжающегося времени подвергнуться самоорганизации, подобно человеческому мозгу, и приобрести свойство сверхмощной и сверхмогучей кибернетической системы, приобрести Всевышний разум.

Эта проблема была обсуждена в приложении I; здесь лишь отметим, что благодаря непрерывным процессам обновления геонной короны информацией и излучением информации, эта единая кибернетическая система стремится непрерывно и бесконечно развиваться. Хотя нам трудно понять, как может бесконечность развиваться дальше, но это, по-видимому, все-таки так.

Из приведенных выше соображений также следует, что геонная корона—сверхмощный источник информации, действительно является информационным полем, под действием которого происходит эволюция и самоорганизация растительного и животного мира, эволюция процессов научного раскрытия научно-технического и философско-этического знания человечества.

§ 4. О нескончаемой борьбе двух начал—добра и зла

Конечное и обобщающее заключение, вытекающее из приведенных рассуждений, можно представить в следующем виде. Эволюция мировых процессов, преломленная через психику человека, проявляется обычно в виде существования в мире двух начал: начала добра и начала зла. Развитие мира на всех его уровнях обнаруживает нескончаемую борьбу между указанными двумя противоположными началами, фактически, между энтропией с негэнтропией, или иначе, между беспорядком и порядком. Первое стремится к увеличению хаоса путем поддержания малоценных—неустойчивых и саморазрушающихся систем и организмов вообще, второе—к образованию упорядоченных (и часто, с точки зрения человека, ценных и полезных) структур и систем. Бесконечное злое начало приводит к уничтожению и гибели многих организаций и систем, а доброе—создает устойчивые организмы и системы.

Мировой злой дух, Мефистофель, гордился результатами своих злодеяний. Мир настолько плох, говорил он, что не в состоянии больше творить зло. И вместе с тем он трепетал перед существующим в мире непобедимым началом любви, которая есть проявление добра.

Многие великие мыслители, в том числе Иоган Вольфганг Гете, по-своему познали борьбу между добром и злом, не зная о существовании величайшего принципа мира, об антагонистической взаимосвязи между энтропией и неэнтропией, между началом разрушения—энтропией и началом организации и творчества—информацией

Борьба за существование, борьба за создание или возникновение лучшего, по представлению Людвиг Больцмана—это борьба за уменьшение энтропии, значит, это борьба за увеличение информации. Этот общий принцип, как было отмечено, лежит в основе формирования, самоорганизации и существования всех систем в неорганическом, растительном и животном мире на всех уровнях их образования и эволюции. Этому же принципу подчиняются и эволюция познания и этического развития человечества.

Таким образом, в основе общего механизма всех эволюционных процессов лежит положительное изменение (рост) информации в любой ее форме, источником которой являются всевозможные физические и нефизические поля и, в основном, информационное поле геонной короны Вселенной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davtyan O. K., Ann. Physik, Leipz., 36, 927 (1979).
2. Вяльцев А. И. Дискретное пространство-время, М.: Наука, 1965.
3. Риман Б., Сочинения, М.—Л., ГТТИ, 1948, с. 279.
4. Эйнштейн А., Собрание научных трудов. Т. II, М., Наука, 1923, с. 88.
5. Пуанкаре А., Последние мысли, 1923, с. 99.
6. Furth K., Z. Physik. 57, 429 (1929).
7. Гейзенберг В., Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. М.: Мир, 1968.
8. Flint H., Proceed. Royal Soc., London, A, 150, 421 (1935); Proceed. of the Phys., London, 48, 433 (1936); Phys. Rev., 74, 209 (1948).
9. March A., Z. Phys., 106, 49 (1937); 144 (1937).
10. Snyder H., Phys. Rev., 71, 38 (1947).
11. Ambartsumian V., Iwanenko D., Z. Phys., 64, 563 (1930).
12. Darling B., Phys. Rev., 80, 480 (1950); 91, 1852 (1953).
13. Dus A., Nuovo Cimento, 18, 482 (1960).
14. Паули В., Общие принципы волновой механики, М., 1947, с. 329.
15. Watagin G., Z. Phys., 88, 92, 647 (1934).
16. Rayski I., Acta Phys. Polon., 9, 87 (1947).
17. Scherzer O., Ann. Physik, 34, 585 (1939).
18. Foldy L., Wouthusen S., Phys. Rev., 78, 29 (1950)
19. Snyder H., Phys. Rev., 72, 68 (1947).
20. Rayski I., Acta Phys. Polon., 15, 99 (1956).
21. Markov M. A., Ann. Physik, 59, 11 (1970).
22. Heisenberg W., Z. Phys., 65, 4 (1930); Z. Phys., 110, 951 (1930); Ann. Physik, 32, 20 (1933); Zeitschr. f. Naturforschung, I, 608 (1948); Naturwissenschaften, 45, 827 (1958).
23. Иваненко Д., Вопросы философии, 5, 86 (1958).
24. Тамм И., УФН, 59, 9 (1950); Вестник АН СССР, № 29, 28, 1967.
25. Блохинцев Д., Пространство и время в микромире, М.: Наука, 1967.
26. Гейзенберг В., Нелинейная квантовая теория поля. Сб., М., 1959, с. 11—62.

27. Heisenberg W., Z.Phys., 110, 251 (1938); 120, 531, 673 (1943).
28. Ладжинская С. А., Успехи математических наук, 12, 123, (1957).
29. Clifford W., Lectures and Essays, vol. 1, London, 1901, pp. 120—138.
30. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Релятивистская квантовая теория, часть 1, М.: Наука, 1968, § 2.
31. Davtyan O. K., Ann. Physik, Leipz, 35, 268 (1978).
32. Yang C. N., Mills R. Phys. Rev., 96, 1911 (1954).
33. Hawking S. W., Rocek M. (Ed), Super space and Supergravity, Cambridge Univ. Press, 1981.
34. Kaluza Th., Sitzungsber. d. Pruss. Akad. d. Wiss., p. 966, 1921.
35. Klein O., Z. Phys., 37, 895 (1926).
36. Cho Y. M., J. Math. Phys., 16, 2029 (1975).
Cho Y. M., Jang P. S., Phys. Rev. Ser. D, 12, 3789 (1975).
37. De Witt B., In: Dynamical Theory of Groups and Fields—N. Y.: Gordon and Breach, 1965.
38. Grammer E., Julia B., Phys. Lett. Ser. B. 80, 48 (1978).
39. Grammer E., Ferrari S., Scherk Y., Phys. Lett., Ser. B., 24, 61 (1978).
40. Бриллюэн Л., Новые взгляды на теорию относительности, М.: Мир, 1972, Гл. 3, § 4.
41. Volker Heine, Group Theory in Quantum Mechanics, Pergamon Press, London—Oxford—New York—Paris, 1960, § 32.
42. Гинзбург В. Л., ЖЭТФ, 13, 33 (1943).
43. Vhabha N. I., Rev. Mod. Phys., 17, 200 (1945).
44. Гельфанд И. М., Яглом А. М., ЖЭТФ, 18, 703 (1948).
45. Картан Э., Теория спиноров, ИЛ, 1947.
46. Mendel Sachs, Quantum Mechanics from General Relativity. An Appreximation for a Theory of Inertia. D. Reidel Publishing Company. 1986.
47. Давтян О. К., Карамян Г. Г., Теория инерциального поля и квантовой корреляции, Изд. АН Арм. ССР, 1987.
48. Davtyan O. K., Ann. Physik, Leipz, 35, 247 (1987).
49. Васильев Л. Л., Экспериментальные исследования мысленного внушения. Л.: Изд. ЛГУ, 1962.
50. Максимов И. М., Тысячелетие открытия.—Геология рудных месторождения, № 5, 1970.
51. Фюрон Р., Проблема воды на земном шаре. Л., Гидрометеонизд. 1966.
52. Брук А., Кинг В., Применение геологии на войне, ОНТИ, М.—Л., 1934.
53. Сочеванов И. И., Матвеев В. С., Биофизический метод в геологических исследованиях.—Геология рудных месторождений, № 5, 1976.
54. Hartman H., Max Plank, Otto Verlag, Basel, 1953.
55. Dirac P. A., Phys. Rev., 114, 924 (1959).
56. Feynman R. P., Acta Phys. Polon., 24, 697 (1963).
57. Weinberg S., Phys. Lett., 9, 357 (1964); Phys. Rev., 135, B 1049 (1964); Phys. Rev., 140, B516 (1965).
58. Нордон А. П., Пространство афинной связности. Г. тех. изд., М., 1950.
59. Петров А. З., Новые методы в общей теории относительности. М.: Наука, 1966.
60. Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, Г. тех. изд. М., 1953.
61. Davtyan O. K., Ann. Phys., Leipz., 35, 247 (1978).
62. Bruns C., Dice R. H., Phys. Rev., 124, 925 (1961).
63. Dice R. H., Phys. Rev., 125, 2163 (1962).
64. Станюкович К. П., ДАН, т. 119, № 4, (1958).
65. Зайцев Н. И., Колесников С. М., Сб. Проблемы теории гравитации и энергии частиц, вып. 4, Атомиздат, 1970, с. 24.
66. Hoyle F., Proc. Roy. Soc., A 273, 7 (1963).
67. Hoyle F., Narlikar J., Proc. Roy. Soc., A 290, 143 (1966); A 294, 138 (1966).
68. Jordan P., Swerkraft und Weltall, Braunschweig (1955).
69. Rosen N., Phys. Rev., 57, 147, (1940).
70. Kohler Z., Phys., 131, 571; 134, 286, 306 (1954).
71. Treder H.—J., Gravitations Theorie und Aquivalenzprinzip, Akad.—Verlag, Berlin, 1971.
72. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения, М., 1955, § 61.
73. Fridman A., Z. Phys., 10, 377 (1922).
74. Hubble E., Month. Not. Roy. Astron. Soc., 113, 658 (1953).
75. Bondi R., Gold T., Month. Not. Roy. Astron. Soc., 108, 252, (1948).
76. Hoyle F., Month. Not. Roy. Astron. Soc., 108, 372 (1948).
77. Ponzias A. A., Wilson R. W., Ap. J., 148, 419 (1965).
78. Нарликар Д. В., Курьер Юнеско, 10, 1984, ст. 13.
79. Альфвен Х., Сб., «Будущее науки», 1979, ст. 64.
80. Davtyan O. K., Ann. Phys., Leipz., 36, 217 (1979).
81. Robertson H. R., Ap. J., 82, 284 (1935).
82. Wolker A. G., Proc. London Noth. Soc. (2), 42, (1936).
83. Weinberg S., Gravitation and Cosmology, John Wiley Sons, New York—Sydney—Toronto, 1972.
84. Openheimer J. R., Snyder H., Phys. Rev., 56, 455 (1939).
85. Einstein A., The Meaning of Relativity, Princeton, 1953.
86. Уилер Дж., Гравитация, нейтрино и Вселенная, ИЛ, М., 1962, гл. 1.

87. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, Наука, М., 1973, § 87.
88. Von Laue M., Sitzber Press Akad. Wiss., 723 (1931).
89. Davtyan O. K., Ann. Phys. Leipz, 35, 268 (1978).
90. Mc Vittie, Handbuch der Physik, Bd. 53, Berlin, 1959, S. 455.
91. Baum W. A., Trans. Astron. 10, 473 (1950).
92. Thirring H., Lens J., Z. Phys., 19, 156 (1918).
93. Hawking S. W., Phys. Rev., D 13, 193 (1976).
94. Georgi H., Glashow S. L., Phys. Rev. Lett., 32, 438 (1974).
95. Georgi H., Nature, 298, 649 (1980).
96. Davtyan O. K., Ann. Phys., Leipz., 35, 116 (1978).
97. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, «Наука», М., 1973, § 114.
98. Фок В. А., Теория пространства, времени и тяготения, М., 1955, § 95.
99. Webster A., The Cosmic Background Radiation, Scientific American, 231 (2) (1974).
100. Bergmann P. G., Introduction to the Theory of Relativity, Chapt. XI V, 1952.
101. Kerr R. P., Phys. Rev. Lett., 11, 237 (1963).
102. Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Лычков Б. И., Степанян А. А., УФН, 145, (1985).
103. Амбарцумян В. А., Научные труды, т. 1, 2, Ереван, 1960.
104. Thorne S., Scientific American, 231 (6) 1974.
105. Oort J., Distribution of Galaxies and Density in Universe (Solvay conf., 1958), Brussell, 1959.
106. Винер Н., Новые главы кибернетики, «Советское радио», 1963.
107. Амбарцумян В. А., Внеземные цивилизации. Труды совещания в Бюракане, 1964, Изд. АН. Арм. ССР, 1965.
108. Колмогоров А., Только автомат? Нет, мыслящее существо, Сб.: Кибернетика ожидания и кибернетика неожиданя по ред. А. И. Берга и Э. Кольмана, «Наука», 1968, с. 15—16.
109. Сент-Дьердьи А. Биоэлектроника, «Мир», М., 1971.
110. Давтян О. К. Проблема непосредственного превращения энергии топлива в электрическую, Изд. АН. СССР, 1947.
111. Давтян О. К., Квантовая химия, Изд. «Высшая школа», 1962.
112. Винер Н., Кибернетика и общество, ИЛ, 1958, ст. 118.
113. Винер Н., Об обучающихся самовоспроизводящихся машинах. Сб.: Кибернетика ожидания и кибернетика неожиданя. Под ред. А. И. Берга и Э. Кольмана, «Наука», 1963, с. 51.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
РАЗДЕЛ I	
Основы теории фундаментального поля и следствия, вытекающие из нее	10
Введение	11
Глава I. Основы теории фундаментального поля (ФП). . .	17
§ 1. Дискретное пространство-время (ДПВ)	17
§ 2. Квантовая энергия и волны излучения	36
§ 3. Волновые свойства материи	44
§ 4. Основные элементы квантовой механики	48
§ 5. Вторичное квантование как естественный подход к описанию явлений сопряжения микрочастиц с фундаментальным полем	55
Глава II. Специальная теория относительности как следствие теории ФП	63
§ 6. Уравнения сопряжения ФП с материей	63
§ 7. Об инвариантности уравнений сопряжения и следствия, вытекающих из них	69
§ 8. Преобразования Лоренца	78
§ 9. Обобщенные уравнения сопряжения	83
Глава III. Релятивистские волновые уравнения как следствия теории ФП	94
§ 10. Релятивистские инвариантные волновые уравнения	94
§ 11. Ковариантные уравнения сопряжения материи со спинорно-фундаментальным полем—уравнения единого поля	106
РАЗДЕЛ II	
Теория инерциального и гравитационного полей	113
Глава IV. Теория инерциального поля	114
§ 12. Некоторые важные исторические сведения	114
§ 13. Инерциальное поле как локальное возмущение фундаментального поля	120
§ 14. О физических эффектах, возникающих при абсолютном движении тел. Об асимметрии инерциальных систем отсчета	131

§ 15. Волны инерции	136
§ 16. О наблюдаемых явлениях инерциальных волн	141
§ 17. О возможности генерации и детектирования инерциальных волн	147
§ 18. Квантовые и классические уравнения инерциального поля с точки зрения квантовых полей	155
Глава V. Теория гравитационно-инерциального поля	167
§ 19. О дискретном римановом пространстве-времени	167
§ 20. Уравнения гравитационно-инерциального поля	170
§ 21. Решение некоторых известных задач ОТО с помощью полученных уравнений	183
РАЗДЕЛ III	
Проблемы космологии	
Глава VI. Приложение уравнений гравитационно-инерциального поля к космологическим проблемам	199
§ 22. Закон Хаббла, как универсальный закон для критических систем	206
§ 23. Закон Хаббла, как закон свободного движения тел в общегравитационном фоне Вселенной	214
§ 24. Вселенная под шварцшильдовской поверхностью	218
§ 25. Гравитационная и хаббловская аннигиляция вещества. Критические системы как геонные короны	225
Глава VII. Излучение геонных корон критических систем. Стационарная Вселенная	232
§ 26. Квантовые переходы в энергетически возбужденном фундаментальном поле. Тепловые излучения геонных корон критических систем	232
§ 27. Аннигиляция и рождение частиц вблизи геонных корон. Интерпретация на основе существующей единой теории поля	242
§ 28. Тепловое и нетепловое излучения геонной короны Вселенной (классические представления)	253
§ 29. Излучения «черных дыр»	267
§ 30. О стационарности Вселенной. Определение ее универсальных постоянных	274
Приложение I Стационарная Вселенная и разум	282
Приложение II Об информационных полях Вселенной	282
Литература	307

Оганес Каралетович Давтян

ТЕОРИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОЛЯ

Редактор издательства Р. Г. Григорян

Научный редактор Г. Г. Карамян

Художник и художественный редактор Г. М. Ованнисян

Технический редактор А. Ц. Варданян

ИБ-6978

Сдано в набор 27.08.93 г. Подписано в печать 24.03.1995 г. Формат 84 × 108^{1/32}. Бумага типографская № 2. Гарнитура «Литературная». Печать высокая, усл. печ. л., 16,43, уч. изд. л. 15,16. Тираж 1000. Заказ 939. Цена договорная. Издательство «Айтастан». 375009, Ереван-9, ул. Ав. Исаакяна, 28.

ДОМ ПЕЧАТИ «АКОП МЕГАПАРТ»

Управления по издательскому делу при правительстве РА.
Ереван-9, ул. Теряна, 91.

НАУКОВА БІБЛІОТЕКА ОНУ імені І. І. МЕЧНИКОВА