СТИВЕН ХОКИНГ
И РОДЖЕР ПЕНРОУЗ

ПРИРОДА
ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ОБРАЗ ВСЕЛЕННОЙ

МИР
СТИВЕНА
ХОКИНГА

СТИВЕН ХОКИНГ

Природа пространства и времени

ОГИЗ
Издательство АСТ

УДК 524.8
ББК 22.68
Х70

Перевод оригинального издания:

Stephen Hawking
Roger Penrose
THE NATURE OF SPACE AND TIME

Печатается с разрешения издательства Princeton University Press *и при содействии литературного агентства «Синопсис».*

Хокинг, Стивен.

Х70 Природа пространства и времени / С. Хокинг; пер. с англ. О. С. Сажиной. — Москва : АСТ, 2018. — 192 с. : ил. — (Мир Стивена Хокинга).

ISBN 978-5-17-982751-1 (ООО «Издательство АСТ»)

Эйнштейн писал, что самое непостижимое во Вселенной то, что она постижима. Другими словами, в мире нет места непредсказуемому. Но был ли он прав? Можно ли объединить квантовую теорию поля и общую теорию относительности, самые успешные физические теории, в одну — теорию квантовой гравитации, или теорию всего? Можно ли соотнести квантовую реальность и безграничный космос? Именно этому посвящена дискуссия двух ведущих физиков-теоретиков планеты: позитивиста Стивена Хокинга и реалиста Роджера Пенроуза. Первый уверен, что ОТО не способна описать момент образования Вселенной — только новая объединенная теория, принимающая условие об отсутствии границ, сможет объяснить данные наблюдений. Второй же, равно как Альберт Эйнштейн, ставит под сомнение безоговорочность квантовой теории и уверен, что Вселенная будет расширяться вечно, и это можно объяснить посредством геометрии световых конусов, сжатия и искажения ткани пространства-времени и его собственной твисторной теории. Аргументы и контраргументы — на привычном для ученых языке формул и строгих рассуждений — авторы представили в формате лекций, которые изначально были прочитаны в Институте математических наук Исаака Ньютона (Кембридж).

Перевод выполнен с тринадцатого издания. Послесловие отредактировано авторами в 2010 году.

УДК 524.8
ББК 22.68

ISBN 978-5-17-982751-1

ПРИРОДА ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

В 1994 году на протяжении шести месяцев в Институте математических наук Исаака Ньютона в Кембриджском университете проходили беседы Роджера Пенроуза и Стивена Хокинга. В этой книге представлена та часть их дискуссии, которая достигла наивысшего накала. Речь идет о серьезном обсуждении некоторых наиболее фундаментальных идей о природе Вселенной. Конечно, до конца пути еще далеко — неопределенности и разногласия сохраняются до сих пор, и о них можно спорить.

Около 60 лет назад имел место знаменитый и продолжительный спор между Нильсом Бором и Альбертом Эйнштейном об основах квантовой механики. Эйнштейн отказывался признавать, что квантовая механика — это окончательная теория. Из общих философских соображений он находил ее неадекватной и поэтому вел жесткую борьбу с Бором, который представлял ортодоксальную точку зрения Копенгагенской школы (согласно копенгагенской интерпретации квантовой механики, эта наука описывает не сами микрообъекты, а только их свойства, проявляющиеся при взаимодействии с измерительными приборами; «поведение атомных объектов невозможно резко отграничить от их взаимодействия с измерительными приборами, фиксирующими условия, при которых происходит явление». (Цит. по: Н. Бор «Дискуссии с Эйнштейном о проблемах теории познания в атомной физике. Атомная физика и человеческое познание». — *Прим. перев.*). В этом контексте спор Пенроуза с Хокингом представляется продолжением всех тех ранее высказанных аргументов: теперь Пенроуз «играет роль» Эйнштейна, а Хокинг придерживается позиции Бора. Современные проблемы усложнились и расширились, но попрежнему представляют собой сочетание математических аргументов и философских положений. Квантовая механика (или ее более сложный вариант — квантовая теория поля) теперь глубоко развита и математически успешна, даже не смотря на существование таких скептиков, как Роджер Пенроуз. Общая теория относительности (эйнштейновская теория гравитации) в равной степени выдержала испытание временем и добилась замечательных успехов, несмотря на некоторые проблемы касательно роли сингулярностей в черных дырах.

Превалирующая нота дискуссии Хокинга и Пенроуза — возможность сочетания этих двух успешных теорий, вопрос о построении «квантовой гравитации». Эта задача насыщена как идейными, так и математическими трудностями, что и является полем для аргументации обеих сторон. В числе примеров обсуждаемых фундаментальных вопросов — «стрела времени», начальные условия рождения Вселенной, поглощение информации черными дырами. По ним — и по многим другим — Хокинг и Пенроуз имеют собственные, немного отличающиеся мнения. Их доводы аккуратно иллюстрируются как математическими выкладками, так и физическими пояснениями, а формат диалога позволяет плодотворно обмениваться критикой.

Несмотря на то, что представленная информация требует математических знаний и понимания физических процессов, большинство рассуждений ведется на более высоком (или более глубоком) понятийном уровне, который заинтересует широкую аудиторию. Во всяком случае, читатель станет свидетелем масштабов и тонкостей обсуждаемых идей, проникнется труднейшей проблемой создания согласованной картины Вселенной, которая в полной мере должна учитывать и гравитацию, и квантовую теорию.

Майкл Атья

Авторы, издатель и Институт математических наук Исаака Ньютона выражают глубокую признательность следующим людям, помогавшим в подготовке серий лекций и этой книги:

Мэтьюзу Р. Габердилу,
Саймону Джиллу,
Джонатану Б. Роджерсу,
Дэниэлу Р. Д. Скотту
и Полу А. Шаху.

Глава 1

КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Стивен Хокинг

В этих лекциях Роджер Пенроуз и я расскажем, как мы себе представляем природу пространства и времени. Наши точки зрения связаны, но во многом различны. Мы будем говорить поочередно, дав по три лекции каждый, после чего обсудим различие наших подходов. Хочу обратить внимание, что представленный материал рассчитан на подготовленных читателей, имеющих базовое понятие об общей теории относительности и о квантовой теории.

Ричард Фейнман как-то написал короткую статью о своих впечатлениях от конференции по общей теории относительности. Думаю, это была Варшавская конференция 1962 года. По его мнению, компетенция участников была крайне низка, а их работы незначительны. В большой степени благодаря работам Роджера Пенроуза, общая теория относительности вскоре приобрела гораздо более высокую репутацию (в становление общей теории относительности основной вклад внесли американские ученые Дж. Уилер и К. Торн, а также советский ученый Я. Б. Зельдович; т. н. тетрадный формализм Ньюмена — Пенроуза (1962 г.), основанный на спинорных методах и адаптированный для случая четырехмерной лоренцевой метрики, когда вместо ортонормированного базиса выбирается изотропная тетрада, эффективен для решения некоторых задач общей теории относительности, например для алгебраически специальных пространств-времен, но широкого распространения этот метод не получил. — *Прим.*

перев.). До этого общая теория относительности была сформулирована как беспорядочный набор уравнений в частных производных в одной координатной системе. Найдя очередное решение этих уравнений, люди бывали так рады, что не заботились об их физической интерпретации. Роджер Пенроуз ввел в рассмотрение такие современные концепции, как спиноры и глобальные методы (спиноры были введены Э. Картаном в 1913 году. — *Прим. перев.*). Он впервые показал, что можно обнаружить общие свойства решений, не получая решений непосредственно (помимо формализма Ньюмена — Пенроуза, для анализа уравнений Эйнштейна используются также методы координатного базиса и ортонормированного базиса, каждый из которых эффективен для определенного класса задач; оценки свойства решений уравнений Эйнштейна можно получить, к примеру, хорошо адаптировав или систему координат, или тетраду к свойствам пространства-времени (Р. М. Уолд «Общая теория относительности», 2008 г. — *Прим. перев.*). Его первая теорема о сингулярности познакомила меня с изучением причинной структуры (пространства-времени — *Прим. перев.*) и положила начало моей будущей работе о сингулярностях и черных дырах.

Что касается классической физики, то у нас с Роджером точка зрения одинакова. Однако наши подходы к квантовой гравитации и к собственно квантовой теории различны. Среди специалистов по физике частиц я считаюсь опасным радикалом, потому что признаю потерю квантовой когерентности, но по сравнению с Роджером я определенно консервативен. Я считаю, что физическая теория — это всего лишь математическая модель и, следовательно, бессмысленно спрашивать, соответствует ли она действительности (поэтому, видимо, такое сугубо теоретическое понятие, как «внутренняя гравитационная энтропия черной дыры», о которой речь пойдет ниже, названа Хокингом «открытием», тогда как на роль открытия могут, очевидно, претендовать только теории, многократно проверенные наблюдениями или экспериментально. — *Прим. перев.*). Единственное, что можно требовать от теории, — согласование ее прогнозов с наблюдениями. Я думаю, что Роджер в глубине душе платонист, но пусть он это решит для себя сам.

Есть модели, согласно которым пространство-время обладает дискретной структурой, однако я не вижу смысла отказываться от непрерывных моделей, коль скоро они настолько успешны. Общая теория относительности — прекрасная теория, согласующаяся со всеми наблюдениями, проведенными для ее проверки. Возможно, она потребует видоизменений на планковских масштабах, но я не думаю, что это как-то повлияет на те предсказания, которые могут быть сделаны с помощью общей теории относительности. Последняя может оказаться низкоэнергетическим пределом какой-то более фундаментальной теории, подобной теории суперструн (чаще используется термин — и мы будем его придерживаться — «теория струн», хотя в общем случае следует отличать суперструны от космических струн. — *Прим. перев.*), хотя, как мне кажется, возможности теории струн переоценили. Я не хочу обсуждать теорию струн по двум причинам. Во-первых, неясно, почему комбинируя гравитацию с другими полями в теорию супергравитации, не удается получить разумной квантовой теории. Слухи о гибели супергравитации ложны. То говорят, что она исчерпала себя, то мода меняется и все утверждают, что она страдает расходимостями, которые, правда, еще никто не нашел. Во-вторых, теория струн не дала никаких предсказаний, которые можно было бы проверить наблюдательно или экспериментально. А вот прямое применение квантовой теории к общей теории относительности — о чем я буду говорить в дальнейшем — уже дало два проверяемых предсказания. Первое — это рост малых возмущений во время периода инфляционного расширения Вселенной (что подтверждается наблюдениями анизотропии реликтового микроволнового фона). Второе предсказание — это тепловое излучение черных дыр, что, в принципе, тоже может быть проверено. Для последнего всего-то и нужно, что найти первичную черную дыру. К несчастью, поблизости их не очень много. Если бы мы нашли первичные черные дыры, то мы знали бы, как квантовать гравитацию.

Ни одно из этих предсказаний не изменится, окажись теория струн окончательной теорией всего на свете. Но теория струн — по крайней мере, на текущем этапе ее развития — совершенно не способна к каким бы то ни было предсказаниям, разве что апеллируя к общей теории относительности как к своему низкоэнергетическому пределу. Я подозреваю, что всегда так и будет, и в теории струн не окажется ничего такого, чего не предсказывала бы общая теория относительности или супергравитация. И тогда возникает естественный вопрос, насколько теория струн состоятельна как научная теория. Разве математической красоты и полноты достаточно для истинности теории при условии отсутствия характерных именно для этой теории наблюдательных предсказаний? Кроме того, теория струн в ее нынешнем состоянии не так уж красива и совсем не полна.

Одним словом, в этих лекциях я буду затрагивать только общую теорию относительности и сконцентрирую внимание на двух областях применения этой теории, где учет гравитации приводит, по всей видимости, к появлению некоторых особенностей, полностью отличающих гравитацию от других теорий поля. Итак, во-первых, наличие гравитационных сил должно приводить к тому, что пространство-время имеет начало и, возможно, конец. Вторая область — это открытие того, что можно назвать внутренней гравитационной энтропией, которая не является результатом т. н. крупнозернистой структуры пространства-времени. Некоторые ученые полагают, что эти два прогноза представляют собой всего лишь артефакты (то есть математические решения, не имеющие физического смысла, возникающие при несогласованных переходах от одной теоретической модели к другой. — *Прим. перев.*), появляющиеся в квазиклассическом приближении. Более детально, считается, что теория струн — истинная квантовая теория гравитации — «разгладит» сингулярности и определит корреляции в излучении черной дыры. Последнее же будет означать, что излучение черной дыры является тепловым только в крупнозернистом приближении. В таком случае кар-

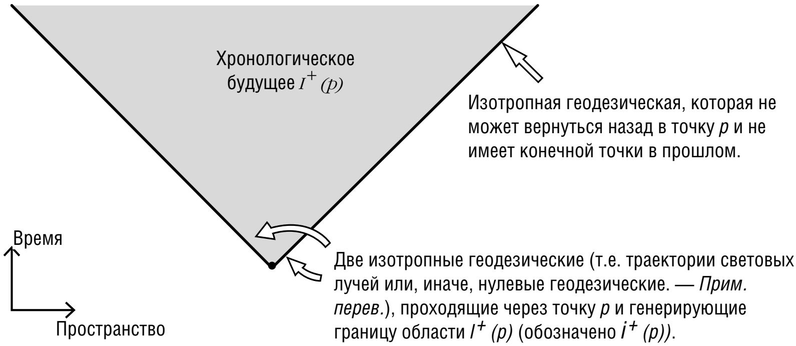


РИС. 1.1. Хронологическое будущее точки p.

тинка предстала бы довольно банальной: гравитация оказалась подобной любому другому полю. Я же считаю, что гравитация должна существенно отличаться от всех других полей, потому что только гравитация формирует пространство-время, в котором сама же и оперирует. Все другие поля действуют на заданном пространственно-временном фоне. Именно это свойство гравитации приводит к тому, что время должно иметь начало. Кроме того, должны существовать такие области во Вселенной, которые никто никогда не сможет наблюдать, а это, в свою очередь, приводит к концепции гравитационной энтропии как меры наших наблюдательных возможностей.

В этой — первой — лекции я сделаю обзор одной работы, в которой используются методы классической общей теории относительности. Эта работа показывает, как можно прийти к идеям, о которых я упомянул выше. Во второй и в третьей лекциях (главы 3 и 5 этой книги) я покажу, как эти идеи видоизменяются и расширяются, когда переходят в квантовую теорию. Более конкретно, во второй лекции речь пойдет о черных дырах, а в третьей — о квантовой космологии.

Изучение глобальной причинной структуры пространства-времени — один из важнейших методов исследования сингулярностей и черных дыр. Этот метод разработал Роджер Пенроуз, я тоже участвовал в этих работах. Определим $I^+(p)$ как множество всех точек пространства-времени M, которые могут быть достигнуты из точки p при движении по мировым линиям в направлении роста параметра времени (т. е. в будущее) (рис. 1.1.). Множество $I^+(p)$ можно представить себе как совокупность всех возможных событий, которые зависят от события, произошедшего в точке p (таким же образом можно определить множество $I^-(p)$ как совокупность всех возможных событий, от которых, напротив, зависит событие в точке p. — *Прим. перев.*). Можно ввести аналогичные определения, заменив плюс на минус и прошлое на будущее; я буду считать такие определения очевидными.

Определим $\dot{I}^+(S)$ как границу множества $I^+(S)$ (здесь проводится обобщение проведенных выше рассуждений, $I^+(S)$ — это множество хронологического будущего для множества S, которое, в свою очередь, есть совокупность всех точек p. — *Прим. перев.*). Легко видеть, что граница $\dot{I}^+(S)$ не может быть времениподобной. Действительно, в этом случае точка q, которая находится за границей $\dot{I}^+(S)$ вне области $I^+(S)$, оказалась бы в будущем для точки p, которая лежит внутри границы $\dot{I}^+(S)$. Но граница $\dot{I}^+(S)$ не может быть и пространственноподобной, исключая само множество S. Действительно, каждая направленная в прошлое кривая, исходящая из точки q, которая является будущим для границы $\dot{I}^+(S)$, будет пересекать эту границу и покидать множество будущего для S. Последнее противоречит тому факту, что точка q принадлежит будущему для S, т. е. множеству $I^+(S)$ (рис. 1.2.).

Таким образом, можно сделать вывод, что граница будущего — изотропная кривая, в отличие от самого множества S. Более точно, если точка q расположена на границе будущего, но не принадлежит замыканию множества S (т. е. не принадлежит объединению множества S с множеством его предельных точек. — *Прим. перев.*), то существует направленный в прошлое отрезок изотропной геодезической, который проходит через точку q и лежит на границе (рис. 1.3.). Может оказаться, что через точку q проходит несколько отрезков изотропных геодезических, лежащих на границе $\dot{I}^+(S)$. Однако в этом слу-

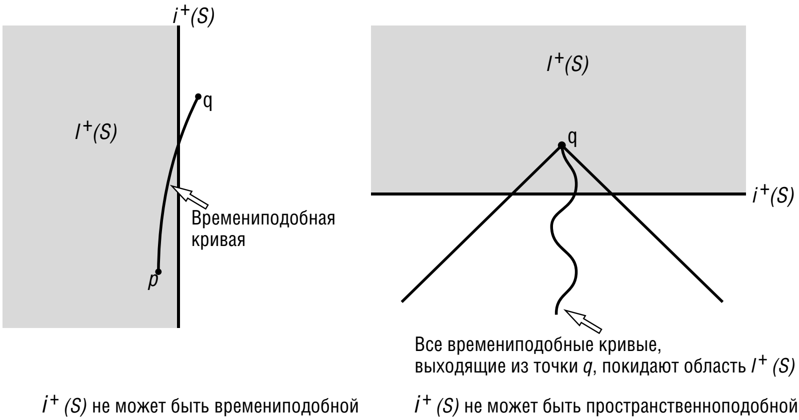


РИС. 1.2. Граница хронологического будущего не может быть времениподобной или пространственноподобной (здесь $I^+(S)$ и $i^+(S)$ обозначены множество всех точек p и граница этого множества соответственно. — *Прим. перев.*).

чае точка q окажется лежащей в будущем конечной точкой для этих отрезков. Другими словами, граница будущего для множества S (т. е. $\dot{I}^+(S)$) порождается (генерируется. — *Прим. перев.*) изотропными геодезическими (генераторами. — *Прим. перев.*), у которых лежащая в будущем конечная точка находится на границе $\dot{I}^+(S)$ и которые проходят во внутреннюю область будущего, если они пересекают другой аналогичный генератор. С другой стороны, генераторы границы могут могут иметь конечные точки в прошлом только на множестве S. Однако возможно существование таких конфигураций пространства-времени, в которых генераторы границы будущего для множества S (т. е. генераторы $\dot{I}^+(S)$. — *Прим. перев.*) никогда не пересекают множество S. У таких генераторов может и не оказаться конечных точек в прошлом.

Простым примером вышеописанной конструкции является пространство Минковского с удаленным горизонтальным лучом (рис. 1.4.). Если множество S расположено в прошлом относительно горизонтального луча, то этот луч будет «отбрасывать тень». В этой тени найдутся точки, расположенные в будущем для рассматриваемого луча, но не в будущем для множества S. Таким образом, существует генератор границы

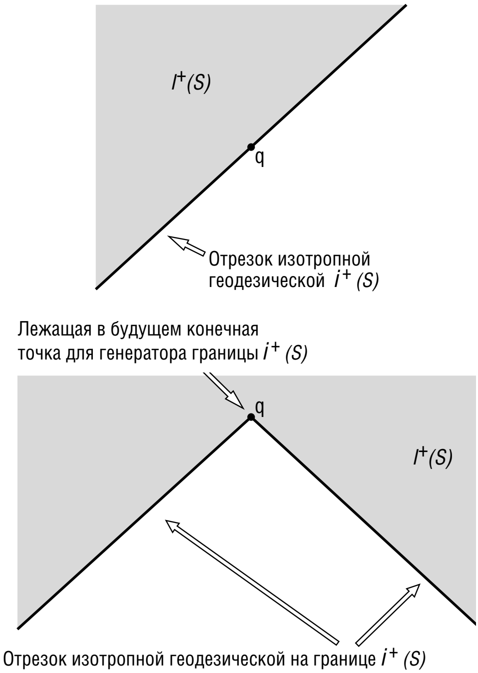


РИС. 1.3

Сверху: точка q лежит на границе будущего, таким образом, существует отрезок изотропной геодезической, лежащий на границе, который проходит через точку q. *Внизу*: если существует более одного такого отрезка изотропной геодезической, то точка q будет их конечной точкой в будущем.

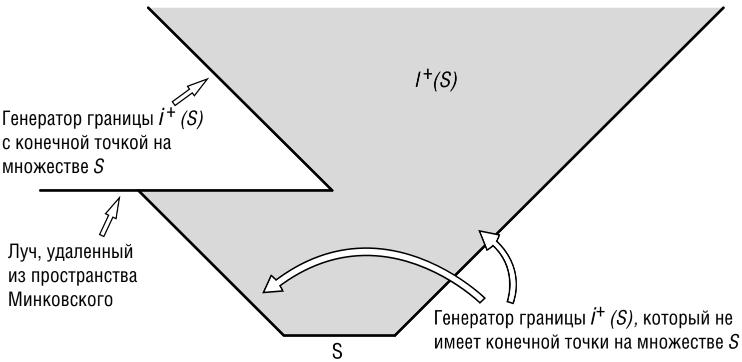


РИС. 1.4

Пространство Минковского с вырезанным лучом. Граница будущего для множества S содержит генератор, у которого нет конечной точки в прошлом.

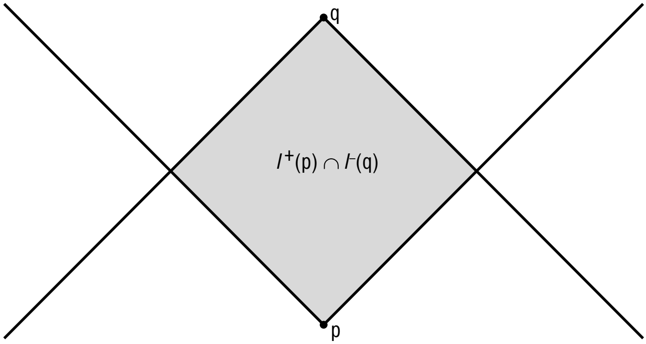


РИС. 1.5
Пересечение множества будущего для *p* и множества прошлого для *q* имеет компактное замыкание.

будущего для множества *S*, который идет назад до конца горизонтального луча. Однако поскольку конечная точка горизонтального луча была удалена из пространства-времени, то рассматриваемый генератор границы не будет обладать конечной точкой в прошлом. Такое пространство-время является неполным, но это можно исправить, умножив соответствующую этому пространству-времени метрику на подходящий конформный множитель вблизи конца горизонтального луча. Несмотря на то, что пространства, подобные рассмотренному выше, представляются очень надуманными, они важны для того, чтобы продемонстрировать, насколько аккуратным следует быть при изучении причинной структуры. Роджер Пенроуз, один из тех, кто был у меня оппонентом на защите диссертации, отметил, что пространства, подобные рассмотренному пространству Минковского с вырезанным лучом, есть контрпримеры к тому, что я утверждал в своей работе.

Для того чтобы показать, что каждый генератор границы будущего для некоторого множества обладает конечной точкой в прошлом, принадлежащей этому же множеству, необходимо потребовать выполнения некоторых глобальных условий для причинной структуры. Наиболее сильное и наиболее важное с физической точки зрения условие —

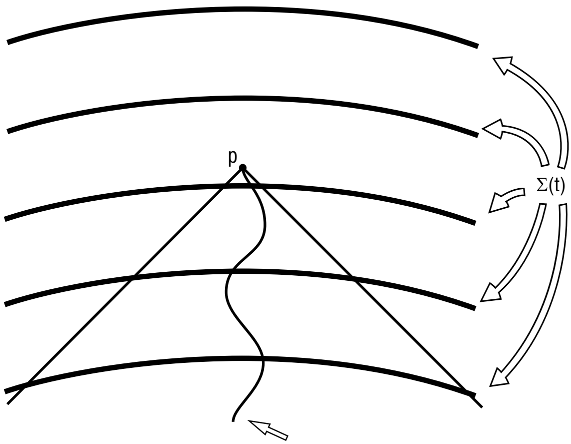


РИС. 1.6
Семейство поверхностей Коши для множества U.

это условие глобальной гиперболичности пространства-времени. Приведем определение глобально гиперболического множества. Открытое множество U (т. е. такое множество, каждая точка которого входит в него с некоторой малой окрестностью. — *Прим. перев.*) называется глобально гиперболическим, если выполняются следующие условия.

1. Для каждой пары точек p и q, принадлежащих U, пересечение множества будущего для p и множества прошлого для q имеет компактное замыкание. Другими словами, если пересечение представляет собой ограниченную ромбовидную область (рис. 1.5);

2. На множестве U сохраняется строгая причинность. Это означает, что в U не существует замкнутых или почти замкнутых времениподобных кривых.

Физический смысл глобальной гиперболичности следует из того факта, что она приводит к существованию семейства поверхностей Коши $\Sigma(t)$ для множества U (рис. 1.6). Поверхность Коши для множества U есть пространственноподобная или изотропная поверхность, которая пересекает

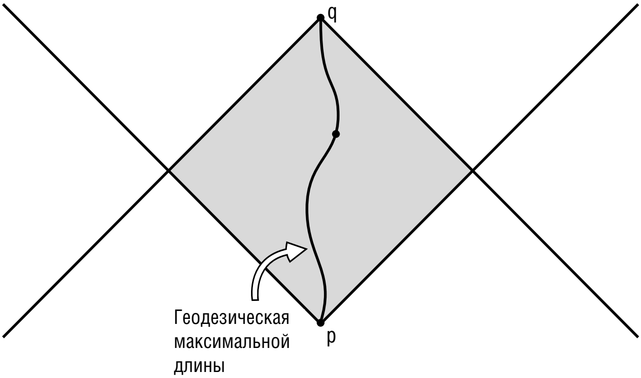


РИС. 1.7
В глобально гиперболическом пространстве существует геодезическая максимальной длины, которая соединяет каждую пару точек, если они могут быть соединены времениподобной или изотропной кривой.

каждую времениподобную кривую, принадлежащую *U*, один и только один раз. Можно предсказать поведение этих кривых, исходя из данных на поверхности Коши, а также построить корректную полевую квантовую теорию на глобально гиперболическом фоне. Не совсем ясно, можно ли сформулировать разумную квантовую теорию поля при отсутствии глобальной гиперболичности фона. Является ли глобальность последнего физически необходимым условием? Моя точка зрения заключается в том, что этого не следует полагать априори, потому что таким образом мы можем невольно исключить какое-то важное свойство гравитации. Более разумно сделать из каких-то других физически обоснованных предположений независимый вывод о том, что некоторые области пространства-времени обладают глобальной гиперболичностью.

Рассмотрим, почему факт глобальной гиперболичности очень важен для теорем о сингулярности. Пусть *U* глобально гиперболично и пусть *p* и *q* — точки, принадлежащие *U*, такие, что их можно соединить времениподобной или изотропной кривой. Тогда существует времениподобная или изотропная геодезическая между *p* и *q*, которая является максимальной из всех времениподобных или изотропных кривых между *p* и *q*

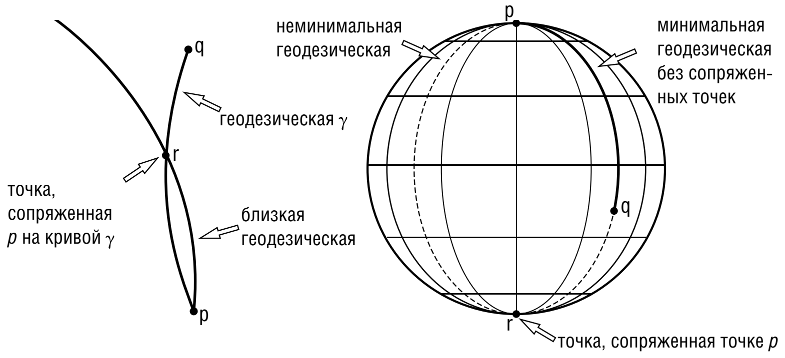


РИС. 1.8
Слева: если между точками p и q на геодезической существует сопряженная точка r, то эта геодезическая неминимальная. *Справа*: неминимальная геодезическая между точками p и q обладает сопряженной точкой на южном полюсе.

(рис. 1.7). Первый этап доказательства заключается в том, чтобы показать замкнутость и ограниченность пространства всех времениподобных или изотропных кривых между p и q в некоторой топологии. Затем следует показать, что длина кривой есть верхняя полунепрерывная функция в этой топологии. Из последнего утверждения следует, что длина кривой достигает своего максимума, и, следовательно, кривая максимальной длины будет геодезической, потому что иначе малые отклонения от кривой приведут к увеличению ее длины.

Теперь перейдем к рассмотрению второй вариации длины геодезической γ. Можно показать, что γ может быть заменена на более длинную кривую, если существует бесконечно близкая геодезическая, выходящая из точки p, которая еще раз пересекает γ в некоторой точке r, расположенной межу p и q. Точка r называется сопряженной (или фокальной; существование сопряженных точек означает наличие в семействах геодезических самопересечений, или каустик. — *Прим. перев.*) для p (рис. 1.8).

Вышесказанное можно проиллюстрировать, взяв точки p и q на поверхности Земли. Поскольку метрика поверхности Земли, в отличие от метрики Лоренца, есть величина положительно определенная (поверхность Земли здесь считается сферой, уравнение которой содержит сумму квадратов соответствующих метрических координат, а метрика Лоренца содержит знак минус перед квадратом временной координаты. — *Прим. перев.*), то на поверхности Земли существует геодезическая минимальной, а не максимальной длины. Минимальная геодезическая здесь будет линией долготы, идущей от северного полюса к точке q. Однако будет и другая геодезическая от точки p до точки q, идущая к этой точке от северного полюса по другую сторону через южный. Эта последняя геодезическая содержит точку, сопряженную к p. Эта точка — южный полюс, в котором пересекаются все геодезические, идущие из точки p. Длины обеих геодезических являются экстремальными, но в положительно определенной метрике земной поверхности вторая вариация длины той геодезической, которая содержит сопряженную точку, может дать более короткую кривую из p в q. Из последнего следует, что геодезическая, идущая «обходным путем» через южный полюс, не является кратчайшим расстоянием из p в q.

Приведенный пример довольно очевиден. Однако в более сложном случае, когда мы рассматриваем метрику пространства-времени, можно показать следующее. При некоторых предположениях должна существовать глобально гиперболическая область, в которой у каждой геодезической, соединяющей две точки, должны быть сопряженные точки. Это приводит к противоречию, которое доказывает несостоятельность предположения о геодезической полноте (принимаемой за определение лишенного сингулярностей пространства-времени).

Причина возникновения сопряженных точек в пространстве-времени кроется в свойстве гравитационных сил быть силами притяжения. Гравитация искривляет пространство-время таким образом, что близкие геодезические не удаляются, а сближаются друг с другом. Все вышесказанное можно получить, проанализировав уравнение Райчаудхури — Ньюмена — Пенроуза.

Уравнение Райчаудхури — Ньюмена — Пенроуза

$$\frac{d\rho}{dv} = \rho^2 + \sigma^{ij}\sigma_{ij} + \frac{1}{n}R_{ab}l^a l^b$$

В этом уравнении $n = 2$ для изотропных геодезических и $n = 3$ для времениподобных геодезических. Производная берется по аффинному параметру v, отсчитываемому вдоль конгруэнции геодезических; ρ есть средняя скорость сближения геодезических l^a — касательные векторы к конгруэнции геодезических, которые ортогональны к гиперповерхности, σ есть величина сдвига (дисторсии. — *Прим. перев.*). Последнее слагаемое, будучи умноженное на n, непосредственно определяет приливные силы, из-за которых и происходит сближение геодезических.

(Данное уравнение получено из уравнения Якоби и носит название «уравнение Сакса» для т. н. оптических скаляров ρ и σ. Так, если световой пучок в разрезе представляется кругом, то действительная часть параметра ρ измеряет сходимость этого пучка, а мнимая часть ρ измеряет его вращение. Параметр σ задает степень дисторсии, или эллиптичности, указанного круга. Действие последнего слагаемого в уравнении равносильно тому, что оптический пучок проходит сквозь систему оптических линз. Исследованием этого уравнения и его возможных физических следствий занимались также советские ученые А. Л. Зельманов, Я. Б. Зельдович и американский ученый Дж. Уилер. — *Прим. перев.*).

Уравнение Эйнштейна

$$R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R = 8\pi_{ab}$$

Слабое энергетическое условие

$$T_{ab}v^a v^b \geqslant 0$$

для любого времениподобного вектора v^a.

Из уравнений Эйнштейна следует, что последнее слагаемое в уравнении Райчаудхури —Ньюмена — Пенроуза будет неотрицательным для любого изотропного вектора l^a, если вещество удовлетворяет т. н. слабому энергетическому условию. Согласно этому условию плотность энергии T_{00} неотрицательна в любой системе отсчета. Слабому энергетическому условию удовлетворяет классический тензор энергии-импульса для материи практически любого вида, такого как скалярное или электромагнитное поле или жидкость с приемлемым уравнением состояния. Однако это условие может локально не выполняться для квантово-механического среднего значения тензора энергии-импульса. Это обстоятельство окажется важным для моей второй и третьей лекций (см. главы 3 и 5).

Предположим, что слабое энергетическое условие выполняется. Тогда изотропные геодезические, идущие из точки p, начнут снова сближаться. Обозначим эту положительную скорость сближения ρ_0. Тогда из уравнения Райчаудхури — Ньюмена — Пенроуза будет следовать, что скорость сближения (ρ) может стать бесконечно большой в некоторой точке q, аффинный параметр которой равен $\frac{1}{\rho_0}$. Это произойдет при условии, что изотропная геодезическая достигнет этой точки.

Итак, если скорость сближения геодезических $\rho = \rho_0$ при некотором значении аффинного параметра $v = v_0$, тогда

$$\rho \geqslant \frac{1}{(\rho^{-1} + v_0 - v)} \quad .$$

Таким образом, существует сопряженная точка перед точкой $v = v_0 + \rho^{-1}$.

Бесконечно близкие изотропные геодезические, идущие из точки p, пересекутся в точке q. Это означает, что точка q будет сопряженной точкой для p на соединяющей их изотропной геодезической γ. Рассмотрим точки на геодезической γ, расположенные после сопряженной точки q (т. е. те точки, аффинный параметр которых, ассоциированный с собственным временем, будет больше, чем аффинный параметр точки q. — *Прим. перев.*). Для этих точек можно определить вариацию

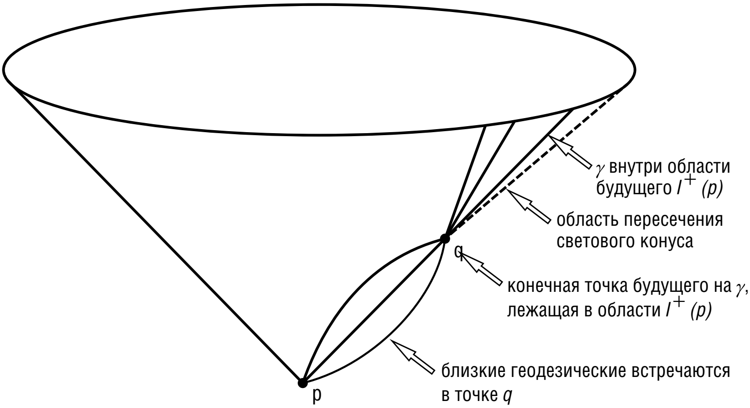


РИС. 1.9

Поскольку точка q — сопряженная для точки p вдоль изотропных геодезических, то такая геодезическая, пройдя точку q, покидает границу будущего для точки p.

геодезической γ, в результате чего получится новая, уже времениподобная кривая, проходящая через точку p. Отсюда следует, что γ не может лежать на границе области будущего для точки p, если она продолжается дальше точки q. Таким образом, γ будет обладать конечной точкой в будущем, и эта точка будет генератором границы для будущего точки p (рис. 1.9).

До сих пор мы говорили об изотропных геодезических. Ситуация с времениподобными геодезическими аналогична за одним исключением. Необходимо выполнение более жесткого, т. н. сильного энергетического условия, согласно которому последнее слагаемое в уравнении Райчаудхури — Ньюмена — Пенроуза тоже должно быть неотрицательным для всех времениподобных векторов l^a. В классической теории это более жесткое условие физически обоснованно, по крайней мере для усредненных величин. Если сохраняется сильное энергетическое условие и времениподобные геодезические, идущие из точки p, снова сближаются, то будет существовать сопряженная точка q.

Сильное энергетическое условие

$$T_{ab}v^a v^b \geqslant \frac{1}{2} v^a v_a T$$

Помимо слабого и сильного энергетических условий существует т. н. типовое (*generic*) энергетическое условие, согласно которому, во-первых, справедливо сильное энергетическое условие. Во-вторых, каждая времениподобная или изотропная геодезическая содержит некоторую точку, в которой кривизна не соответствует кривизне самой геодезической. Типовое энергетическое условие нарушается в ряде известных точных решений. Однако эти решения довольно специальные. Можно ожидать, что это условие все-таки выполняется для «типового» в определенном смысле вида решений. Если типовое энергетическое условие сохраняется, то каждая геодезическая содержит область гравитационной фокусировки. Отсюда, в свою очередь, следует, что всегда найдутся пары сопряженных точек, если геодезическую достаточно далеко продлить в обе стороны.

Типовое энергетическое условие

1. Сохраняется сильное гравитационное условие.

2. Каждая времениподобная или изотропная геодезическая содержит точку, в которой

$$l_{[a}R_{b]\,cd\,[e}l_{f]}l^c l^d \neq 0$$

(Как и во времениподобном случае, последнее неравенство выполняется для изотропных геодезических, проходящих через материальную среду, за исключением случая, когда эта среда есть чистое излучение, распространяющееся в направлении вектора l^a, касательного к геодезической. В пустом пространстве это условие выполняется, если рассматриваемая изотропная геодезическая содержит точку, в которой тензор Вейля отличен от нуля, а вектор l^a не принадлежит ни к одному из направлений, для которых равенство выполняется (таких направлений самое большее четыре). Таким образом, представляется разумным предположить, что в физически реалистичном решении уравнений Эйнштейна каждая времениподобная или изотропная геодезическая содержит точку, в которой указанное равенство нарушается (С. Хокинг, Дж. Эллис «Крупномасштабная структура пространства-времени». — *Прим. перев.*).

Обычно под пространственно-временной сингулярностью понимается область, в которой кривизна неограниченно возрастает. Однако проблема такого определения заключается в том, что тогда можно просто выколоть сингулярные точки и сказать, что остальное многообразие составляет полное пространство-время. Таким образом, лучше определить пространство-время как максимальное многообразие, в котором метрика является достаточно гладкой. Можно распознать появление сингулярностей по существованию неполных геодезических, которые не могут быть продолжены до бесконечности (т. е. для бесконечных значений аффинного параметра).

Определение сингулярности

Пространство-время сингулярно, если оно неполно для времениподобных или изотропных геодезических, но вместе с тем не может быть вложено в пространство-время большего размера.

Это определение отражает наиболее неприятные свойства сингулярностей. К примеру, могут существовать частицы, история которых имеет начало или конец в конечные моменты времени. Есть и еще примеры геодезической неполноты при ограниченной кривизне, однако считается, что в общем случае кривизна расходится вдоль неполных геодезических. Это обстоятельство важно, если для решения проблем сингулярностей в общей теории относительности привлекать квантовые эффекты.

В период между 1965 и 1970 годом мы с Пенроузом использовали описанную выше технику для доказательства ряда теорем о сингулярностях. Эти теоремы содержат три типа условий.

Первое — это одно из энергетических условий: слабое, сильное или типовое. Второе — это некоторое глобальное условие на причинную структуру, например запрет на существование замкнутых времениподобных кривых. Наконец, третье — это условие того, что гравитация в некоторой области должна быть настолько мощной, что ничто не сможет ее преодолеть.

Теоремы о сингулярностях

1. Энергетическое условие.

2. Условие на глобальную структуру.

3. Гравитация достаточно сильна для того, чтобы сделать замкнутой некоторую область (условие «невылетания»).

Последнее условие можно выразить разными способами. Например, можно предположить, что пространственное сечение Вселенной замкнуто, и таким образом не существует внешней области, куда можно было бы уйти. Другой вариант — это существование т. н. замкнутой ловушечной поверхности. Последняя есть замкнутая двумерная поверхность, такая что перпендикулярные ей и входящие, и выходящие изотропные геодезические будут сближаться (рис. 1.10).

Для сферической поверхности в пространстве Минковского входящие изотропные геодезические сходятся, а исходящие — расходятся. Однако во время коллапса звезды гравитационное поле может оказаться настолько сильным, что световые конусы окажутся наклоненными внутрь. Последнее означает, что исходящие изотропные геодезические будут сходиться.

Ряд теорем о сингулярностях показывают, что пространство-время с необходимостью должно быть неполным для времениподобных или для изотропных геодезических, если сохраняются комбинации трех типов условий. Одно условие может быть ослаблено за счет усиления двух других. Я продемонстрирую это на примере теоремы Хокинга — Пенроуза. Эта теорема требует наличия типового энергетического условия, самого сильного из всех трех энергетических усло-

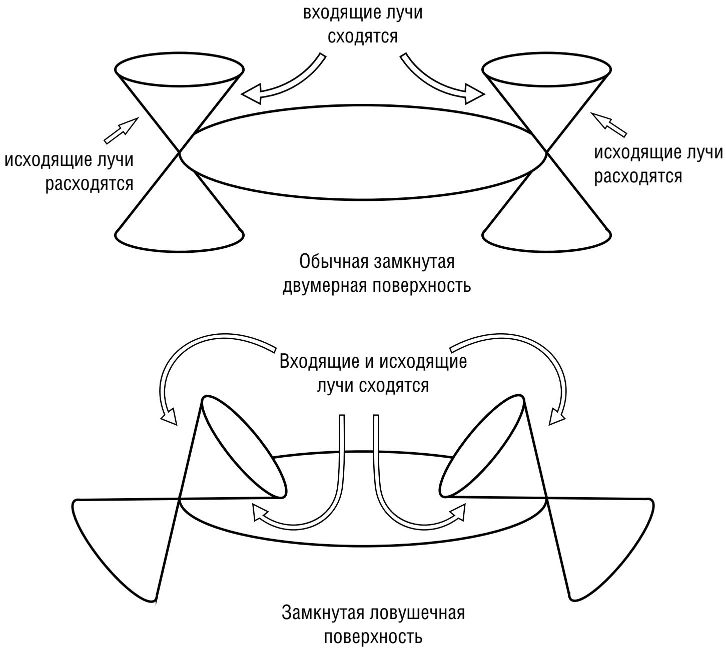


РИС. 1.10
Для обычной замкнутой поверхности исходящие от нее изотропные лучи расходятся, а входящие лучи сходятся. Для замкнутой ловушечной поверхности как входящие, так и исходящие изотропные лучи сходятся.

вий. Глобальное условие довольно слабое, оно означает отсутствие замкнутых изотропных кривых. Условие «невылетания» в этом случае становится более общим: может существовать как ловушечная поверхность, так и замкнутая изотропная трехмерная поверхность.

Для простоты я приведу здесь только набросок доказательства теоремы для случая замкнутой пространственноподобной трехмерной поверхности *S*. Можно определить область Коши (*Cauchy development*) будущего $D^+(S)$ как множество точек *q*, из которых каждая направленная в прошлое времениподобная геодезическая пересекает *S* (рис. 1.11). (Другими словами, из слабого энергетического условия, дополненного требованием, чтобы давление не превышало плотности энергии,

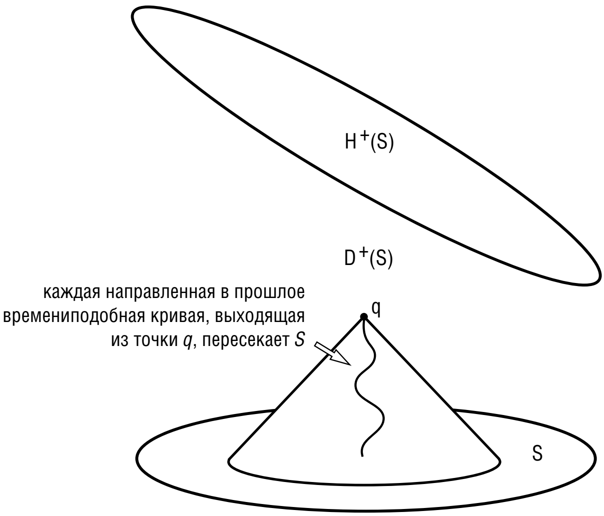


РИС. 1.11
Область Коши будущего $D^+ (S)$ для множества S и его граница в будущем, т. н. горизонт Коши $H^+ (S)$.

следует невозможность движения материи со скоростью, превышающей скорость света. — *Прим. перев.*).

Область Коши — это область пространства-времени, которая является предсказуемой по данным на множестве S. Давайте представим, что область Коши будущего замкнута и ограничена. Тогда область Коши будет иметь в будущем границу, называемую горизонтом Коши, $H^+ (S)$. Горизонт Коши должен порождаться отрезками изотропных геодезических, не имеющих конечных точек (аналогично тому, как это было сделано при построении границы будущего для некоторой точки). Поскольку область Коши предполагается замкнутой и ограниченной, т. е. компактной, то и горизонт Коши тоже будет компактным. Последнее означает, что генераторы изотропных геодезических будут накручиваться и раскручиваться на компактном множестве. Они будут приближаться к предельной изотропной геодезической λ, у которой не будет конечных точек в прошлом или в будущем на горизонте Коши (рис. 1.12).

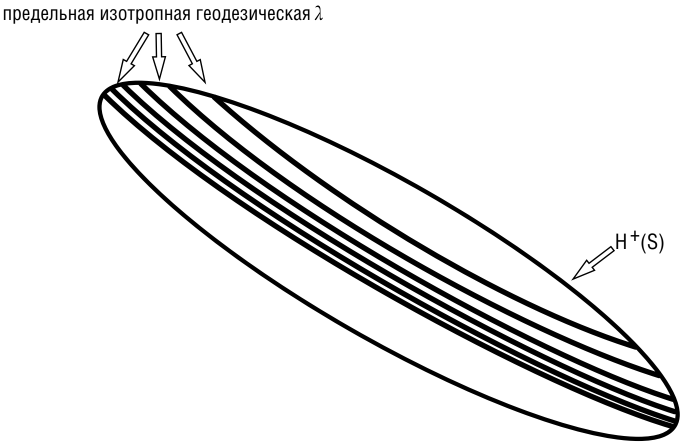


РИС. 1.12
На горизонте Коши существует предельная изотропная геодезическая λ, которая не имеет конечных точек в будущем или в прошлом на горизонте Коши.

Докажем, что у λ не будет конечных точек в прошлом или в будущем на горизонте Коши. Пусть λ — полная геодезическая, тогда согласно типовому энергетическому условию (*generic energy condition*) она должна содержать сопряженные точки p и q. Точки на λ, расположенные за точками p и q, могут быть соединены времениподобной кривой. Однако тогда мы приходим к противоречию, потому что на горизонте Коши не существует двух точек, разделенных времениподобным интервалом. Таким образом, либо λ не полная геодезическая и тогда теорема доказана, либо будущее области Коши для поверхности S не является компактным.

В последнем случае можно показать, что существует направленная в будущее времениподобная кривая γ, выходящая из S, которая никогда не покинет область Коши, соответствующую S. Аналогичные рассуждения приводят к выводу, что кривая γ может быть продолжена в прошлое до кривой, которая никогда не покинет область Коши прошлого $D^-(S)$ (рис. 1.13).

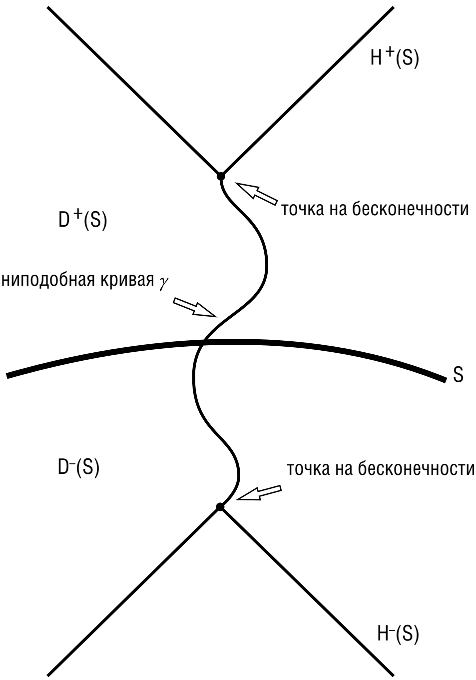


РИС. 1.13
Если область Коши будущего (прошлого) не является компактом, то существует времениподобная кривая, выходящая из *S* и направленная в будущее (прошлое), которая никогда не покидает области Коши будущего (прошлого).

Теперь рассмотрим последовательность точек x_n, принадлежащих кривой γ. Пусть эта последовательность направлена в прошлое. И рассмотрим такую же последовательность точек y_n, но направленную в будущее. Для каждого значения n точки x_n и y_n разделены времениподобным интервалом и принадлежат глобально гиперболической области Коши для S. Таким образом, существует времениподобная геодезическая максимальной длины λ_n, идущая от x_n к y_n. Все λ_n будут пересекать компактную пространственноподобную поверхность S. Последнее означает, что существует времениподобная геодезическая λ в области Коши, которая является предельной для семейства геодезических λ_n (рис. 1.14).

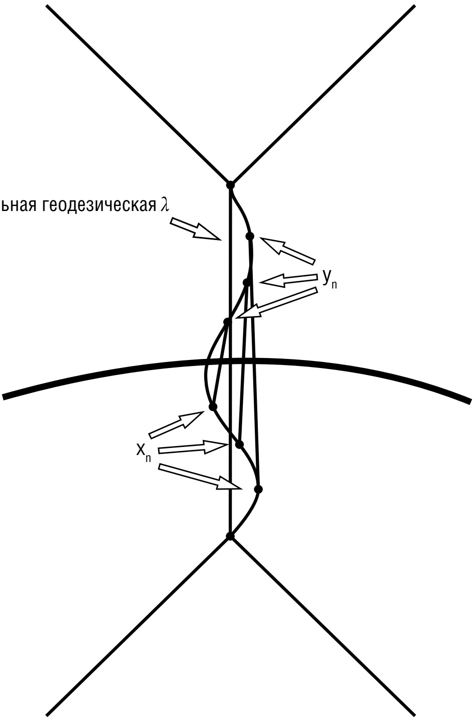


РИС. 1.14

Для семейства геодезических λ_n геодезическая λ есть предельная, и она не должна быть полной, потому что в противном случае эта предельная геодезическая будет содержать сопряженные точки.

Или λ не будет полной геодезической, и в этом случае теорема доказана, или же (согласно типовому энергетическому условию) эта геодезическая будет содержать сопряженные точки. Однако в последнем случае кривые семейства λ_n также должны будут содержать сопряженные точки при достаточно большом n, что является противоречием, потому что λ_n предполагались кривыми максимальной длины. Таким образом, делаем вывод, что пространство-время не является полным по времениподобным или изотропным геодезическим. Другими словами, есть сингулярность.

Теоремы предсказывают появление сингулярностей в двух случаях. Первый случай — это когда сингулярность присутствует в будущем, образуясь в результате гравитационного коллапса звезд и других массивных тел. Такие сингулярности должны возникать в конечный момент времени, по крайней мере для частиц, движущихся по неполным геодезическим. Второй случай появления сингулярностей — это их появление в прошлом, в начале стадии расширения нашей Вселенной. Это привело к прекращению попыток (русскими учеными) описать эволюцию Вселенной при помощи предыдущей фазы сжатия и несингулярного отскока с последующим расширением. (Такие попытки, действительно начатые русскими учеными, в том числе Лифшицем, Халатниковым, Белинским, Старобинским, Мизнером, не прекратились и привели к интересным современным моделям без начальной сингулярности. Так, М. Боджовальд, американский специалист по петлевой квантовой гравитации, пишет: «Один из возможных сценариев развития Вселенной следующий: начальное состояние, обладавшее высокой плотностью, появляется, когда некая существовавшая раньше вселенная коллапсирует под действием гравитационных сил притяжения. Плотность увеличивается до такой степени, что гравитация «переключается», становясь силой отталкивания, и вселенная начинает расширяться снова. Такой процесс получил название «отскока» <...> Отскок не был простым толчком силы отталкивания <...> Вместо этого ситуация может представлять собой появление нашей Вселенной из практически неизмеримого квантового состояния <...> Квантовые эффекты во время отскока стерли практически все следы ее предыстории». [«В погоне за скачущей Вселенной», журнал «В мире науки», № 1, 2009 г., перевод О. С. Сажиной]. Таким образом, модели Большого отскока продолжают развиваться в рамках квантовой гравитации и теории струн. — *Прим. перев.*) Вместо теории Большого отскока большинство ученых считают, что Вселенная — и собственно время — имели свое начало в Большом взрыве. Это открытие куда более важно, чем открытие нескольких нестабильных частиц, однако не настолько, чтобы быть так же щедро вознаграждено Нобелевской премией (как и в других своих книгах, С. Хокинг вкладывает в слово «открытие» несколько иной смысл, чем это принято; под открытием обычно понимается нечто, имеющее наблюдательные или экспериментальные подтверждения. — *Прим. перев.*).

Предсказание сингулярностей означает, что классическая общая теория относительности не является полной теорией. Поскольку сингулярные точки должны быть «вырезаны» из пространственно-временного многообразия, то в них нельзя задать уравнения поля и нельзя предсказать, что в них произойдет. Имея сингулярность в прошлом, единственный способ как-то ее обойти — это привлечь квантовую гравитацию. Я вернусь к этой проблеме в моей третьей лекции (глава 5). Сингулярности в будущем, похоже, обладают одним свойством, которое Пенроуз назвал *космической цензурой*. Этот термин означает, что сингулярности должны появляться в местах, которые, как черные дыры, скрыты от внешнего наблюдателя. Таким образом, любое нарушение предсказуемости, которое может произойти в сингулярностях, не должно влиять на то, что происходит в окружающем мире, по крайней мере, если это не соответствует классической теории.

Космическая цензура

Природа питает отвращение к голой сингулярности.

Однако, как я покажу в моей следующей лекции, существует такое понятие, как непредсказуемость квантовой теории. Это связано с тем фактом, что гравитационные поля могут обладать внутренней энтропией, которая не является результатом только т. н. крупнозернистой структуры. Темами моих лекций будут гравитационная энтропия и допущение, что время имеет начало и может иметь конец — потому что это пути для доказательства того, что гравитация существенно отличается от всех других физических полей.

Тот факт, что гравитация имеет характеристику, которая ведет себя как энтропия, впервые был замечен в чисто классической теории. Этот факт есть следствие *принципа космической цензуры* (или *гипотезы космической цензуры. — Прим. перев.*) Пенроуза. Этот принцип не доказан, но считается, что он справедлив для достаточно общего множества возможных начальных данных и уравнений состояния вещества. Я буду использовать слабый вариант принципа космической цензуры. Будем считать пространство вокруг коллапсирующей звезды асимптотически плоским. Тогда, как показал Пенроуз, можно конформно вложить пространственно-временное многообразие M в многообразие с границей $\overline{M}$ (рис. 1.15).

Граница ∂M будет изотропной поверхностью и будет состоять из двух частей, изотропной геодезической в будущем $\mathcal{T}^+$ и изотропной геодезической в прошлом $\mathcal{T}^-$. Я буду считать, что выполняется слабый вариант принципа кос-

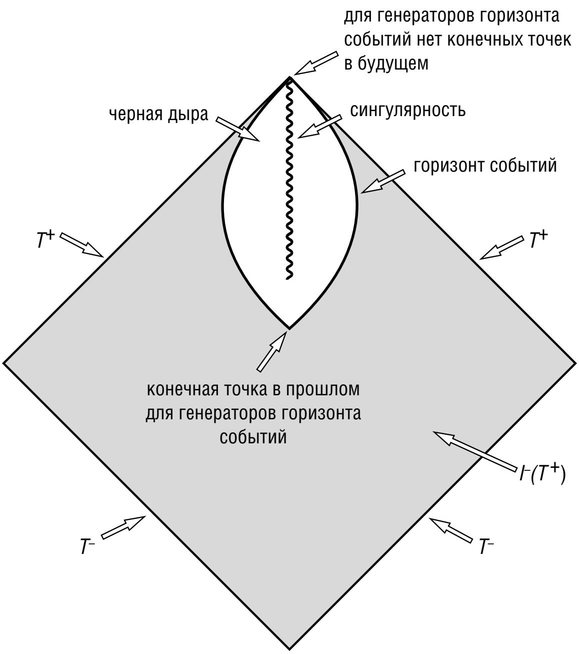


РИС. 1.15
Коллапсирующая звезда конформно вложена в многообразие с границей.

мической цензуры, если удовлетворяются два условия. Во-первых, предполагается, что генераторы изотропных геодезических $\mathcal{T}^+$ являются полными в подходящей конформной метрике. Это условие приводит к тому, что далекие от области коллапса наблюдатели спокойно доживут до старости и на них не повлияет возможный разрыв сингулярности. Во-вторых, предполагается, что прошлое генераторов изотропных геодезических $\mathcal{T}^+$ глобально гиперболическое. Последнее означает, что не существует голых сингулярностей, которые могли бы быть видны с больших расстояний. Пенроуз — сторонник сильного варианта принципа космической цензуры, согласно которому полное пространство-время является глобально гиперболическим. Однако для моих целей вполне достаточно и слабого варианта.

Слабая космическая цензура

1. $\mathcal{T}^+$и $\mathcal{T}^-$ — полные изотропные геодезические будущего и прошлого соответственно;

2. $\mathcal{T}^-$ ($\mathcal{T}^+$) глобально гиперболично.

Если условие слабой космической цензуры выполняется, то сингулярности, которые должны образовываться в результате гравитационного коллапса, не могут быть видимы из $\mathcal{T}^+$. В свою очередь, это означает, что с необходимостью должна существовать область пространства-времени, которая не принадлежит прошлому $\mathcal{T}^+$. Эта область называется черной дырой, потому что ни свет, ни что-либо еще не могут уйти от этой области на бесконечность. Граница черной дыры называется *горизонтом событий*. Поскольку она же является границей для прошлого $\mathcal{T}^+$, то генераторы горизонта событий — это отрезки изотропных геодезических, которые могут иметь конечные точки в прошлом, но у которых нет ни одной конечной точки в будущем. Из сказанного следует, что если сохраняется слабое энергетическое условие, то генераторы горизонта не могут сходиться. В противном случае они бы пересекались на конечных расстояниях.

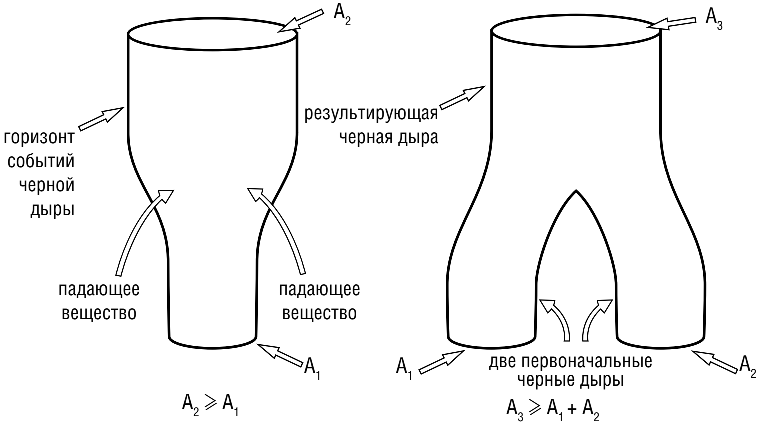


РИС. 1.16
Когда вещество попадает в черную дыру или когда две черные дыры сливаются в одну, то общая площадь горизонта событий никогда не уменьшается.

Таким образом, площадь сечения горизонта событий никогда не может убывать со временем, а в общем случае всегда растет. Более того, если две черные дыры сталкиваются и сливаются в одну, то площадь результирующей черной дыры будет больше, чем сумма площадей двух ее составляющих (рис. 1.16).

Поведение горизонта событий очень похоже на то, как меняется энтропия в соответствии со вторым законом термодинамики. Энтропия никогда не может убывать и энтропия системы больше, чем сумма энтропии составляющих ее частей.

Второй закон механики черной дыры

$$\delta A \geqslant 0$$

Второй закон термодинамики

$$\delta S \geqslant 0$$

Первый закон механики черной дыры

$$\delta E = \frac{\kappa}{8\pi}\delta A + \Omega\delta J + \Phi\delta Q$$

Первый закон термодинамики

$$\delta E = T\delta S + P\delta V$$

Аналогия с термодинамикой становится еще сильнее благодаря *первому закону механики черной дыры*. Он говорит о зависимости массы черной дыры от площади горизонта событий, угловой скорости и электрического заряда. Можно сравнить это выражение с первым законом термодинамики, который выражает изменение внутренней энергии через изменение энтропии и внешней работы, совершенной над системой. Из этого сравнения видно, что если площадь горизонта событий аналогична энтропии, то количественный аналог температуры — это т. н. поверхностная *гравитация черной дыры*. Поверхностная гравитация есть мера напряженности гравитационного поля на горизонте событий. Аналогия с термодинамикой увеличивается еще больше с помощью т. н. *нулевого закона термодинамики*: для стационарной черной дыры поверхностная гравитация на горизонте событий везде одинакова.

Нулевой закон механики черной дыры

Поверхностная гравитация $\varkappa$ постоянна на горизонте событий стационарной черной дыры.

Нулевой закон термодинамики

Температура T постоянна для системы, находящейся в тепловом равновесии.

Вдохновленный всеми этими аналогиями, Я. Бекенштейн в 1972 году предположил, что величина, пропорциональная площади горизонта событий черной дыры, действительно описывает энтропию черной дыры. Он предложил обобщенный второй закон: сумма энтропии черной дыры и энтропии вещества вне черной дыры никогда не убывает.

Обобщенный второй закон

$$\delta(S + cA) \geqslant 0$$

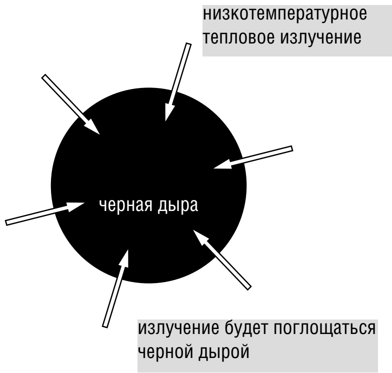
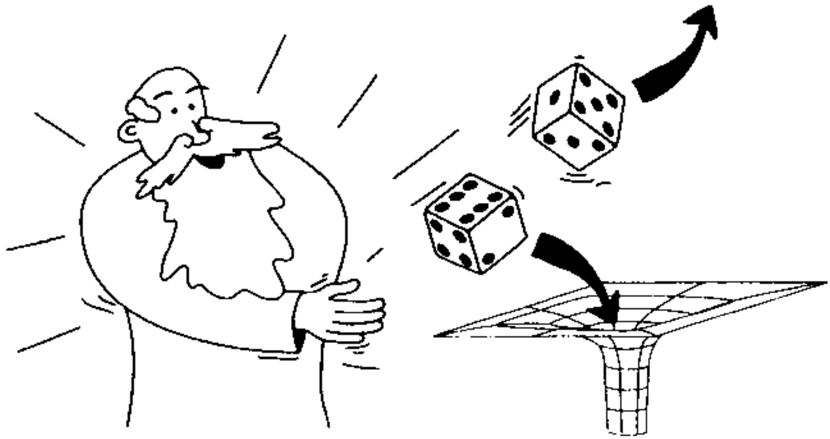


РИС. 1.17
Черная дыра в контакте с тепловым излучением будет поглощать часть этого излучения, но сама — в классической теории — не будет ничего излучать.

Однако такое предположение было несогласованно. Дело в том, что если черные дыры обладают энтропией, пропорциональной площади своих горизонтов, то они должны обладать и ненулевой температурой, пропорциональной поверхностной гравитации.

Рассмотрим черную дыру в контакте с тепловым излучением, находящимся при температуре ниже температуры черной дыры (рис. 1.17).

Черная дыра будет поглощать часть излучения, но будет не в состоянии что-то излучить сама, потому что согласно классической теории ничто не может покинуть черную дыру. Таким образом, получается странная картина: существует тепловой поток из области низкотемпературного теплового излучения к более горячей черной дыре. Это нарушает обобщенный второй закон, потому что потеря энтропии областью теплового излучения в этом случае будет идти быстрее, чем рост энтропии черной дыры. Однако, как мы увидим в моей следующей лекции, несогласованность этой модели может быть устранена. Дело том, что черная дыра все-таки может испускать излучение, причем чисто тепловое. Этот результат слишком изящен, чтобы оказаться простым совпа-



дением или погрешностью модельных приближений. Получается, что черная дыра все-таки обладает внутренней гравитационной энтропией. Как я покажу, этот факт связан с нетривиальной топологией черной дыры. Наличие внутренней энтропии означает, что гравитация вводит дополнительную степень непредсказуемости, помимо имеющихся неопределенностей квантовой теории. Так, Эйнштейн был не прав, произнеся свою знаменитую фразу: «Бог не играет в кости». Изучение черных дыр показывает, что Бог не только играет в кости, но даже иногда намеренно вводит нас в заблуждение, бросая их туда, где мы не можем их увидеть.

ГЛАВА 2

СТРУКТУРА СИНГУЛЯРНОСТЕЙ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

Роджер Пенроуз

В ПЕРВОЙ ЛЕКЦИИ Стивена Хокинга обсуждались теоремы о сингулярностях. Суть этих теорем заключается в том, что при разумных (глобальных) физических условиях сингулярности должны с необходимостью присутствовать. Теоремы ничего не говорят о природе этих сингулярностей и о том, где их можно найти. С другой стороны, эти теоремы носят очень общий характер. Возникает естественный вопрос о геометрических свойствах сингулярностей пространства-времени. Обычно предполагается, что свойство сингулярности — это стремление кривизны к бесконечности. Однако это не совсем то, что утверждают сами теоремы о сингулярностях.

Сингулярности имеют место при Большом взрыве, в черных дырах и при т. н. Большом хлопке (последний может восприниматься как объединение черных дыр). Большой хлопок может проявить себя и как голая сингулярность, возможность существования которой связана с вопросом о *космической цензуре* — гипотезе, согласно которой такие сингулярности никогда не должны появляться.

Для того чтобы объяснить идею космической цензуры, позвольте напомнить историю вопроса. Первым явным примером решения уравнений Эйнштейна типа черной дыры, было решение Дж. Оппенгеймера и Г. Снайдера (1939 г.) коллапса пылевого облака (это не соответствует действительности, потому что первое решение типа черной дыры для реального физического процесса было получено в 1934 году Р. Толменом, который рассмотрел сжатие сферического облака вещества, лишенного давления; все частицы этого облака двигались по радиальным геодезическим, подвергаясь действию только гравитационного поля, и их движение описывалось метрикой Шварцшильда, открытой К. Шварцшильдом, который получил первое точное теоретическое решение уравнений Эйнштейна в 1916 году для центрально-симметричного случая — *Прим. перев.*). Полученное решение содержит сингулярность, которая невидима снаружи, потому что окружена горизонтом событий. Этот горизонт представляет собой поверхность (двумерную поверхность сферы. — *Прим. перев.*), изнутри которой события не могут посылать уходящие на бесконечность сигналы. Заманчиво видеть в такой картине типичное поведение гравитационного коллапса. Однако модель Оппенгеймера — Снайдера (модель Толмена. — *Прим. перев.*) обладает специальной симметрией, называемой сферической, и далеко не очевидно, что этот частный случай характеризует и общий процесс коллапса.

Поскольку уравнения Эйнштейна трудно решить в общем случае, то можно попытаться найти некие глобальные свойства этих решений, приводящие к появлению сингулярностей. Например, в рассмотренной выше модели есть ловушечная поверхность, площадь которой уменьшается вдоль световых лучей, первоначально ортогональных к ней (рис. 2.1).

Можно попытаться показать, что существование ловушечной поверхности требует существования сингулярности. (Это была первая теорема о сингулярности, которую я сформулировал на основе разумных предположений о причинности, но без обязательного требования сферической симметрии; см. Пенроуз, 1965 г.). Можно получить похожий результат из предположения о существовании сходящегося изотропного конуса (Хокинг и Пенроуз, 1970 г.; изотропный

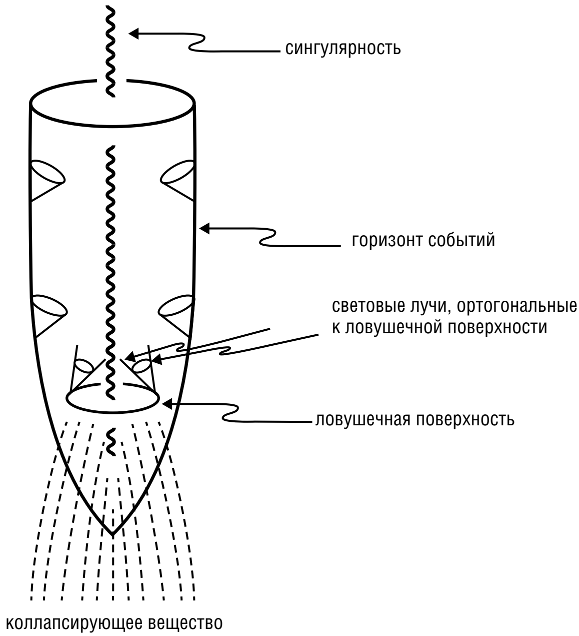


РИС. 2.1

Модель Оппенгеймера — Снайдера (модель Толмена. — *Прим. перев.*) коллапса пылевого облака, показывающая наличие ловушечной поверхности.

конус становится сходящимся, если все лучи, испущенные из некоторой точки по разным направлениям, начинают сходиться с некоторого момента времени в будущем).

В 1965 году Стивен Хокинг заметил, что мои первоначальные аргументы можно обратить на космологических масштабах, т. е. применить их при обратном отсчете времени. Другими словами, обращенная во времени ловушечная поверхность потребует наличия сингулярности не в будущем, а в прошлом (при подходящих предположениях о причинности). Такая обращенная во времени ловушечная поверхность оказывается очень большой, достигая космологических масштабов.

Сосредоточимся теперь на анализе ситуации с черной дырой. Известно, что у черной дыры где-то должна быть сингулярность, но для того чтобы получить собственно черную дыру, нам нужно показать, что эта сингулярность обязательно окружена горизонтом событий. Именно последнее и утверждает гипотеза космической цензуры: сингулярность нельзя увидеть снаружи. В частности, из этой гипотезы следует, что должна существовать некоторая область, из которой сигналы не могут быть отправлены во внешнюю бесконечность. Граница такой области и есть горизонт событий. Далее, можно использовать теорему, о которой говорил Стивен в своей первой лекции, для этой границы. Теорема заключается в том, что горизонт событий — это граница прошлого для будущей изотропной бесконечности. Подытожим теперь все, что мы выяснили об этой границе:

1. граница должна с необходимостью быть изотропной поверхностью там, где она гладкая, а ее генераторами должны быть изотропные геодезические;

2. граница содержит изотропные геодезические, не имеющие концов в будущем, которые выходят из каждой точки, в которой граница не является гладкой.

Кроме того,

3. площадь пространственного сечения никогда не может уменьшаться со временем.

В работах Израэля (1967 г.), Картера (1971 г.), Хокинга (1972 г.), Робинсона (1975 г.) было показано, что асимптотический предел будущего такого пространства-времени — это пространство-время Керра. Полученный результат примечателен тем, что метрика Керра — это точное решение уравнений Эйнштейна в вакууме. Последнее связано с энтропией черной дыры, и я вернусь к этому вопросу в следующей лекции (глава 4).

Подводя промежуточный итог, можно отметить качественное сходство рассматриваемой задачи с решением Оппенгеймера — Снайдера. Есть некоторые несущественные изменения — мы пришли к решению Керра, а не Шварцшильда, но общая картина в обоих решениях не слишком разнится.

Однако точные рассуждения основываются на гипотезе космической цензуры. Последняя очень важна, потому что от нее зависит полная теория, и без этой гипотезы вместо черной дыры мы бы видели жуткие вещи... Надо спросить себя, насколько реальна эта гипотеза. Долгое время я считал, что она может оказаться неверной и пытался отыскать контрпримеры. (Стивен Хокинг однажды заявил, что одно из самых неоспоримых доказательств гипотезы космической цензуры — это тот факт, что я старался, старался и не смог доказать ее ошибочность, но мне такой аргумент кажется совершенно ничтожным!)

Я хочу обсудить гипотезу космической цензуры в контексте определенных идей, касающихся неких *идеальных точек* пространства-времени. (Эти понятия восходят к работам Сейферта 1971 г., а также Героха, Кронхаймера и Пенроуза 1972 г.) Основная концепция состоит в возможности включить в пространство-время действительно «сингулярные точки» и «точки бесконечности», которые и называются *идеальными точками.* Сначала позвольте мне ввести понятие *неразложимого множества прошлого* (НП). Здесь словосочетание «множество прошлого» означает такое множество, которое содержит собственное прошлое, а термин «неразложимое» означает, что такое множество не может быть разделено на два множества прошлого таким образом, чтобы одно содержало другое. Существует теорема о том, что можно описать любое НП как прошлое некоторой времениподобной кривой (рис. 2.2).

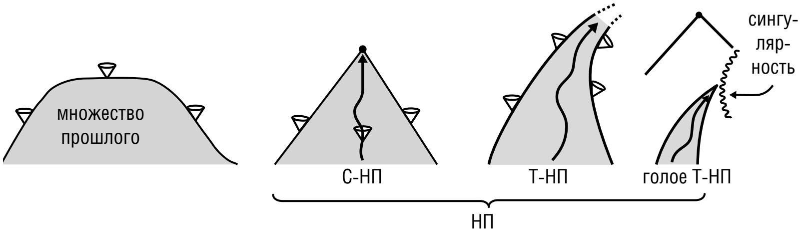


РИС. 2.2
Множества прошлого, собственные множества неразложимого прошлого (С-НП) и терминальные множества неразложимого прошлого (Т-НП)

Введем также в рассмотрение два типа неразложимых множеств НП и назовем их С-НП и Т-НП. С-НП — это *собственное неразложимое множество прошлого (собственное НП),* которое есть прошлое точки в пространстве-времени. Т-НП — это *терминальное неразложимое множество прошлого (терминальное НП),* которое не является прошлым ни для одной реальной точки пространства-времени. Т-НП определяет идеальные точки будущего. Кроме того, можно ввести дополнительную классификацию для Т-НП в зависимости от того, находятся ли они «в бесконечности» или в сингулярности. В первом случае существует времениподобная кривая бесконечной собственной длины, которая является генератором для НП; такое Т-НП обозначается ∞-Т-НП. Во втором случае служащая генератором для этого множества любая времениподобная кривая обладает конечной собственной длиной; такое Т-НП называется *сингулярным Т-НП*. Очевидно, все эти понятия могут быть аналогично применены и к множествам будущего. В этом случае получаем соответственно: НБ (неразложимое множество будущего), которое делится на С-НБ и Т-НБ, а последнее в свою очередь на ∞-Т-НБ и сингулярное Т-НБ.

Хочу заметить, что для того, чтобы все вышесказанное позволяло получить работающую теорию, нужно ввести дополнительное предположение об отсутствии замкнутых времениподобных кривых. Оказывается достаточным даже более слабое условие: не существует двух точек, имеющих одинаковое будущее или одинаковое прошлое.

Как можно дать описание голым сингулярностям и гипотезе космической цензуры в терминах введенных понятий? Прежде всего, гипотеза космической цензуры не должна исключать Большой взрыв, потому что в противном случае это окажется большим потрясением для космологов. Итак, все возникает в результате Большого взрыва, и ничто не попадает в него обратно. Таким образом, можно попробовать определить голую сингулярность как нечто такое, куда может входить и откуда может выходить времениподобная кривая.

Тогда вопрос о Большом взрыве автоматически снимается, потому что он, по такому определению, не является голой сингулярностью. Теперь определим *голое терминальное неразложимое множество прошлого* (голое Т-НП) как такое Т-НП, которое содержится в С-НП. Это локальное определение, т. е. мы не будем требовать, чтобы наблюдатель находился на бесконечности. Оказывается (Пенроуз, 1979 г.), что запрет на существование в пространстве-времени голых Т-НП — это то же самое, что запрет на существование голых Т-НБ. Другими словами, в определении голого Т-НП можно заменить «прошлое» на «будущее». Гипотеза о том, что такие голые Т-НП (или, эквивалентно, Т-НБ) не возникают в пространстве-времени достаточно общего вида, называется гипотезой *сильной космической цензуры*. Интуитивный смысл этой гипотезы заключается в том, что какая-либо сингулярная точка (или точка на бесконечности) — в данном случае принадлежащая Т-НП — не может просто взять и «появиться» посреди пространства-времени таким образом, чтобы стать «наблюдаемой» из некоторой конечной точки — в данном случае принадлежащей С-НП. Существенно то, что наблюдателю не нужно находиться на бесконечности, потому что для данного пространства-времени мы не знаем, что такое в действительности бесконечность. Кроме того, если нарушается гипотеза сильной космической цензуры, то мы можем за конечный промежуток времени наблюдать частицу, которая либо падает в сингулярность, где перестают выполняться законы физики, либо достигает бесконечности, что не лучше. С помощью понятия НП теперь можно сформулировать гипотезу *слабой космической цензуры*. Для этого нужно заменить С-НП на ∞-Т-НП.

Гипотеза сильной космической цензуры требует, чтобы пространство-время общего вида, содержащее вещество, которое удовлетворяет разумным уравнениям состояния (например, вакуум), могло быть расширено до пространства-времени, не содержащего голые сингулярности (голые сингулярные Т-НП).

Оказывается (Пенроуз, 1979 г.), исключение голых Т-НП эквивалентно условию *глобальной гиперболичности.* Иначе говоря, полученное пространство-время представляет собой область, которая задается некоторой поверхностью Коши (Герох, 1970 г.). Заметим, что такая формулировка сильной космической цензуры симметрична по времени. Действительно, можно поменять местами будущее и прошлое, если мы заменим НП на НБ.

В общем случае необходимы дополнительные условия для того, чтобы избежать т. н. *внезапных катаклизмов*, например когда сингулярность достигает изотропной бесконечности. В последнем случае она будет разрушать пространство-время по мере продвижения (см. Пенроуз, 1978, рис. 7), хотя принципа космической цензуры такой процесс не нарушит. Существует более сильная версия космической цензуры, которая «заботится» о таких катаклизмах (см. Пенроуз, 1978, условие СС4).

Давайте вернемся назад, к вопросу о том, справедлива ли гипотеза космической цензуры. Прежде всего, заметим, что она может и не выполняться в квантовой гравитации. В частности, когда взрываются черные дыры (о чем Стивен Хокинг будет позже говорить), космическая цензура, по всей видимости, нарушается.

В классической общей теории относительности существуют разработки в обоих направлениях. Так, в результате одной из своих попыток развенчать космическую цензуру, я вывел несколько неравенств, которые должны быть верными, если верна космическая цензура (Пенроуз, 1973). Неравенства оказались правильными (Гиббонс, 1972), что дало поддержку идее о существовании чего-то подобного космической цензуре. С другой стороны, есть несколько специальных примеров против этой гипотезы (которые, однако, нарушают и принцип универсальности) и наброски расчетов, служащие предметом возражений. Кроме того, появились аргументы, о которых я узнал совсем недавно (1996 г. — *Прим. перев.*) от Гари Горовица, а именно, что некоторые из полученных мной неравенств не верны, если космологическая постоянная в уравнениях Эйнштейна положительна. Лично я всегда верил, что космологическая постоянная должна быть равной нулю, но было бы очень интересно, если космическая цензура зависела бы от этой константы, в частности, если она не положительна (многократно подтвержденный наблюдательный факт ускоренного расширения нашей Вселенной свидетельствует о наличии т. н. *темной энергии*, которая может быть описана как динамическим уравнением состояния, связывающим ее давление и плотность, так и новой фундаментальной постоянной, ассоциированной с космологической постоянной; в последнем случае космологическая постоянная не равна нулю. — *Прим. перев.*). В частности, возможно существование интригующей связи между природой сингулярностей и природой бесконечности. Бесконечность пространственноподобна, если космологическая постоянная положительна, и бесконечность изотропна, если космологическая постоянная равна нулю. Сингулярности могут, соответственно, также оказываться времениподобными (другими словами, голыми, что нарушает космическую цензуру), если космологическая постоянная положительна, но могут и не быть времениподобными (т. е. будут удовлетворять космической цензуре), если космологическая постоянная равна нулю.

Для того чтобы обсудить времениподобную или пространственноподобную природу сингулярностей, позвольте мне объяснить причинные связи между неразложимыми множествами прошлого (НП). Обобщая понятие причинности между точками, можно сказать, что НП-множество А *причинно предшествует* НП-множеству В, если А есть подмножество В. Далее, А *хронологически предшествует* В, если существует такое С-НП-множество С, что А есть подмножество С, а С есть подмножество В. Будем называть А и В *пространственноподобно разделенными*, если ни одно из них причинно не предшествует другому (рис. 2.3).

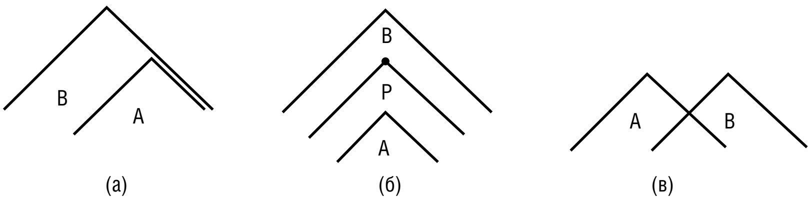


РИС. 2.3
Причинные связи между НП-множествами: (а) А причинно предшествует В; (б) А хронологически предшествует В; (в) А и В пространственноподобно разделены.

Условие того, что типовые (*generic*) сингулярности никогда не могут быть времениподобными, эквивалентно сильной космической цензуре. Пространственноподобные (или изотропные) сингулярности могут быть как прошлыми, так и будущими. Из вышесказанного следует, что если сильная космическая цензура сохраняется, то сингулярности разделяются на два класса:

(П) сингулярности прошлого, которые определяются множествами будущего Т-НБ;

(Б) сингулярности будущего, которые определяются множествами прошлого Т-НП.

Голые сингулярности могут объединять два указанных класса в один, например голая сингулярность может быть одновременно и из Т-НП, и из Т-НБ. Таким образом, разделение этих классов есть прямое следствие космической цензуры. Типичным примером класса (Б) является сингулярность черной дыры и Большого хлопка (если он существует). Пример класса (П) — это Большой взрыв и белые дыры (если они существуют). Я не очень верю, что Большой хлопок мог произойти в действительности (по идеологическим соображениям, которые я буду обсуждать в последней лекции), что же касается белых дыр, то они еще менее правдоподобны, потому что нарушают второй закон термодинамики.

Возможно, два типа сингулярностей удовлетворяют совершенно разным законам, или, быть может, законы квантовой гравитации будут для них разные. Мне кажется, Стивен

Хокинг будет здесь не согласен со мной [С. Х.: «Да!»], но следующие факты говорят в пользу моего утверждения:

(1) второй закон термодинамики;

(2) наблюдения ранней Вселенной (например, результаты космического аппарата *COBE*), которые доказывают ее большую степень однородности (речь идет о наблюдениях анизотропии микроволнового реликтового излучения, которая представляет собой неоднородности самого первого, реликтового света Вселенной, когда излучение отделилось от вещества и стало распространяться свободно; анизотропия оказалась очень мала, порядка нескольких сотых процента, что говорит о большой однородности ранней Вселенной; первым этот результат получил советский аппарат «Реликт». — *Прим. перев.*);

(3) существование черных дыр (фактически уже наблюдаемых).

Из (1) и (2) можно сделать вывод, что сингулярность Большого взрыва была чрезвычайно однородной (сильно неоднородная сингулярность Большого взрыва могла быть сглажена в результате экспоненциального расширения пространства-времени, т. н. инфляционной стадии. — *Прим. перев.*). Из (1) следует, что белых дыр не существует (белые дыры очень сильно нарушают второй закон термодинамики). Таким образом, для сингулярностей черных дыр (3) с необходимостью должны выполняться совершенно другие законы. Для более точного описания этой разницы напомним, что кривизна пространства-времени описывается тензором Римана R_{abcd}, который представляет собой сумму тензора Вейля C_{abcd} (который описывает приливные искажения, в первом порядке малости сохраняя площадь сечения пучка геодезических неизменной) и части, эквивалентной тензору Риччи R_{ab} (очевидно, умноженному на метрический тензор g_{cd} для соответствия правилу сложения тензоров; эта часть описывает искажения, связанные со схождением геодезических, т. е. уменьшением площади сечения пучка геодезических). (рис. 2.4)

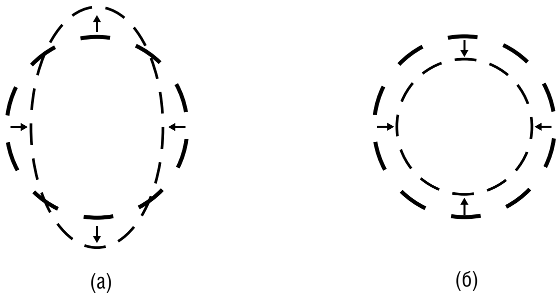


РИС. 2.4
Эффекты ускоренного сближения геодезических в пространстве-времени: (а) приливные искажения, вызванные тензором Вейля; (б) уменьшение площади сечения пучка геодезических, вызванное тензором Риччи.

В стандартной космологической модели (Фридмана, Леметра, Робертсона, Уолкера, или ФЛРУ-модели; см., например, Риндлер, 1977 г.) для Большого взрыва тензор Вейля равен нулю (существует и обратное утверждение, доказанное Р. Ньюменом, что некоторая вселенная с начальной сингулярностью конформного регулярного типа с равным нулю тензором Вейля, с необходимостью должна быть вселенной ФЛРУ, при выполнении разумных уравнений состояния; см. Ньюмен, 1993 г.). С другой стороны, в сингулярности черных и белых дыр (в типовом случае) тензор Вейля стремится к бесконечности. Вышесказанное означает, что может быть сформулирована гипотеза кривизны Вейля.

Гипотеза кривизны Вейля

(1) сингулярности начального типа, которые являются сингулярностями прошлого (см. выше (П) -сингулярности), ограничены и обладают равным нулю тензором Вейля;

(2) сингулярности конечного типа, которые являются сингулярностями будущего (см. выше (Б) -сингулярности), не ограничены.

Такие предположения близки к тому, что может быть наблюдаемо. Так, если наша Вселенная замкнута, то сингулярность конечного типа (финальная или конечная сингуляр-

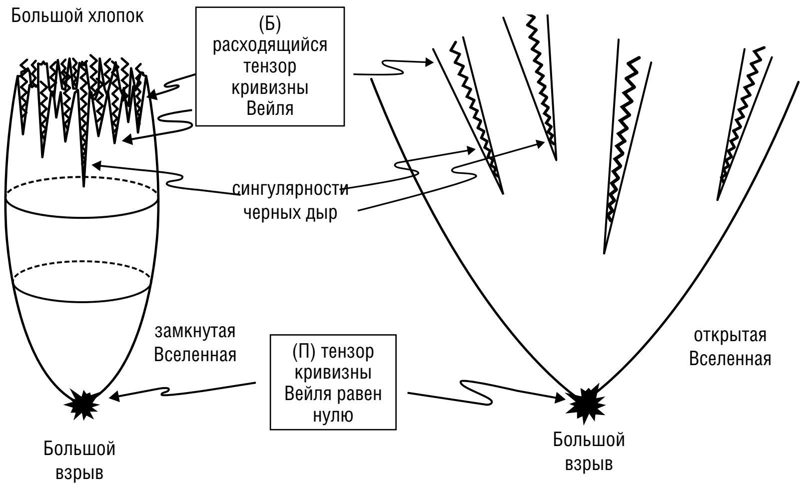


РИС. 2.5
Гипотеза кривизны Вейля: начальные сингулярности (Большой взрыв) ограничены равенством нулю тензора кривизны Вейля, в то время как для сингулярностей конечного типа (финальных сингулярностей) тензор кривизны Вейля ожидается расходящимся.

ность будущего), например Большой хлопок, будет иметь расходящийся тензор Вейля. В открытой же Вселенной образующиеся черные дыры также будут иметь расходящийся тензор Вейля (рис. 2.5).

Дальнейшая поддержка гипотезы кривизны Вейля исходит из одного ограничения. Согласно этому ограничению для достаточной гладкости ранней Вселенной, а также для того, чтобы Вселенная была лишена белых дыр, необходимо следующее условие. Фазовый объем ранней Вселенной должен быть уменьшен на величину 10 в степени 10^{123}. Это число соответствует фазовому объему черной дыры, состоящей из 10^{80} барионов, и следует из формулы Бекенштейна — Хокинга для энтропии черной дыры (Бекейнштейн, 1972; Хокинг, 1975). Вселенная содержит не меньше вещества, чем это количество.

Так, должен существовать какой-то закон, чтобы имел место этот очень маловероятный результат — и гипотеза кривизны Вейля может предоставить закон такого рода.

Вопросы и ответы

Вопрос: Считаете ли вы, что квантовая гравитация избавит от проблемы сингулярностей?

Ответ: Я не думаю, что это будет буквально так. Если бы это было правдой, то Большой взрыв произошел бы от предыдущей фазы коллапса. Мы с необходимостью должны спросить себя, как же предыдущая фаза могла иметь настолько низкую энтропию. Такая картина — это не лучшая возможность объяснить второй закон термодинамики. Более того, сингулярности коллапсирующих и расширяющихся вселенных будут иметь что-то общее между собой, но их геометрии будут сильно различаться. Истинная теория квантовой гравитации должна изменить наше представление о пространстве-времени в сингулярности. Эта теория должна дать ясный и четкий ответ на вопрос о сущности того, что мы называем сингулярностью в классической теории. Эта теория не должна представлять несингулярное пространство-время, а должна быть чем-то совершенно новым.

ГЛАВА 3

КВАНТОВЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Стивен Хокинг

В МОЕЙ ВТОРОЙ ЛЕКЦИИ я буду говорить о квантовой теории черных дыр. Мне кажется, эта теория ведет к появлению нового уровня непредсказуемости в физике, помимо обычных неопределенностей, связанных с квантовой механикой. Дело в том, что черные дыры, похоже, обладают внутренней энтропией. Кроме того, они могут терять информацию из нашей области Вселенной. Должен сразу сказать, что оба утверждения спорны: множество людей, работающих в квантовой гравитации, включая почти всех, кто занялся ей после физики частиц, исходя из своего опыта, отвергают идею того, что информация о квантовом состоянии системы может быть утеряна. Однако они сами добились весьма скромных результатов в попытке объяснить, как из черной дыры можно извлечь информацию. Я уверен, что мои оппоненты в конце концов будут вынуждены принять мою точку зрения о том, что информация теряется — точно так же, как раньше они согласились с тем, что черная дыра излучает, хотя это находится в прямом противоречии с их убеждениями.

Эту лекцию я начну с того, что напомню читателям классическую теорию черных дыр. В прошлой лекции мы видели, что гравитация — это всегда сила притяжения, по крайней мере, в обычных ситуациях. Если бы гравитация была иногда силой притяжения, а иногда силой отталкивания, подобно электродинамике, мы бы вообще ее не заметили, потому что она в 10^{40} раз слабее электромагнитных сил. Только потому, что гравитация всегда обладает одним и тем же знаком, гравитационные силы между частицами двух макроскопических тел (подобных нашим телам или целым планетам) складываются, и суммарная сила возрастает так сильно, что мы можем ее непосредственно ощутить.

Тот факт, что гравитация — сила притяжения, означает, что она стремится собрать вместе все вещество во Вселенной, формируя объекты, такие как звезды и галактики. Сформировавшись, эти объекты в течение некоторого времени могут поддерживать свое существование, соблюдая баланс дальнейшего сжатия и теплового давления (в случае звезд) или вращения и внутренних движений (в случае галактик). Однако в конце концов теплота или угловая скорость вращения уменьшаются настолько, что объект начинает сжиматься. Если масса этого объекта меньше примерно полутора масс Солнца (1,4 массы Солнца, т. н. предел Чандрасекара. — *Прим. перев.*), то сжатие может быть остановлено за счет давления вырожденного газа электронов или нейтронов. Такой объект станет, соответственно, белым карликом или нейтронной звездой. Если же масса окажется больше этого предела, то ничто не сможет препятствовать сжатию. После того как объект сожмется до некоторого критического предела, гравитационное поле на его поверхности станет настолько сильным, что световые конусы окажутся наклоненными внутрь этой поверхности (рис. 3.1).

Я предпочел бы нарисовать вам четырехмерное изображение, но из-за сокращения бюджета Кембриджского университета могу позволить себе только двумерные рисунки. Таким образом, временную координату я покажу вертикальной осью и использую перспективу для изображения двух из трех пространственных измерений. На рисунке вы можете видеть, что даже исходящие лучи света наклонены друг к другу и, таким образом, сходятся, а не расходятся. Это озна-

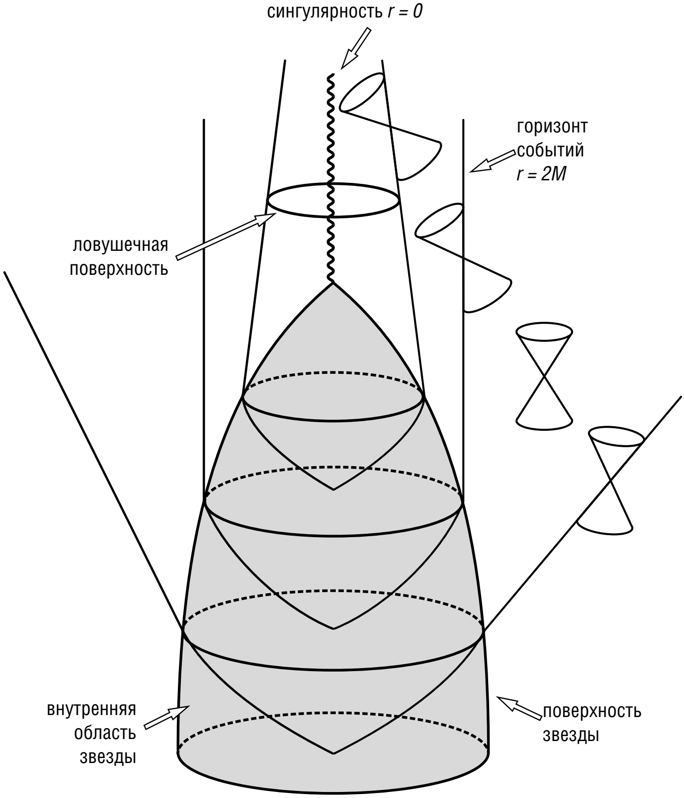


РИС. 3.1
Пространство-время коллапсирующей звезды, которая становится черной дырой. Показаны горизонт событий и замкнутая ловушечная поверхность.

чает, что существует замкнутая ловушечная поверхность, которая представляет собой одну из возможных альтернатив, указанных в третьем условии теоремы Хокинга — Пенроуза.

Если верна гипотеза космической цензуры, то ловушечная поверхность и соответствующая этой поверхности сингулярность не может быть видима внешним наблюдателем. Следовательно, с необходимостью должна существовать область пространства-времени, из которой невозможно уйти на бесконечность. Это область и есть черная дыра. Ее граница называется «горизонт событий» и представляет собой изотропную поверхность, образованную световыми лучами, которые не смогли уйти на бесконечность. Как мы выделили в предыдущей лекции, площадь сечения горизонта событий никогда не может убывать, по крайней мере в классической теории. Это утверждение, а также расчеты, полученные для сферического коллапса в возмущенной теории, дают основание предположить, что черные дыры должны приходить к стационарному состоянию. Теорема «об отсутствии волос», доказанная в работах Израэля, Картера, Робинсона, а также и с моим участием, показывает, что единственным стационарным решением для черной дыры в отсутствии полей материи является решение Керра. Это решение задается двумя параметрами: массой черной дыры M и ее угловым моментом J. Теорема «об отсутствии волос» была обобщена Робинсоном, который включил в рассмотрение третий параметр — электрический заряд Q. Для теории Янга — Миллса теорема «об отсутствии волос» не была доказана, но единственная разница с вышеописанной картиной видится только в добавлении одного или более чисел-бирок, обозначающих дискретное множество неустойчивых решений. Можно показать, что для стационарных черных дыр Эйнштейна — Янга — Миллса не существует других непрерывных степеней свободы.

Прямым следствием теоремы «об отсутствии волос» является потеря огромного количества информации при формирующем черную дыру коллапсе. Коллапсирующий объект описывается очень большим числом параметров: существуют разные типы вещества и мультипольные моменты распределения масс. Однако получившаяся черная дыра совершенно не зависит от типа составившего ее вещества и, кроме того, быстро теряет все мультипольные моменты, кроме первых двух: монопольного момента, который есть масса, и дипольного момента, который есть угловой момент вращения.

Такая потеря информации не страшна в классической теории. Действительно, достаточно сказать, что вся информация о коллапсирующем объекте просто остается внутри черной дыры. Для наблюдателя, находящегося вне черной дыры, очень сложно определить, на что похож этот коллапсирую-

Теорема «об отсутствии волос». Стационарные черные дыры характеризуются массой M, угловым моментом J и электрическим зарядом Q.

щий объект. Однако в классической теории это, в принципе, можно сделать. Дело в том, что наблюдатель никогда не потеряет из виду коллапсирующий объект: по мере приближения вещества к горизонту событий коллапс для наблюдателя будет все больше замедляться, излучение будет тускнеть. Наблюдатель сможет видеть, какое именно вещество подходит к горизонту событий и как распределена эта падающая масса.

Квантовая теория меняет всю картину. Во-первых, коллапсирующее тело может послать наружу только ограниченное число фотонов (до того, как пересечет свой горизонт событий). Этих фотонов будет крайне недостаточно для того, чтобы передать всю информацию об уходящем под горизонт объекте. Последнее означает, что в квантовой теории для внешнего наблюдателя нет способа измерить состояние коллапсирующего тела. На первый взгляд это не так важно, потому что информация все равно останется внутри черной дыры, даже если эту информацию нельзя измерить снаружи. Однако именно в этом проявляется второй эффект, привносимый квантовой теорией в описание процесса формирования черной дыры. Как я покажу, квантовая теория приводит к тому, что черная дыра оказывается способной излучать частицы и терять массу. Возможно, конечным результатом такого процесса будет полное «испарение» черной дыры, которая, исчезнув, куда-то денет всю содержавшуюся в ней информацию. Я приведу аргументы, что информация действительно пропадет и ни в какой форме не сможет вернуться назад. Как я покажу, такая потеря информации может привести к идее нового уровня неопределенности в физике, помимо обычного принципа неопределенности, ассоциированного с квантовой теорией. К сожалению, в противоположность принципу неопределенности Гейзенберга, в случае черных дыр этот дополнительный уровень должен быть очень трудно проверяем в эксперименте. Но как я покажу в моей третьей лекции (глава 5), мы, возможно, уже наблюдали этот эффект, изучая флуктуации микроволнового реликтового фона.

Тот факт, что квантовая теория вынуждает черные дыры излучать, впервые был обнаружен, когда на фоне метрики черной дыры делались попытки построить квантовую теорию (впервые возможность существования излучения, идущего от черной дыры, предсказал Зельдович в 1971 и 1972 году рассматривая задачи генерации волн вращающимся телом и усиление цилиндрических электромагнитных волн при отражении от вращающегося тела: так, вращающаяся черная дыра будет усиливать падающие волны определенных частот, и поэтому должен существовать эффект, аналогичный квантовому эффекту спонтанного излучения энергии и углового момента; в 1972 году Мизнер и в 1973 году Старобинский подтвердили факт усиления черной дырой Керра скалярных волн в режиме т. н. суперрадиации, т. е. когда скорость волнового фронта ниже скорости волны. — *Прим. перев.*). Рассмотрим задачу построения квантовой теории на фоне пространства-времени черной дыры, используя диаграммы Пенроуза. Хотя я думаю — и Пенроуз наверняка с этим согласится, — что их следует называть «диаграммами Картера», потому что Картер был первым, кто начал их использовать систематически. В задаче сферического коллапса пространство-время не зависит от углов θ и φ. Вся геометрия описывается в плоскости $r - t$. Поскольку любую двумерную плоскость можно конформно отобразить на все плоское пространство, то можно описать причинную структуру диаграммой, в которой изотропные линии в плоскости $r - t$ наклонены к вертикали под углами $\pm 45°$.

Построение диаграмм начнем с плоского пространства Минковского. Его диаграмма Картера — Пенроуза представляет собой треугольник, поставленный на угол (рис. 3.2).

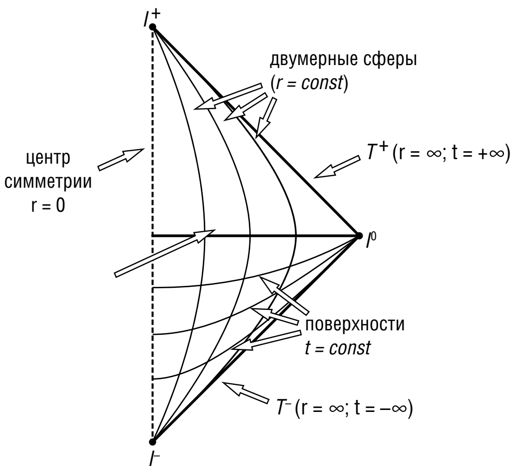


РИС. 3.2
Диаграмма Картера — Пенроуза для пространства Минковского.

Расположенные на этом рисунке справа две равные стороны треугольника соответствуют изотропным поверхностям прошлого и будущего, о которых я говорил в моей первой лекции. Они действительно расположены на бесконечности. С помощью подходящего конформного множителя при стремлении к бесконечности все расстояния сокращаются. Таким образом, каждая точка треугольника на этом рисунке соответствует двумерной сфере радиуса *r*. На вертикальной линии слева (т. е. на большей стороне треугольника. — *Прим. перев.*) $r = 0$, что соответствует центру симметрии. Правая сторона рисунка соответствует бесконечно большому значению *r*.

Из этого рисунка можно легко увидеть, что каждая точка пространства Минковского представляет собой прошлое для изотропной бесконечности будущего T^+. Последнее означает, что нет ни черной дыры, ни горизонта событий. Однако если вместо этого рисунка рассмотреть коллапсирующее сферическое тело, то все будет выглядеть по-другому (рис. 3.3).

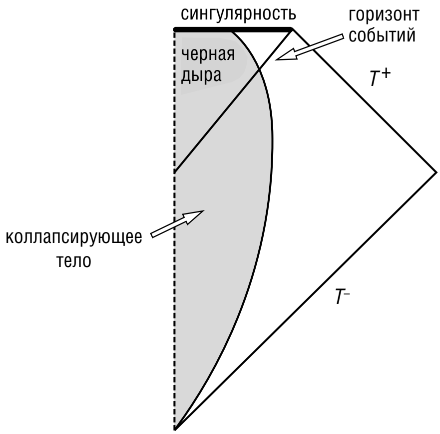


РИС. 3.3
Диаграмма Картера — Пенроуза для коллапсирующей звезды с образованием черной дыры.

Диаграмма, представленная на этом рисунке, схожа с диаграммой для пространства Минковского в области прошлого. В области будущего присутствуют серьезные отличия: верхний угол треугольника срезан и заменен на горизонтальную границу. Последняя и есть сингулярность, предсказываемая теоремой Хокинга — Пенроуза. Можно увидеть, что под этой горизонтальной линией есть точки, которые не лежат в прошлом для изотропной бесконечности будущего T^+. Другими словами, появляется черная дыра. Граница черной дыры — горизонт событий — показан на диаграмме диагональной линией, которая идет сверху вниз из верхнего правого угла и пересекает вертикальную линию, которая соответствует центру симметрии.

На фоне коллаписирующего объекта можно задать скалярное поле ϕ. Если пространство-время стационарно, то решение волнового уравнения, которое на множестве T^- содержит только положительные частоты, будет содержать только положительные частоты и на множестве T^+. Последнее означает, что не будет происходить рождения частиц и не будет частиц, уходящих на T^+, если там изначально не было скалярных частиц.

Однако во время коллапса метрика не является стационарной. Это приводит к другому решению: положительные частоты решения волнового уравнения на множестве T^-, достигая множества T^+, становятся частично отрицательными. Последнее, представляющее собой смешанный набор положительных и отрицательных частот, может быть вычислено. Для этого нужно взять нестационарную волну *exp (-iωu)* на T^+ (здесь переменная *u* есть время — *Прим. перев.*) и пустить ее назад к T^-. Когда волна будет проходить мимо горизонта событий черной дыры, то какая-то ее часть окажется сильно смещенной в голубую сторону. Примечательно, что такое смешивание частот не зависит от деталей коллапса в пределе поздних времен. Смешивание зависит только от величины поверхностной гравитации $\varkappa$ (которая есть мера напряженности гравитационного поля на горизонте событий черной дыры) и приводит к рождению частиц.

Впервые я осознал этот эффект в 1973 году и ожидал, что смогу найти всплеск излучения при коллапсе, после которого рождение частиц прекратилось бы, и черная дыра действительно стала бы черной. Однако, к моему большому удивлению, я обнаружил (в результате теоретических расчетов. — *Прим. перев.*), что после идущей в процессе коллапса вспышки остается равномерный процесс рождения частиц и их излучения. Более того, это излучение — в точности тепловое, и его температура есть $\frac{\kappa}{2\pi}$. Последнее обстоятельство оказалось именно тем, что требовалось для законченности идеи об обладании черной дырой энтропии, пропорциональной площади ее горизонта событий. Вдобавок, выражение для температуры черной дыры фиксирует постоянный коэффициент пропорциональности как $\frac{1}{4}$ в планковской системе единиц ($G = c = \hbar = 1$). В этих единицах площадь есть 10^{-66} см^2 и, следовательно, черная дыра солнечной массы будет обладать энтропией порядка 10^{78}. Это число отражает гигантское количество различных способов создания черной дыры.

Тепловое излучение черной дыры

Температура $T = \frac{\kappa}{2\pi}$

Энтропия $S = \frac{1}{4}A$

Когда я пришел к открытию излучения черной дыры (см. комментарий выше об истории вопроса. — *Прим. перев.*), мне казалось чудом, что довольно приближенные оценочные расчеты привели к точной характеристике излучения как полностью теплового. Тем не менее дальнейшие работы совместно с Дж. Хартлом и Г. Гиббонсом помогли вскрыть глубокие причины этого свойства излучения черной дыры. Чтобы объяснить суть этих работ, давайте начнем с примера метрики Шварцшильда.

Метрика Шварцшильда

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 +$$

$$+ r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right).$$

Метрика Шварцшильда описывает гравитационное поле невращающейся черной дыры. В обычных пространственно-временных координатах r и t эта метрика содержит фиктивную особенность на расстоянии, равном *радиусу Шварцшильда* $r = 2M$ (здесь принято $c = 1$. — *Прим. перев.*). Однако эта особенность связана всего лишь с плохим выбором координат. Можно выбрать другую систему координат, в которой метрика Шварцшильда не будет содержать никаких особенностей в этой точке.

Диаграмма Картера — Пенроуза для описания черной дыры Шварцшильда имеет форму ромба со срезанными верхом и низом (рис. 3.4).

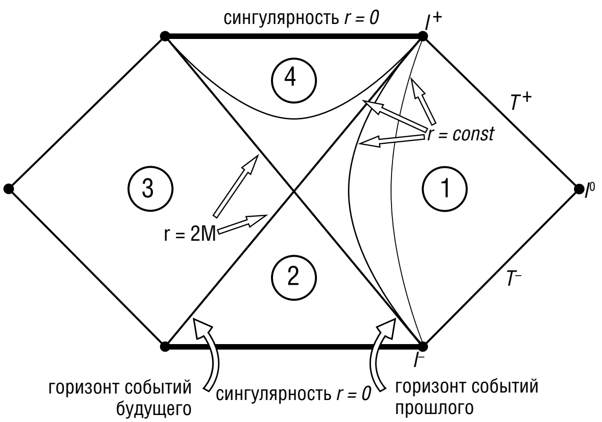


РИС. 3.4
Диаграмма Картера — Пенроуза для вечной черной дыры Шварцшильда.

Ромб диаграммы разделен на четыре области двумя изотропными поверхностями, на которых $r = 2M$. Область справа, отмеченная на диаграмме ①, — это привычное нам асимптотически плоское пространство. Это пространство, будучи плоским, содержит изотропные бесконечности прошлого и будущего, $\mathcal{I}^-$ и $\mathcal{I}^+$ соответственно. Есть и еще одна асимптотически плоская область, она располагается на диаграмме слева и отмечена ③. По-видимому, эта область соответствует другой вселенной, которая соединяется с нашей только через т. н. кротовую нору, или червоточину. Однако, как я покажу дальше, эта связь может осуществляться только с помощью мнимого времени (в настоящее время теория кротовых нор хорошо развита, обсуждаются их возможные наблюдательные отличия от черных дыр; гипотетически могут существовать непроходимые и проходимые кротовые норы, для последних требуется наличие экзотического вещества, называемого фантомным, которое может нарушать некоторые энергетические условия. — *Прим. перев.*). Изотропная поверхность, идущая из левого нижнего угла в правый верхний, есть граница области, из которой можно уйти на бесконечность, находящуюся справа на диаграмме. Другими словами, эта поверхность есть горизонт событий будущего, причем эпитет «будущее» использован для того, чтобы различить эту поверхность от горизонта событий прошлого. На диаграмме последний проходит из правого нижнего угла в левый верхний.

Давайте теперь вернемся к метрике Шварцшильда в координатах r и t. Введем новую переменную времени τ таким образом, чтобы $t = i\tau$. Поскольку i — мнимая единица, то возведенная в квадрат, позволит получить положительно определенную метрику. Я буду называть такие метрики «евклидовыми», хотя они могут описывать искривленное пространство. В полученной таким образом метрике Евклида — Шварцшильда снова появляется кажущаяся сингулярность при $r = 2M$. Определим новую радиальную координату x как

$$4M\left(1 - 2Mr^{-1}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Метрика Евклида — Шварцшильда

$$ds^2 = x^2 \left(\frac{d\tau}{4M}\right)^2 + \left(\frac{r^2}{4M^2}\right)^2 dx^2 + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2\right)$$

Если придать переменной τ период $8\pi M$, то метрика записывается в координатах x и r, аналогичных полярным. Таким же образом — путем введения мнимого периодического времени с периодом $\frac{2\pi}{\varkappa}$ — кажущаяся сингулярность на горизонте событий может быть устранена и в других евклидовых метриках, описывающих черные дыры (рис. 3.5).

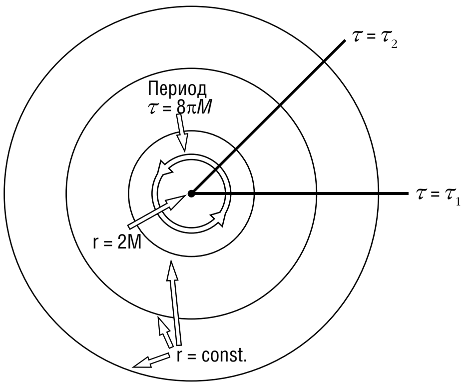
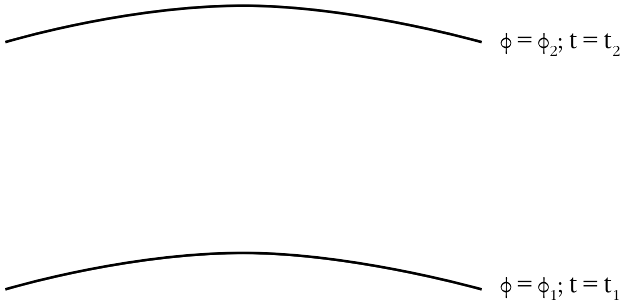


РИС. 3.5

Решение Евклида — Шварцшильда, в котором мнимое время τ выбрано периодическим.

Каков же смысл мнимого времени, заданного периодическим с некоторым периодом β? Для того чтобы это понять, рассмотрим амплитуду перехода (амплитуда вероятности. — *Прим. перев.*) от некоторой конфигурации поля ϕ_1 в момент времени t_1 к конфигурации поля ϕ_2 в момент времени t_2. Этот переход задается матричным элементом $exp\ (-iH\ (t_2 - t_1))$,



$$\langle \phi_2, t_2 | \phi_1, t_1 \rangle = \langle \phi_2 \,|\, \exp\left(-iH(t_2 - t_1)\right) \,|\phi_1\rangle =$$

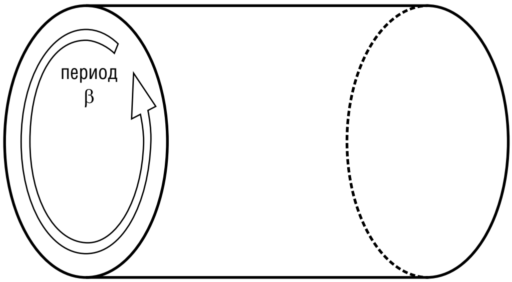
$$= \int D[\phi]\, exp(iI[\phi])$$

РИС. 3.6
Амплитуда перехода (амплитуда вероятности. — *Прим. перев.*) от состояния φ_1 в момент времени t_1 к состоянию φ_2 в момент времени t_2. ($D[\varphi]$ — дифференциал по всем полям φ, $I[\varphi]$ — функционал действия. — *Прим. перев.*).

а также его можно альтернативно представить в виде интеграла по траекториям по всем полям ϕ между временными интервалами t_1 и t_2. (рис. 3.6).

(Неожиданное погружение Хокинга в формализм квантовой теории требует некоторых пояснений. H есть гамильтониан системы полей ϕ. Поля ϕ_1 и ϕ_2 связаны друг с другом решением уравнения Шрёдингера. Энергия перехода определяет величину матричного элемента, который характеризует вероятность перехода от ϕ_1 к ϕ_2 — *Прим. перев.*)

Выберем теперь разность двух моментов времени $t_2 - t_1$ чисто мнимой и равной периоду β (рис. 3.7).



$$t_2 - t_1 = -i\beta, \quad \phi_2 = \phi_1$$

$$Z = \sum \langle \phi_n \mid exp(-\beta H) \mid \phi_n \rangle$$

$$= \int D[\phi]\, exp\big(-\hat{I}\,[\phi]\big)$$

РИС. 3.7
Статистическая сумма при температуре *T* может быть представлена как интеграл по траекториям по всем полям евклидового пространства-времени с периодом $\beta = T^{-1}$ в направлении мнимого времени.

Начальное поле ϕ_1 можно принять равным конечному полю ϕ_2 и просуммировать по полному набору базисных состояний ϕ_n. В левой части формулы будет стоять математическое ожидание *exp* $(-\beta H)$, просуммированное по всем состояниям, а это совпадает с термодинамической статистической суммой *Z* для температуры $\beta = T^{-1}$.

В правой части формулы будет стоять интеграл по траекториям. Здесь взято $\phi_1 = \phi_2$ и проведено суммирование по всем конфигурациям ϕ_n. Последнее означает вычисление интеграла по траекториям по всем полям ϕ в пространстве-времени, которое является периодическим (с периодом β) по мнимому времени. Таким образом, статистическая сумма для поля ϕ при температуре *T* дается интегралом по траекториям по всем полям в евклидовом пространстве-времени. Такое пространство-время периодично по мнимому времени с периодом $\beta = T^{-1}$.

Если вычислить интеграл по траекториям в плоском пространстве-времени, обладающем периодическим временем (с периодом β) по мнимому времени, то можно получить обычный результат для статистической суммы для излучения черной дыры. Но, как мы видели, решение Евклида — Шварцшильда также периодично по мнимому времени с периодом $2\pi/\varkappa$. Последнее означает, что поля на фоне метрики Шварцшильда будут вести себя так же, как если бы они находились в состоянии теплового равновесия с температурой $\varkappa/2\pi$.

Периодичность по мнимому времени объясняет, почему даже грубые оценки вкладов разных частот приводят к выводу о строгом тепловом излучении. Однако этот вывод обходит проблему вклада очень высоких частот, которые присутствуют в указанных оценках. Этот вывод может быть использован при учете взаимодействий квантовых полей на заданном фоне. Тот факт, что интеграл по траекториям вычисляется на периодическом фоне означает, что все физические величины, например математические ожидания, будут тепловыми. Этот факт было бы очень трудно установить, не привлекая мнимое время, а используя анализ вклада различных частот.

Можно расширить виды взаимодействия между полями, включив взаимодействие с самим гравитационным полем. Начнем с фоновой метрики g_0, такой как метрика Евклида — Шварцшильда, являющейся решением классических уравнений поля. Можно разложить функционал действия I в ряд относительно малых возмущений этой метрики:

$$I[g] = I[g_0] + I_2(\delta g)^2 + I_3(\delta g)^2 + \cdots$$

Линейный член равен нулю, потому что фон есть решение уравнений поля. Квадратичный член можно ассоциировать с гравитонами на заданном фоне, а члены высшего порядка описывают взаимодействия гравитонов. Интеграл по траекториям по квадратичным членам ограничен. В классической гравитационной теории в двухпетлевом приближении существуют неперенормируемые расходимости, которые, однако, в теориях супергравитации сокращаются при добавлении вклада фермионов. Не известно, имеют ли теории супергравитации расходимости в трехпетлевом приближении и выше, потому что пока не отыскалось храбрецов, чтобы проделать необходимые вычисления. Недавние работы (на момент написания книги. — *Прим. перев.*) дают указания на то, что, скорее всего, расходимости сокращаются во всех высших петлевых поправках. Однако даже если такие расходимости все-таки где-то есть, то они будут влиять очень незначительно, за исключением случая, когда пространство искривлено на сверхмалых планковских масштабах, 10^{-33} см.

Член нулевого порядка гораздо более интересен, чем поправки высших порядков по кривизне. Другими словами, функционал действия самой фоновой метрики g_0:

$$I = -\frac{1}{16\pi}\int R(-g)^{\frac{1}{2}}\, d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{\frac{1}{2}}\, d^3x\,.$$

Обычное действие Эйнштейна — Гильберта в общей теории относительности представляет собой объемный интеграл от скалярной кривизны R. Этот интеграл равен нулю для вакуумных решений. Казалось бы, можно ожидать, что действие для решения Эйнштейна — Гильберта тоже равно нулю. Но это не так, потому что в действии присутствует дополнительный поверхностный член, пропорциональный интегралу от K, который есть след второй фундаментальной формы граничной поверхности (вторая фундаментальная форма некоторой поверхности есть ее геометрическая характеристика, определяющая внешнюю геометрию этой поверхности, т. е. ее ближайшую окрестность. — *Прим. перев.*). Если учесть этот вклад, вычтя из него поверхностный член для плоского пространства, то действие для метрики Евклида — Шварцшильда оказывается равным $\beta^2/16\pi$, где β — это период мнимого времени на бесконечности. Таким образом, основной вклад в интеграл по траекториям для статистической суммы Z будет $exp\ (-\beta^2/16\pi)$:

$$Z = \sum \exp(-\beta E_n) = \exp\left(-\frac{\beta^2}{16\pi}\right).$$

Производная по периоду β логарифма этой статистической суммы даст математическое ожидание энергии, другими словами, массу:

$$\langle E \rangle = -\frac{d}{d\beta}(\log Z) = \frac{\beta}{8\pi}\ \cdot$$

Таким образом, масса есть $M = \beta/8\pi$. Это выражение для массы подтверждает связь между массой и периодом, или массой и обратной температурой (потому что период $\beta = 2\pi/\varkappa$, а $T = \varkappa/2\pi$. — *Прим. перев.*). Можно пойти и дальше. Следуя стандартным термодинамическим аргументам, логарифм статистической суммы есть свободная энергия F, взятая с обратным знаком, деленная на температуру T:

$$\log Z = -\frac{F}{T}\ \cdot$$

Поскольку по определению свободная энергия есть сумма массы (или энергии) и умноженной на энтропию S температуры T:

$$F = \langle E \rangle + TS\,,$$

то окончательно получаем выражение, связывающее энтропию черной дыры и ее массу:

$$S = \frac{\beta^2}{16\pi} = 4\pi M^2 = \frac{1}{4}A.$$

Последняя формула есть в точности то, что требуется для отождествления законов термодинамики с законами черных дыр.

Откуда же берется внутренняя гравитационная энтропия, не имеющая аналогов в других квантовых теориях поля? Ответ такой: гравитация приводит к различным топологиям пространственно-временного многообразия. Так, в рассмотренном случае Евклида — Шварцшильда решение имеет границу на бесконечности, обладающей топологией $S^2 \times S^1$. Такая запись означает произведение двух пространств: S^2 — это двумерное пространство, пространственноподобная сфера (в данном случае — большая сфера на бесконечности), S^1 — это одномерное пространство, соответствующее оси мнимого времени с периодически отождествленными концами (рис. 3.8).

Пространство, имеющее такую границу, можно описать метриками по крайней мере двух видов. Первая метрика — это, конечно, метрика Евклида — Шварцшильда, которая обладает топологией $R^2 \times S^2$, где R^2 есть двумерная плоскость. Другая возможная метрика — это евклидово плоское (трех-

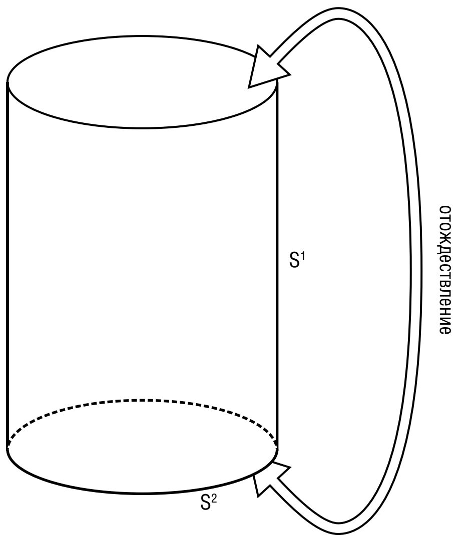


РИС. 3.8
Граница на бесконечности для решения Евклида — Шварцшильда.

мерное. — *Прим. перев.*) пространство, отождествленное по (одномерному. — *Прим. перев.*) мнимому времени, $R^3 \times S^1$. Обе указанные топологии имеют разные характеристики Эйлера. Так, характеристика Эйлера для периодически отождествленного плоского пространства есть ноль, а для пространства, которое описывает решение Евклида — Шварцшильда, характеристика Эйлера равняется двум. Для приведенных случаев смысл отличия в величине эйлеровой характеристики состоит в следующем. В топологии плоского пространства с периодически отождествленным временем можно задать периодическую функцию времени τ, градиент которой никогда не обращается в нуль и которая совпадает с координатой мнимого времени на бесконечности. Таким образом, можно записать действие для области между поверхностями r_1 и r_2. Это действие будет состоять из объемного интеграла от суммы лагранжиана, описывающего вещество, и лагранжиана Эйнштейна — Гильберта, а также поверхностного члена. Если решение стационарно, то поверхностный член при $\tau = \tau_1$ сократится с поверхностным членом при $\tau = \tau_2$, и единственный вклад в поверхностный член будет от границы на бесконечности. Последнее дает половину массы, умноженной на интервал мнимого времени $(\tau_2 - \tau_1)$. Если масса не равно нулю, то с необходимостью должны быть ненулевые поля материи, создающие эту массу. Можно показать, что интеграл по объему для лагранжиана, описывающего вещество, и для лагранжиана Эйнштейна — Гильберта также равен $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$. Таким образом, все действие оказывается равным $M(\tau_2 - \tau_1)$ (рис. 3.9).

Если подставить полученное выражение действия в формулу для логарифма статистической функции из термодинамической формулы, то получим математическое ожидание энергии, равное массе, как и ожидалось. Вклад фоновой энтропии будет равен нулю.

Возвращаясь к интерпретации эйлеровой характеристики, во втором случае — для решения Евклида — Шварцшильда — ситуация будет другой. Поскольку эта характери-

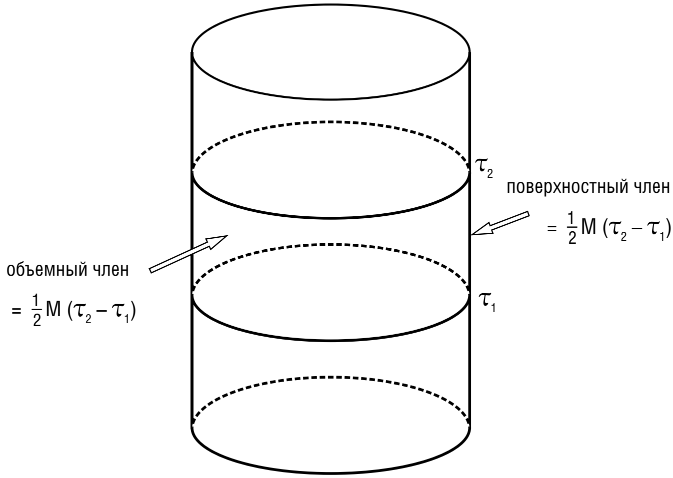
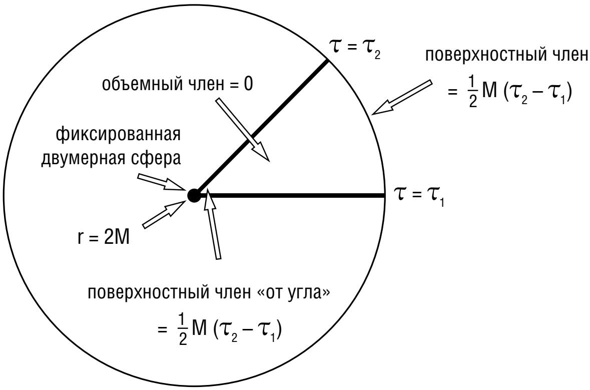


РИС. 3.9.
Для периодически отождествленного плоского пространства Евклида действие есть $M(\tau_2 - \tau_1)$.

стика равна теперь двум, а не нулю, то нельзя найти функцию времени τ, градиент которой повсюду оказался бы отличным от нуля. Лучшее, что можно сделать, — это выбрать мнимое время решения Шварцшильда, которое обладает фиксированной двумерной сферой (горизонтов событий). На горизонте мнимое время τ ведет себя как угловая переменная. Вычисляя, как и в предыдущем случае, действие между двумя поверхностями постоянного времени τ, то можно получить, что интеграл по объему равен нулю, потому что нет полей вещества и скалярная кривизна равна нулю. След K поверхностного члена на бесконечности снова есть $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$. Однако теперь присутствует и другой поверхностный член на горизонте событий, где переменные τ_1 и τ_2 «встречаются в углу» (рис. 3.10). Можно вычислить поверхностный член — его величина также есть $\frac{1}{2}M(\tau_2 - \tau_1)$.

Если записать функционал действия для $\tau_2 - \tau_1 = \beta$, то энтропия будет равной нулю. Однако если посмотреть на функционал действия для решения Евклида — Шварцшильда с точки зрения 4-мерного пространства-времени, а не как на



Полное действие, которое включает «угловой вклад», есть $M (\tau_2 - \tau_1)$.

Полное действие, которое не включает «угловой вклад», есть $\frac{1}{2} M (\tau_2 - \tau_1)$.

РИС. 3.10
Полное действие для решения Евклида — Шварцшильда есть $\frac{1}{2} M (\tau_2 - \tau_1)$, если не учитывать вклад при $r = 2M$.

3+1 пространство, то не будет оснований включать поверхностный член на горизонте, поскольку метрика на горизонте не имеет особенностей. Исключив поверхностный член на горизонте, мы получаем функционал действия уменьшенным на одну четверть площади горизонта событий — это и есть внутренняя гравитационная энтропия черной дыры.

Тот факт, что энтропия черной дыры связана с топологическим инвариантом — эйлеровой характеристикой, представляет собой весомый аргумент в пользу того, что понятие гравитационной энтропии сохранится и в более фундаментальной теории. Эта концепция предана анафеме большинством физиков, занимающихся частицами, — теми, кто консервативно представляет себе все на свете, устроенным по теории Янга — Миллса. Они согласны с тем, что излучение черной дыры — тепловое и не зависит сформировавшего дыру вещества, если черная дыра достаточно велика по срав-

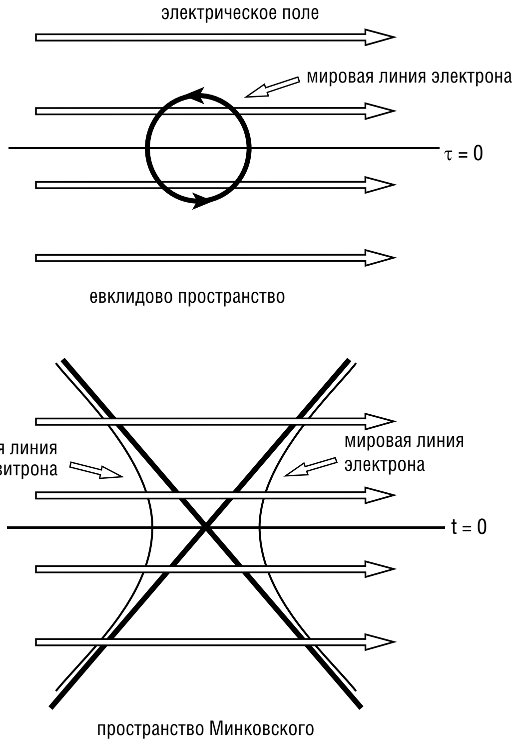


РИС. 3.11
В пространстве Евклида электрон двигается по окружности в электромагнитном поле. В пространстве Минковского получается пара противоположно заряженных частиц, которые ускоренно разлетаются в противоположные стороны.

нению с планковскими размерами. Но они утверждают, что когда черная дыра теряет массу и приближается к планковским размерам, то квантовая теория относительности перестает работать, на чем все разговоры должны закончиться. Я же опишу мысленный эксперимент с черными дырами, при котором информация теряется даже несмотря на то, что вне горизонта событий кривизна всегда будет оставаться небольшой.

Давно известно, что в сильном электрическом поле могут рождаться пары положительно и отрицательно заряженных

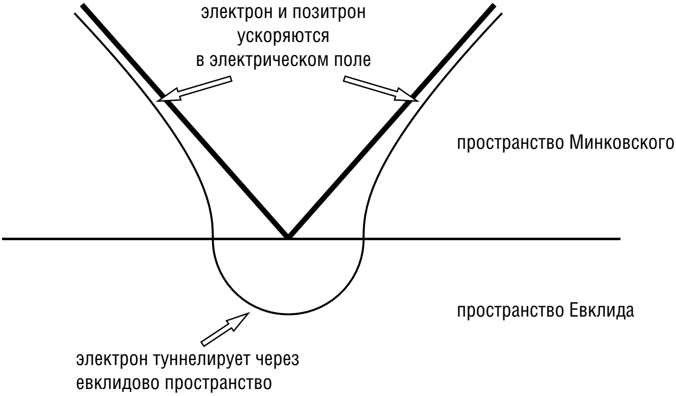


РИС. 3.12
Рождение пар описывается с помощью склеивания половины евклидовой диаграммы с половиной диаграммы Минковского.

частиц. Один из способов увидеть это состоит в следующем. В однородном электрическом поле, в плоском евклидовом пространстве, частица с зарядом q, например электрон, будет двигаться по окружности. Можно аналитически продолжить это движение от мнимого времени τ к действительному времени t. Таким образом, получится пара положительно и отрицательно заряженных частиц, ускоренно движущихся в противоположные стороны, отталкиваемые электрическим полем (рис. 3.11).

Процесс рождения пар описывается при помощи разрезания двух диаграмм на половины вдоль линий $t = 0$ или $\tau = 0$, после чего верхняя половина диаграммы пространства Минковского соединяется с нижней половиной диаграммы евклидова пространства (рис. 3.12).

Из такой диаграммы получается, что положительная и отрицательно заряженные частицы в действительности являются одной и той же частицей. Последняя туннелирует через евклидово пространство, чтобы потом пройти от одной мировой линии пространства Минковского к другой.

В первом приближении вероятность рождения пары есть *exp* (*-I*), где евклидово действие есть *I*:

$$I = \frac{2\pi m^2}{qE}.$$

Рождение пар в сильных электрических полях наблюдалось экспериментально, и интенсивность рождения пар согласуется с приведенными выше оценками.

Черные дыры тоже несут электрический заряд и, следовательно, можно ожидать рождения пар черных дыр. Однако интенсивность рождения должна быть крошечной по сравнению с электрон-позитронными парами, потому что отношение массы к заряду в 10^{20} раз больше. Последнее означает, что любое электрическое поле окажется нейтрализованным рождением электрон-позитронных пар задолго до того, как вероятность образования пары черных дыр станет значимой. Но есть решения для черных дыр, обладающих магнитным зарядом. Такие черные дыры не могут возникнуть в результате гравитационного коллапса, потому что не существует элементарных частиц с магнитным зарядом. Тем не менее можно

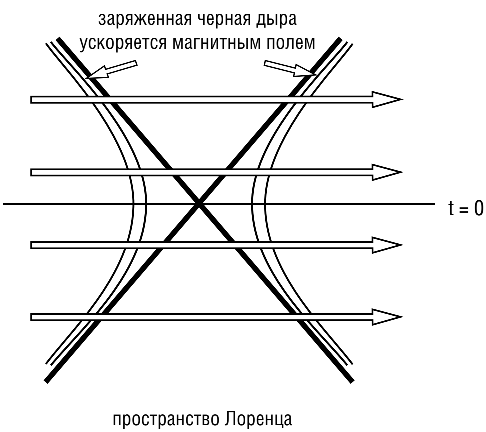


РИС. 3.13
Пара противоположно заряженных черных дыр, ускоренно движущихся друг от друга в магнитном поле.

ожидать рождения таких частиц в сильных магнитных полях. В последнем случае не будет конкуренции с рождением обычных частиц, потому что обычные частицы не несут магнитного заряда. Таким образом, магнитное поле может стать достаточно сильным, чтобы вероятность рождения черных дыр с магнитным зарядом оказалась значительной.

В 1976 году Эрнст нашел решение, описывающее две черные дыры в магнитном поле, которые обладают магнитным зарядом и ускоренно движутся в противоположные стороны (рис. 3.13).

Если аналитически продолжить решение Эрнста для мнимого времени, то возникнет ситуация, схожая с процессом рождения электрон-позитронных пар (рис. 3.14).

Черная дыра движется по окружности в искривленном пространстве Евклида точно так же, как электрон движется по окружности в плоском евклидовом пространстве. В случае черной дыры ситуация усложняется, потому что мнимое время — периодическая координата как относительно горизонта событий черной дыры, так и относительно центра окружности, по которой движется черная дыра. Отношение массы к заряду можно подобрать таким образом, чтобы сделать оба периода одинаковыми. Физически это означает воз-

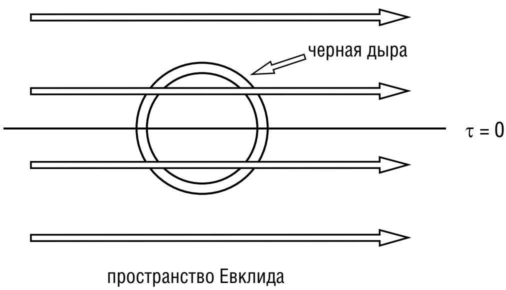


РИС. 3.14
Заряженная черная дыра, движущаяся по окружности в евклидовом пространстве.

можность выбора параметров черной дыры так, чтобы ее температура стала равной той температуре, которую она приобретает за счет ускорения. Температура черной дыры, обладающей магнитным зарядом, стремится к нулю по мере того как величина заряда стремится к величине массы (в планковских единицах это величины одной размерности). Для слабых магнитных полей и, следовательно, низких ускорений соответствующие периоды всегда можно выбрать одинаковыми.

Аналогично случаю рождения электрон-позитронной пары, можно описать рождение пары черных дыр, соединив нижнюю половину решения Евклида с мнимым временем и верхнюю половину решения Лоренца с действительным временем (рис. 3.15).

Ситуацию можно представить следующим образом. Черная дыра туннелирует сквозь евклидову область и возникает как пара противоположно заряженных черных дыр, которые ускоренно разлетаются друг от друга, расталкиваемые магнитным полем. Решение для ускоряющихся черных дыр не является асимптотически плоским, потому что оно приводит к наличию однородного магнитного поля на беско-

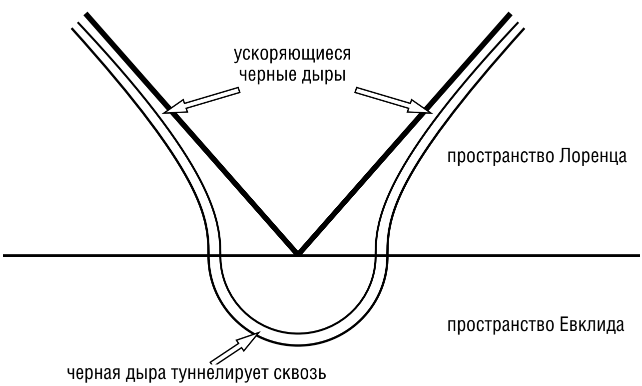


РИС. 3.15
Схема туннелирования для рождения пары черных дыр также описывается путем склейки половины евклидовой диаграммы с половиной диаграммы Лоренца.

нечности. Тем не менее такую схему можно использовать для того, чтобы оценить интенсивность рождения пар черных дыр в локальной области, заполненной магнитным полем. Так, можно предположить, что после своего рождения черные дыры удалились в области, где магнитное поле отсутствует. Далее, можно считать каждую черную дыру самостоятельной и расположенной в асимптотически плоском пространстве. Следующим шагом можно «забросить» в каждую такую дыру произвольно большое количество вещества и информации. Черные дыры будут излучать и терять информацию. Однако они не смогут потерять свои магнитные заряды, потому что не существует частиц с магнитными зарядами. В конце концов эти две черные дыры придут в свое первоначальное состояние, когда их массы были чуть больше, чем их заряды. Наконец, эти две черные дыры можно снова свести вместе и позволить аннигилировать. Процесс аннигиляции можно трактовать как обращенный во времени процесс рождения пары и, следовательно, его можно изобразить на диаграмме, как склейку верхней половины решения Евклида с нижней половиной решения Лоренца. В интервале времени между рождением пары и ее аннигиляцией будет содержаться длительный период Лоренца, в котором черные дыры удаляются далеко, аккрецируют вещество, излучают и снова прилетают друг к другу. Топология гравитационного поля будет топологией решения Евклида — Эрнста, что есть в точности $S^2 \times S^2$ с одной выколотой точкой (рис. 3.16).

Может вызвать беспокойство тот факт, что обобщенный второй закон термодинамики будет нарушен при аннигиляции черных дыр, потому что площадь горизонта событий черной дыры может стать равной нулю. Однако, как показывают аккуратные вычисления, площадь ускоряющегося горизонта в решении Эрнста меньше, чем в том случае, если бы не было рождения пары. Вычисления затруднялись тем обстоятельством, что в обоих случаях площадь ускоряющегося горизонта была равна бесконечности. Тем не менее есть хорошо определенная ситуация, когда разность этих площа-

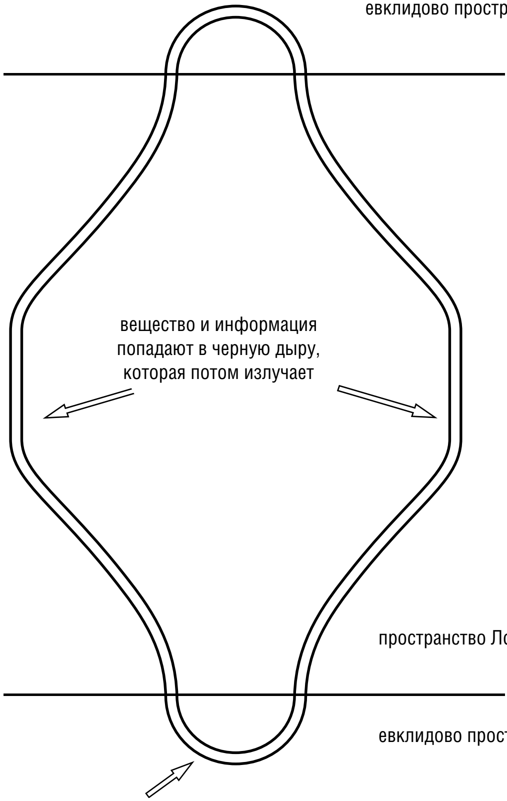


РИС. 3.16
Пара черных дыр образуется в результате процесса туннелирования, а затем аннигилирует в результате этого же процесса.

дей конечна и равна сумме площади горизонта событий черной дыры и разности двух функционалов действия: для решения с рождением пар и без рождения пар. Последнее может быть осмыслено следующим образом. Рождение пар — это процесс нулевой энергии, и гамильтониан для решения *с образованием пар* тождественен гамильтониану для решения *без образования пар*. Здесь мне хотелось бы поблагодарить Саймона Росса и Гарри Горовица за проделанные вычисления — как раз вовремя, чтобы представить на этой лекции. Чудеса, подобные этому (я имею в виду суть самого результата, а не то, что они его получили), убеждают меня в том, что термодинамика черных дыр не может оказаться просто низкоэнергетическим приближением. Я верю, что гравитационная энтропия не исчезнет, даже если мы перейдем к более фундаментальной теории квантовой гравитации.

Из проведенного мысленного эксперимента можно увидеть присутствие внутренней гравитационной энтропии и потерю информации в том случае, когда топология пространства-времени отличается от плоского пространства Минковского. Если черные дыры, полученные в результате рождения пар, достаточно велики по сравнению с планковскими размерами, то кривизна вне горизонтов событий будет везде малой по сравнению с планковскими величинами. Последнее означает, что сделанное мной приближение об игнорировании кубических членов и членов более высокого порядка возмущений по кривизне, оказывается достаточно хорошим. Следовательно, вывод о потере информации черной дырой тоже выглядит правдоподобным.

Если информация теряется в макроскопических черных дырах, то это должно быть справедливым и для процессов, в которых микроскопические виртуальные черные дыры рождаются из-за квантовых флуктуаций метрики. Можно считать, что частицы и информация падают в такие черные дыры и теряются. Быть может, именно там-то все и теряется. Величины, подобные энергии или электрическому заряду, которые связаны с калибровочными полями, могут сохраняться, но другая информация и глобальный заряд будут потеряны. Для квантовой теории все вышесказанное будет иметь далекоидущие последствия.

Обычно предполагается, что система в чистом квантовом состоянии ведет себя унитарным образом, т. е. последовательно проходит ряд чистых квантовых состояний. Однако если происходит потеря информации из-за появления и исчезновения черных дыр, то унитарная эволюция невозможна. Вместо этого факт потери информации означает, что финальное состояние после исчезновения черной дыры становится т. н. *смешанным квантовым состоянием*. Его можно рассматривать как ансамбль разных чистых квантовых состояний, каждое со своей собственной вероятностью. Однако поскольку такое состояние не является с определенностью каким-то одним чистым состоянием, то нельзя добиться того, чтобы вероятность финального состояния была нулевой за счет интерференции с любым квантовым состоянием. Последнее означает, что гравитация вносит новый уровень непредсказуемости в физику, помимо уже имеющейся неопределенности квантовой теории. В моей следующей лекции (глава 5) я покажу, что мы, возможно, уже наблюдаем эту дополнительную неопределенность. Вышесказанное означает, что о научном детерминизме, т. е. о возможности предсказывать будущее, можно забыть. Похоже, у Создателя еще есть в рукаве пара козырей.

Г Л А В А 4

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ И ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ

Роджер Пенроуз

ВЕЛИКИЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ XX века — это квантовая теория (КТ), специальная теория относительности (СТО), общая теория относительности (ОТО) и квантовая теория поля (КТП). Все эти теории не являются независимыми друг от друга. Так, общая теория относительности построена на базе специальной теории относительности, а квантовая теория поля в качестве исходных посылок содержит специальную теорию относительности и квантовую теорию (рис. 4.1).

Утверждается, что теория квантового поля — это самая аккуратная физическая теория из всех, обладающая относительной погрешностью порядка 10^{-11}. Однако следует отме-

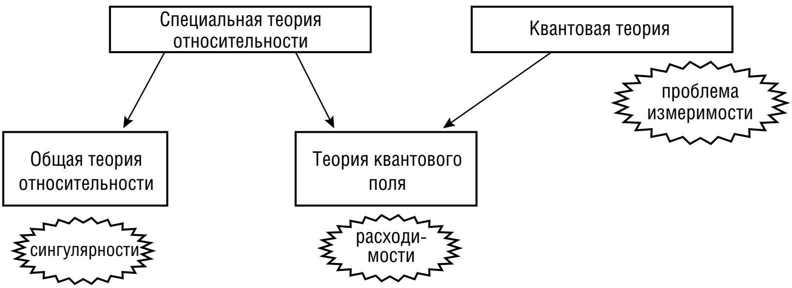


РИС. 4.1
Великие физические теории XX века и их фундаментальные проблемы.

тить, что общая теория относительности проверена с еще более высокой точностью, 10^{-14} (эта точность, по всей видимости, ограничена только точностью часов на Земле). Я говорю о двойном пульсаре Халса — Тейлора *PSR 1913+16*, представляющего собой пару нейтронных звезд, вращающихся друг около друга, одна из которых — пульсар. Общая теория относительности предсказывает, что их орбита будет медленно сжиматься (а период вращения укорачиваться), потому что происходит потеря энергии за счет излучения гравитационных волн. Это действительно наблюдается. Полное описание движения этой системы, полученное за двадцатилетний период наблюдений, состоит из теорий трех уровней. Первый — это классические ньютоновские орбиты, второй учитывает поправки общей теории относительности и третий принимает во внимание ускорение вращения по орбите за счет излучения гравитационных волн. Все это находится в согласии с общей теорией относительности (которая включает в себя ньютоновскую теорию) с упомянутой выше беспрецедентной точностью. Ученые, открывшие эту систему, были удостоены Нобелевской премии (открытая система указывала на существование гравитационных волн косвенно, по изменению параметров орбиты; непосредственное же наблюдение гравитационных волн с помощью лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой обсерватории *LIGO* также было удостоено Нобелевской премии по физике за 2017 год, премию получили американские ученые Р. Вайсс, К. Торн, Б. Бэриш. — *Прим. перев.*). Специалисты по квантовой теории поля всегда гордились точностью своей теории, однако теперь, похоже, ей придется брать пример с общей теории относительности.

Несмотря на то, что вышеперечисленные четыре теории достигли больших успехов, они оказались не лишенными некоторых проблем. Так, затруднение КТП состоит в том, что каждый раз при попытках вычислить амплитуды многопетлевых диаграмм Фейнмана результат получается равным бесконечности. Эти бесконечности с необходимость надо или сокращать, или убирать с помощью т. н. процедуры перенормировки теории. Другая теория, ОТО, предсказывает существование сингулярностей пространства-времени. Наконец, в КТ существует т. н. «проблема измеримости», о которой я поговорю позже. Возможно, наличие указанных проблем связано с неполнотой соответствующих теорий. Например, многие исследователи ожидают, что КТП каким-то образом сможет «размазать» сингулярности ОТО. В свою очередь, проблема расходимостей в КТП может быть частично устранена т. н. ультрафиолетовым обрезанием, правомерность которого обосновывается ОТО. Лично я убежден, что проблема измеримости, как и другие, в конце концов будет решена с помощью ОТО и КТП, объединенными в некую новую теорию.

Теперь я хотел бы поговорить о потере информации в черных дырах, потому что считаю, что это имеет непосредственное отношение к возможности построения новой теории. Я согласен почти со всем, что об этом говорил Стивен. Однако Стивен в потере информации черной дырой видит еще одну неопределенность в физике, помимо уже известной в КТ, а я рассматриваю эту проблему как «дополнительную» неопределенность. Я объясню, что я понимаю под этим термином. В пространстве-времени с черной дырой можно увидеть, как происходит процесс потери информации, построив диаграмму Картера (в лекции С.Х. она называлась «диаграммой Картера — Пенроуза». — *Прим. перев.*) (рис. 4.2).

«Входящая информация» определена на изотропной бесконечности прошлого $\mathcal{I}^-$. «Выходящая информация» определена на изотропной бесконечности будущего $\mathcal{I}^+$. Можно считать, что информация потеряна, если она проходит под горизонт событий черной дыры, однако я предпочитаю считать ее пропавшей тогда, когда она попадает в сингулярность. Теперь давайте рассмотрим коллапс материального тела в черную дыру с последующим испарением этой черной дыры согласно механизму Хокинга. Правда, испарения черной дыры пришлось бы довольно долго подождать, быть может, даже дольше времени жизни Вселенной! Я согласен с точкой зрения

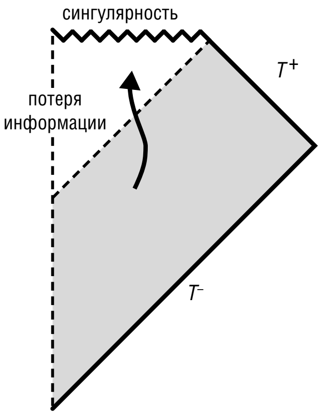


РИС. 4.2
Диаграмма Картера, изображающая коллапс черной дыры.

Стивена, что в результате коллапса и испарения будет теряться информация. Можно изобразить эти два процесса на диаграмме Картера (рис. 4.3).

Сингулярность внутри черной дыры — пространственноподобна и обладает большой вейлевской кривизной, как отмечено в моей предыдущей лекции (глава 2). Возможно, что в процессе испарения черной дыры небольшое количество информации сможет спастись из оставшейся части сингулярности (которая, располагаясь в прошлом для будущего внешнего наблюдателя, будет иметь небольшую или даже равную нулю вейлевскую кривизну). Однако эта крохотная доля информации окажется гораздо меньше, чем потерянная при коллапсе, под которым я понимаю любую достаточно разумную картину финального испарения черной дыры (конечная стадия хокинговского испарения черных дыр — и особенно т. н. первичных черных дыр микроскопических размеров, для которых процесс испарения является особенно существенным — представляет важную проблему современной теоретической физики; ряд современных моделей, в отличие от моделей Хокинга и Пенроуза, предсказывают наличие нижнего предела на возможную массу черной дыры; так в пертурбативных подходах к струнной гравитации появляется сингу-

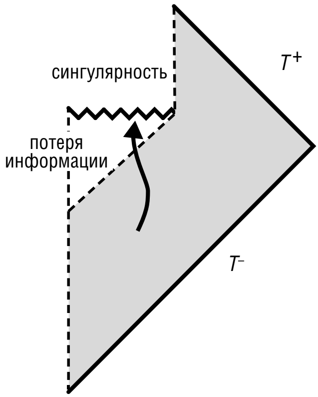


РИС. 4.3
Диаграмма Картера, изображающая испарение черной дыры.

лярность нового типа (т. н. сферическая детерминантная сингулярность), которая приводит к остановке испарения черной дыры и образованию реликтового остатка размером по крайней мере на порядок больше планковской шкалы; в указанной модели, очевидно, проблемы информационного парадокса не возникает (Хованская, 2004. — *Прим. перев.*). Если поставить мысленный эксперимент, заключив рассматриваемую систему в большой ящик, то внутри можно рассмотреть эволюцию вещества в фазовом пространстве. В той области фазового пространства, которая соответствует модели с черной дырой, фазовые траектории физической системы будут сходиться, а сопутствующие этим траекториям объемы будут уменьшаться. Это будет происходить из-за потери информации в сингулярности черной дыры. Такое уменьшение объемов находится в прямом противоречии с теоремой обычной классической механики, называемой *теоремой Лиувилля*. Согласно этой теореме объемы фазового пространства остаются постоянными. (Это классическая теорема. Строго говоря, мы должны были рассматривать квантовую эволюцию в пространстве Гильберта. В таком случае нарушение теоремы Лиувилля означает отсутствие унитарной эволюции квантовой системы.) Таким образом, пространство-время, содержащее черную дыру, нарушает закон сохранения фазового объема. Однако в моем представлении такое уменьшение объемов фазового пространства уравновешивается процессом т. н. «спонтанного» квантового измерения, при котором информация, наоборот, добывается и объем фазового пространства увеличивается. Именно в таком смысле я понимаю неопределенность, возникающую при потере информации черной дырой, т. е. как «дополнительную» к неопределенности квантовой теории; они есть две стороны одной монеты (рис. 4.4).

Можно сказать, что сингулярности, расположенные в прошлом, содержат мало информации, в то время как сингулярности, находящиеся в будущем, содержат много информации. Именно такой расклад лежит в основе второго закона термодинамики. Асимметрия указанных двух сингулярностей связана с асимметрией измерительного процесса. Обратимся теперь к проблеме измерения в квантовой теории.

Для иллюстрации принципов квантовой теории рассмотрим задачу двух щелей. Пусть на пути светового луча

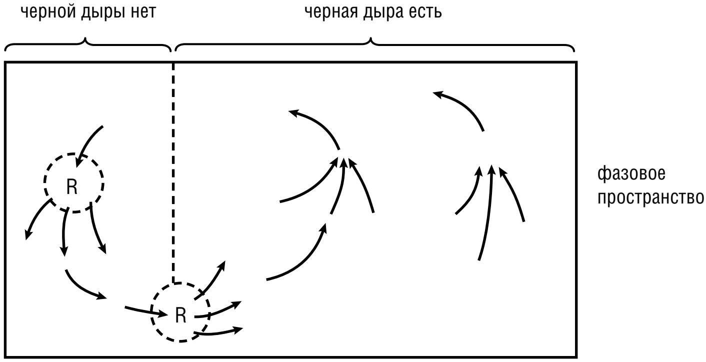


РИС. 4.4
В присутствии черной дыры происходит уменьшение объема фазового пространства, что может быть сбалансировано увеличением этого объема за счет коллапса волновой функции *R*.

поставлен непрозрачный барьер с двумя щелями A и B. Прохождение луча вызовет интерференционную картину светлых и темных полос на экране позади барьера. Отдельные фотоны попадают на экран в отдельных точках, но наличие интерференционных полос на экране показывает, что какие-то области фотоны не достигают. Пусть p — одна из таких точек. Однако если закрыть одну из щелей, то фотоны *смогут* попасть в точку p. Разрушение интерференционной картины (т. е. альтернативный исход эксперимента может полностью пропасть) есть одно из самых удивительных свойств квантовой механики. Мы понимаем эту проблему в терминах *принципа суперпозиции* в квантовой теории. Пусть для фотона есть два возможных пути A и B (соответствующие фотонные состояния обозначим $|A>$ и $|B>$). Пусть также эти пути такие, что, пройдя по пути A через щель A, фотон достигает точки p и, пройдя, соответственно, по пути B через щель B, фотон также достигает точки p. Тогда для фотона возможно и комбинированное состояние $z|A>+w|B>$, где z и w — комплексные числа.

Неправильно придавать числам z и w смысл *вероятностей*, поскольку они являются *комплексными числами*. Состояние фотона есть указанная комплексная суперпозиция. Т. н. *унитарная* эволюция квантовой системы (я буду обозначать ее U) сохраняет суперпозицию. Другими словами, если zA_0+wB_0 есть суперпозиция в момент времени $t = 0$, то спустя время t эта суперпозиция станет zA_t+wB_t, где A_t и B_t представляют собой результат эволюции двух отдельных состояний спустя данное время. При измерении квантовой системы, при котором квантовые альтернативы так усилены, что дают различимые классические результаты, имеют место различные виды «эволюции». Последние называются *редукцией вектора состояния,* или *коллапсом волновой функции* (я буду обозначать это *R-процесс*). Вероятностная природа системы проявляет себя, только когда эта система «измерена». В этом смысле вероятности появления двух событий относятся как $|z|^2$ к $|w|^2$.

Процессы *U* и *R* очень разные. *U* — детерминистический, линейный, локальный (в конфигурационном пространстве) и симметричный относительно времени. *R* — случайный, всегда нелинейный, нелокальный и асимметричный во времени. Такое различие между двумя фундаментальными эволюционными процессами в КТ очень примечательно. Крайне маловероятно, что *R* может рассматриваться как некоторая аппроксимация *U* (хотя такие попытки регулярно предпринимаются). В этом и заключается «проблема измеримости».

Как мы отмечали, *R* обладает асимметрией по времени. Представим, что луч света идет от источника фотонов *L* и попадает на посеребренное наполовину зеркало, наклоненное под углом 45°, позади которого расположен детектор *D* (рис. 4.5).

Поскольку зеркало покрыто серебром ровно наполовину, то существует суперпозиция отраженного и прошедшего состояний с равными весами. Наличие такой суперпозиции приводит к 50% вероятности того, что индивидуальный фотон попадет на детектор, а не уйдет в пол лаборатории. Эти 50% есть ответ на вопрос: «Если источник *L* испускает фотон, то чему равна вероятность того, что детектор *D* зарегистрирует этот фотон?» Ответ на вопрос такого типа определяется

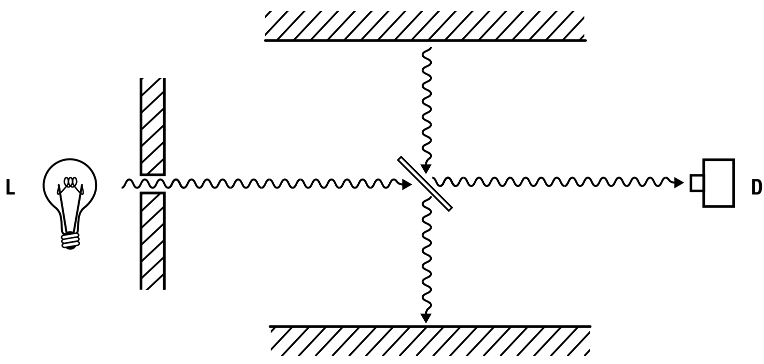


РИС. 4.5
Простой эксперимент, показывающий, что свойственные *R* квантовые вероятности не обратимы во времени.

процессом *R*. Однако можно задать вопрос и по-другому: «Если детектор *D* зарегистрировал фотон, то какова вероятность того, что этот фотон был испущен источником *L*?» Можно подумать, что вероятность следует вычислять так же, как и в первом вопросе. Процесс *U* симметричен относительно времени, не таков ли и процесс *R*? Однако, приложенный к прошлому, обратный во времени процесс *R* не даст правильных вероятностей. На самом деле, ответ на последний вопрос определяется совсем другими соображениями, и именно вторым законом термодинамики (который в данном случае применяется к стенкам). Асимметрия по времени, в конечном итоге, определяется соответствующей асимметрией для всей Вселенной. Ааронов, Бергман и Либовитц (1964) показали, как встроить процесс измерения в симметричную временну́ю схему (это т. н. формализм «слабых измерений», которые позволяют равноправно рассматривать как прошлое, так и будущее, а также позволяют совместно использовать знание как начальных, так и конечных условий системы для того, чтобы судить о ее поведении в промежутке между этими условиями; этим вопросам, а также проблеме «квантовой реальности» посвящен сборник статей «Наука и предельная реальность» (Дж. Барроу, П. Дэвис, Ч. Харпер-мл., 2013), а также книги М. Б. Менского. — *Прим. перев.*). Так, временна́я асимметрия процесса *R* может возникнуть из-за асимметричных граничных условий будущего и прошлого. Такие рассуждения были позже использованы многими учеными: Гриффитс (1984), Омнес (1992), Гелл-Манн и Хартл (1990). Происхождение второго закона термодинамики может быть связано с асимметрией структуры пространственно-временных сингулярностей. Последнее предполагает наличие связи между проблемой измеримости КТ и проблемой сингулярностей в ОТО. Как я говорил в моей предыдущей лекции, начальная сингулярность обладает очень малым количеством информации и равным нулю тензором Вейля, а финальная сингулярность (т. е. или сингулярность, или бесконечность) содержит огромное количество информации и характеризуется расходящимся вейлевским тензором (в случае сингулярности).

Чтобы пояснить мою собственную позицию относительно связи КТ и ОТО, я бы хотел пояснить, что имеется в виду под словами «квантовая реальность». Правда ли, что «реален» именно вектор состояния или «реальна» матрица плотности? Последняя отражает неполноту наших знаний о состоянии системы и, как следствие, содержит два типа вероятностей — классическую неопределенность и квантовую вероятность. Можно записать матрицу плотности как

$$D = \sum_{i=1}^{N} \rho_i \, |\psi_i\rangle\langle\psi_i| \, .$$

Здесь p_i — это вещественные числа, имеющие смысл вероятностей и поэтому удовлетворяющие условию, что их сумма есть единица. Волновые состояния $|\psi_i>$ нормированы на единицу и не обязательно являются ортогональными, а число N может быть больше размерности соответствующего гильбертова пространства. Матрица плотности представляет собой вероятностно-взвешенную суперпозицию состояний. В качестве примера рассмотрим эксперимент Эйнштейна — Подольского — Розена (ЭПР), в результате которого частица, обладающая нулевым спином, которая находится в состоянии покоя в системе отсчета лаборатории, распадается на две частицы со спином 1/2 каждая. Эти две частицы разлетаются в противоположных направлениях, где их и обнаруживают детекторы как частицу «здесь» и частицу «там». Причем «здесь» может оказаться очень далеко от «там», например на Луне. Вектор состояния представляет собой суперпозицию двух возможностей:

$$|\psi\rangle = \{|\textit{вверх здесь}\rangle|\textit{вниз там}\rangle - |\textit{вниз здесь}\rangle|\textit{вверх там}\rangle|\sqrt{2}\} \qquad (4.1)$$

Здесь |вверх здесь> — это состояние «здесь»-частицы со спином, направленным «вверх»; |вниз там> — это состояние «там»-частицы со спином, направленным «вниз»; |вниз здесь> — это состояние «здесь»-частицы со спином, направленным «вниз»; |вверх там> — это состояние «там»-частицы со спином, направленным «вверх». Предположим, что проекция спина на ось z была измерена на Луне, и мы ничего не знаем о результатах этих измерений. Тогда состояние системы описывается следующей матрицей плотности:

$$D = \frac{1}{2}|\textit{вверх здесь}\rangle\langle\textit{вверх здесь}| + \frac{1}{2}|\textit{вниз здесь}\rangle\langle\textit{вниз здесь}|. \qquad (4.2)$$

Точно так же на Луне можно измерить проекцию спина частицы на ось x. Вектор состояния (4.1) можно записать как

$$|\psi\rangle = \{|\textit{влево здесь}\rangle|\textit{вправо там}\rangle - |\textit{вправо здесь}\rangle|\textit{влево там}\rangle\}/\sqrt{2}\},$$

из которой матрица плотности

$$D = \frac{1}{2}|\textit{влево здесь}\rangle\langle\textit{влево здесь}| + \frac{1}{2}|\textit{вправо здесь}\rangle\langle\textit{вправо здесь}|$$

фактически эквивалентна выражению (4.2). Однако если вектор состояния описывает действительность, то матрица плотности не дает нам информации о том, что происходит в действительности. Эта матрица всего лишь дает результат измерений «здесь», но не говорит о том, что происходит «там». В частности, возможна ситуация, что я получаю письмо с Луны, в котором меня информируют о природе и результате проведенных там измерений и, таким образом, если я могу (в принципе) получить эту информацию, то я могу описать полную (т. н. *запутанную*) систему с помощью ее вектора состояния (для понятия запутанной системы — или системы с корреляцией — существует несколько определений, каждое со своими допущениями; наиболее строгое определение принадлежит Беллу (1965), который считает КТ и ее любые расширения по сути нелокальными: «Запутанным называется состояние, не являющееся разделяемым (сепарабельным), где высокоэффективные квантовые измерения выполняются над одной составляющей без воздействия на другие составляющие и где все составляющие пространственноподобно разделены во время измерения»; устройство, способное создавать произвольные запутанные состояния, есть квантовый компьютер. — *Прим. перев.*).

В общем случае существует большое количество способов записи данной матрицы плотности как вероятностной суперпозиции состояний. Более того, была доказана следующая теорема (Хьюстон, Джоза, Вутерс, 1993 г.). Для любой матрицы плотности, которая описывает все что угодно, возникающее в прошлом для ЭПР-системы «здесь», и для любой возможной интерпретации этой матрицы плотности как вероятностной суперпозиции состояний, всегда существует «там»-измерение. Последнее в точности приводит к этой конкретной интерпретации матрицы плотности «здесь» как вероятностной суперпозиции.

С другой стороны, можно считать, что в присутствии черной дыры реальность описывает не вектор состояния, а матрица плотности. Последнее, как я понимаю, ближе к точке зрения Стивена.

Джон Белл называл стандартное описание редукции вектора состояния как ДВПЦ, что есть аббревиатура фразы «для всех практических целей». Согласно такой стандартной процедуре, общий вектор состояния может быть записан как

$$|\psi_{tot}\rangle = w\big|\textit{вверх здесь}\rangle|?\ \rangle + z|\textit{вниз здесь}\rangle ?'\rangle,$$

где |?> обозначает все, что находится вне области нашего измерения. Если информация теряется вне области нашего измерения, то лучшее, что у нас есть, — это матрица плотности:

$$D = |w|^2\big|\textit{вверх здесь}\rangle\langle\textit{вверх здесь}\big| + |z|^2|\textit{вниз здесь}\rangle\langle\textit{вниз здесь}|.$$

До тех пор, пока информация из области вне наших измерений не может быть возвращена, мы «для всех практических целей» считаем состояние |вверх здесь> или |вниз здесь> с вероятностями $|w|^2$ и $|z|^2$ соответственно.

Однако необходимо еще одно, дополнительное предположение, потому что матрица плотности не говорит нам, из каких именно состояний она составлена. Для объяснения этой проблемы давайте рассмотрим мысленный эксперимент с котом Шрёдингера. В этом эксперименте описывается трудное положение кота в ящике. Пусть испущенный фотон, как и раньше, встречает на своем пути наполовину посеребренное зеркало. Тогда прошедшая сквозь эту преграду часть волновой функции фотона взаимодействует с детектором. Детектор устроен таким образом, что при попадании на него фотона автоматически производится выстрел, убивающий кота. Если же фотон не детектируется, то выстрел не производится и кот остается жив и здоров. (Я знаю, Стивен не одобряет издевательства над котом даже в мысленном эксперименте!) Волновая функция системы есть суперпозиция двух перечисленных исходов:

$$w\,|\textit{мертвый кот}>|\textit{выстрел}> + z\,|\textit{живой кот}>|\textit{нет выстрела}>.$$

Здесь |выстрел> и |нет выстрела> характеризуют состояния вне области наших измерений.

В модели многомировой интерпретации квантовой механики последняя формула означает (если мы игнорируем то, что происходит вне области наших измерений):

$$w\,|\textit{мертвый кот}>|\textit{мы знаем, что кот мертв}> + z\,|\textit{живой кот}>|\textit{мы знаем, что кот жив}>, \qquad (4.3)$$

где состояния |мы знаем, что...> характеризуют точку зрения экспериментатора. Однако возникает вопрос, почему (помимо двух макроскопических *альтернатив* «кот жив» или «кот мертв») мы не можем воспринимать макроскопические *суперпозиции* состояний, подобных этим? Например, для случая $w = z = \frac{1}{\sqrt{2}}$ мы можем переписать состояние (4.3) как суперпозицию:

$$[(|\textit{мертвый кот}\rangle + |\textit{живой кот}\rangle) \cdot \\ \cdot (|\textit{мы знаем, что кот мертв}\rangle + |\textit{мы знаем, что кот жив}\rangle) + \\ + (|\textit{мертвый кот}\rangle - |\textit{живой кот}\rangle) \cdot \\ \cdot (|\textit{мы знаем, что кот мертв}\rangle - \\ - |\textit{мы знаем, что кот жив}\rangle)]\,/2\sqrt{2}.$$

Так, если у нас нет оснований исключить «воспринимаемые состояния» типа $(|\textit{мы знаем, что кот мертв}\rangle + |\textit{мы знаем, что кот жив}\rangle)\,/\sqrt{2}$, мы не становимся ближе к решению, чем были до сих пор.

Применим те же рассуждения к области вне нашего измерения. Пусть, как в предыдущем примере $w = z = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Тогда матрицу плотности можно переписать как суперпозицию:

$$D = \frac{1}{4}(|\textit{мертвый кот}\rangle + |\textit{живой кот}\rangle) \cdot (|\textit{мертвый кот}\rangle + \\ + |\textit{живой кот}\rangle) + \frac{1}{4}(|\textit{мертвый кот}\rangle - \\ - |\textit{живой кот}\rangle) \cdot (|\textit{мертвый кот}\rangle - |\textit{живой кот}\rangle).$$

Последнее выражение говорит о следующем. Точка зрения о «декогеренции области вне наших измерений» не объясняет, почему кот либо просто жив, либо просто мертв.

Здесь я не хочу углубляться в обсуждение вопросов сознания или декогеренции. По моему мнению, решение проблемы измеримости следует искать в другом месте. Я предполагаю, что при учете эффектов ОТО возникают проблемы с суперпозициями альтернативных пространственно-временных геометрий. Возможно, суперпозиция двух разных геометрий *неустойчива* и переходит в *одну* из двух альтернатив. Например, может быть геометрия пространства-времени с живым котом и геометрия пространства-времени с мертвым котом. Я называю такой выбор между одной и второй альтернативами объективной редукцией, которая мне импонирует своим названием (по-английски «объективная редукция» звучит как «*objective reduction*» или, сокращенно, «*OR*», т. е. «или», что хорошо отражает суть этого термина как выбора одной *или* другой альтернативы. — *Прим. перев.*). Как с этим всем связана планковская шкала 10^{-33} см? Естественный критерий определения значимости отличия двух геометрий зависит от планковской шкалы, которая фиксирует временной масштаб, на котором происходит редукция в одну из альтернатив.

Отпустим кота на выходные и снова вернемся к загадке наполовину посеребренного зеркала. В этот раз будем считать, что детектирование фотона приводит в действие устройство, передвигающее тело большой массы с одного места на другое (рис. 4.6).

Аккуратно поместим массивное тело на отвесный край таким образом, чтобы даже ударивший его одиночный фотон смог бы его спихнуть. Тем самым мы избежим необходимости беспокоиться о проблеме редукции состояния в детекторе. Какой массы достаточно для того, чтобы суперпозиция двух альтернатив стала неустойчивой?

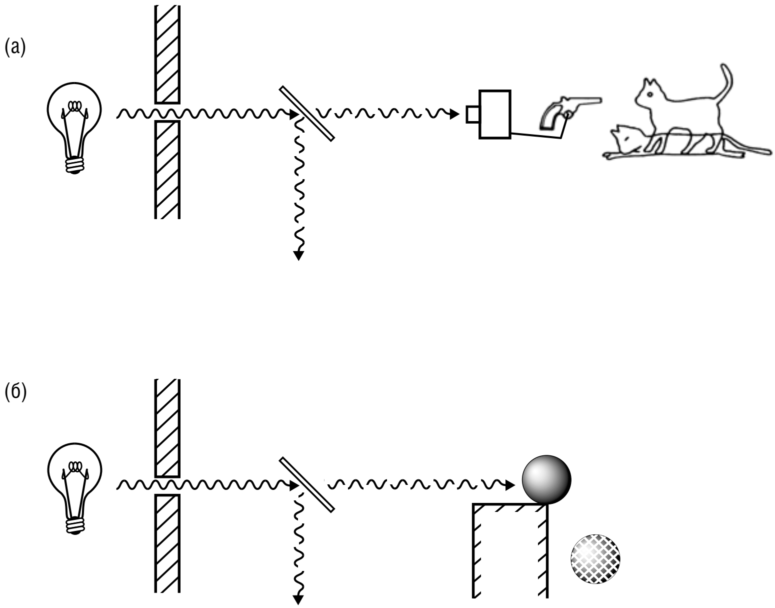


РИС. 4.6.
Кот Шрёдингера (а) и более гуманная версия этого мысленного эксперимента (б).

Гравитация может дать ответ на этот вопрос — в том ключе, что я уже озвучил в своих лекциях (Пенроуз, 1993, 1994 гг.; Диози, 1989 г.; Жирарди, Грасси и Римини, 1990 г.). Для вычисления времени распада (в смысле получения суперпозиции масс) согласно предложенной схеме мысленного эксперимента рассмотрим энергию E, которая понадобится для того, чтобы столкнуть кусочек этого массивного тела, сдвинув его на расстояние, обеспечивающее суперпозицию масс. Движение происходит в гравитационном поле оставшейся массы. Я предполагаю, что временной интервал коллапса вектора состояния этой суперпозиции окажется порядка

$$T \sim \frac{\hbar}{E}\,. \tag{4.4}$$

Для нуклонов эта величина составит примерно 10^8 лет. Таким образом, такую неустойчивость нельзя выявить в существующих экспериментах. Однако для капельки воды линейного размера 10^{-4} см коллапс вектора состояния может занять около 0,1 сек. Для размера 10^{-3} см коллапс вектора состояния займет 10^{-6} сек. Это верно для системы, изолированной от области вне наших наблюдений. За счет движения окружающих масс распад можно ускорить. Схемы решения такого сорта проблем измеримости в КТ неизменно приводят к проблемам закона сохранения энергии и к проблеме локальности. Однако в ОТО присутствует изначально присущая этой теории неопределенность в понятии гравитационной энергии. Последнее, в частности, связано со вкладом в проблему суперпозиции. В ОТО гравитационная энергия не является локальной. Так, гравитационная потенциальная энергия дает отрицательный нелокальный вклад в полную энергию, а гравитационные волны могут уносить из системы положительную нелокальную энергию. Даже плоское пространство может давать вклад в полную энергию при определенных предположениях. Неопределенность энергии в суперпозиции состояний двух положений массивного тела, как это рассматривалось выше, согласуется (в соответствии с неопределенностью Гейзенберга) со временем распада (4.4).

Вопросы и ответы

Вопрос: Профессор Хокинг отметил, что гравитационное поле во многом отлично от всех других полей. Что вы думаете об этом?

Ответ: Гравитационное поле действительно является особым. Иногда ощущается некая ирония в истории изучения гравитационного поля: Ньютон задал начало физики с помощью теории гравитации, и эта теория была образцом для всех других физических взаимодействий. Теперь же все вернулось к тому, что гравитация действительно отличается от всех других взаимодействий. Гравитация — единственное взаимодействие, которое влияет на причинность, что приводит к глубоким последствиям в отношении теории черных дыр и проблеме потери информации.

ГЛАВА 5

КВАНТОВАЯ КОСМОЛОГИЯ

Стивен Хокинг

В МОЕЙ ТРЕТЬЕЙ ЛЕКЦИИ я хочу обратиться к космологии. Долгое время космология рассматривалась как псевдонаука и прибежище для тех физиков, которые в молодости сделали что-то полезное, а с возрастом впали в мистику. Есть две причины такого отношения к космологии. Во-первых — это практически полное отсутствие реальных наблюдений. Действительно, до 20-х годов прошлого века единственным существенным космологическим наблюдением был тот факт, что небо по ночам темное. Люди не сразу осознали важность этого наблюдения. Однако в последнее время размах и качество космологических наблюдений чрезвычайно возросли благодаря современным технологическим достижениям. Таким образом, расхожего некогда возражения против науки «космология» как не имеющей наблюдательной базы больше не существует.

Второе возражение против космологии было более серьезным. Дело в том, что космология не может делать никаких предсказаний о Вселенной, пока не сформулированы некоторые предположения о начальных условиях. Без этих предположений можно только сказать, что все происходит так, а не иначе потому, что все происходило так, а не иначе в предшествующие времена. До сих пор многие ученые убеждены, что наука должна принимать во внимание только локальные законы, которые определяют эволюцию Вселенной во времени. Граничные условия, определяющие начало Вселенной, воспринимаются поэтому как вопрос, скорее, не науки, а метафизики или религии.

Ситуация стала еще хуже, после того как мы с Роджером доказали ряд теорем. Согласно этим теоремам, в рамках общей теории относительности в прошлом Вселенной должна быть сингулярность. В этой сингулярности нельзя определить уравнения поля. Получается, что классическая общая теория относительности сама себя приводит к гибели: она предсказывает, что она не может предсказать Вселенную.

Несмотря на то, что многие ученые приветствовали такой вывод, лично меня он всегда глубоко тревожил. Если законы физики могут нарушиться в начале существования Вселенной, то почему бы им не начать нарушаться повсеместно? В квантовой теории существует принцип: все, что не является абсолютно запрещенным, происходит. Если допустить, что сингулярные истории могут давать вклад в интеграл по траекториям, то эти сингулярные истории начнут появляться повсюду, и предсказуемость полностью исчезнет. Другими словами, если законы физики нарушаются в сингулярностях, то они могут нарушаться везде.

Единственный способ построить научную теорию базируется на том, что законы физики должны сохраняться везде, включая начало Вселенной. Последнее утверждение можно считать триумфом демократических принципов, а именно: почему законы природы для начала Вселенной должны отличаться от законов природы во всех других точках? Если все точки равны, то среди них не может быть точек, которые равнее других.

Для того чтобы удовлетворить идее повсеместного равенства физических законов, интегралы по траекториям нужно рассматривать только по несингулярным метрикам. Известно, что в случае обычного интеграла по траекториям мера сконцентрирована на недифференцируемых траекториях. Однако в подходящей топологии эти траектории являются замыканием множества гладких путей с хорошо определенным функционалом действия. Аналогично можно ожидать, что интеграл по траекториям для квантовой гравитации должен браться по замыканию пространства гладких метрик. Интеграл по траекториям не может включать в себя метрики с сингулярностями, чей функционал действия не определен.

В случае черных дыр, как мы видели, интеграл по траекториям должен браться евклидовым, т. е. по положительно определенным метрикам. Последнее означало, что сингулярности черных дыр — такие как решение Шварцшильда — не возникают в евклидовых метриках, которые не продолжаются под горизонт событий черной дыры. Действительно, горизонт событий в этом случае подобен началу полярной системы координат. Следовательно, действие для евклидовой метрики хорошо определено. Вышесказанное можно воспринимать как квантовую версию космической цензуры: нарушение структуры в сингулярности не должно влиять на любое физическое измерение.

Таким образом, может показаться, что в квантовой гравитации интеграл по траекториям должен браться по несингулярным евклидовым метрикам. Но тогда какими должны быть граничные условия для этих метрик? Существуют два и только два естественных выбора. В первом случае вне компактного множества все метрики должны стремиться к плоской евклидовой метрике. Во втором случае метрики должны принадлежать компактным многообразиям без границ.

Два класса интегралов по траекториям в квантовой гравитации

1. Асимптотические евклидовы метрики.
2. Компактные метрики без границ.

Первый класс асимптотически евклидовых метрик подходит для расчета процессов рассеяния (рис. 5.1).

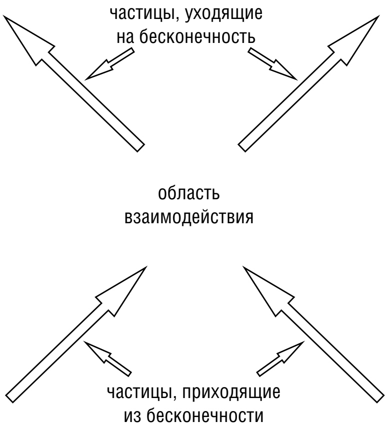


РИС. 5.1
Для изучения асимптотически евклидовой метрики производится расчет рассеяния, в котором измеряются частицы, приходящие из бесконечности и уходящие на бесконечность.

В этих метриках можно рассматривать частицы, приходящие из бесконечности и уходящие на бесконечность. Все измерения производятся на бесконечности, где метрика фона плоская и небольшие флуктуации полей можно интерпретировать обычным способом, как частицы. Не стоит задаваться вопросом, что происходит в области взаимодействия, находящейся между бесконечностями, — именно поэтому интегрирование по траекториям ведется по всем возможным историям частиц, находящимся в этой области, другими словами, по всем асимптотически евклидовым метрикам.

Однако в космологии представляют интерес такие измерения, которые сделаны в ограниченных областях, а не на бесконечности. Мы находимся внутри Вселенной, а не наблюдаем за ней снаружи. Для того чтобы понять разницу, давайте предположим, что в космологии интеграл по траекториям берется по всем асимптотически евклидовым метрикам. Тогда вероятности измерений в ограниченном про-

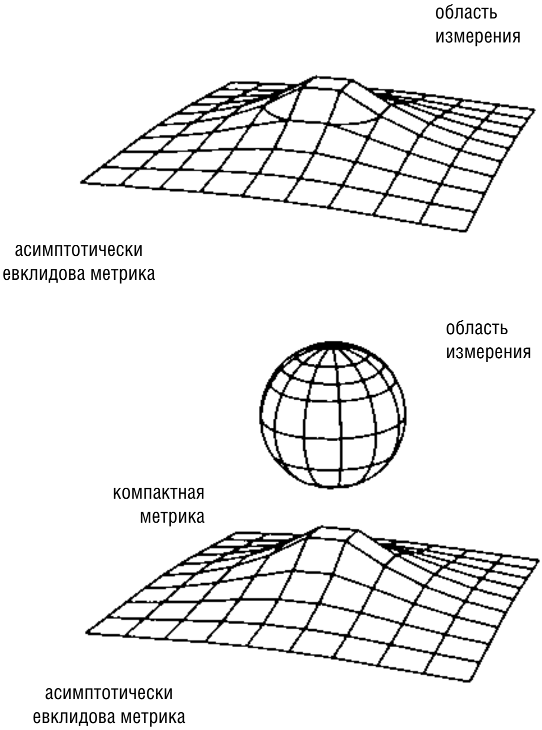


РИС. 5.2
Космологические измерения производятся в ограниченной области, поэтому нужно рассмотреть два типа асимптотически евклидовых метрик: связные (сверху) и несвязные.

странстве будут составляться из двух вкладов. Первый получается от связи асимптотически евклидовых метрик, а второй — от несвязных метрик, которые состоят из компактного пространства, содержащего область измерения и отдельную асимптотически евклидову метрику (рис. 5.2.).

Из интеграла по траекториям нельзя исключить несвязные метрики, потому что их можно аппроксимировать связными метриками, в которых различные компоненты соединяются тонкими трубками, или кротовыми норами, обладающими пренебрежимо малым действием.

Несвязные компактные области пространства-времени не могут влиять на расчет рассеяния, потому что они не связаны с бесконечностью, где проводятся вычисления. Однако они будут влиять на измерения в космологии, производимые в конечной области. Действительно, вклад от таких несвязных метрик будет доминировать над вкладами асимптотически евклидовых метрик. Следовательно, в задачах космологии даже если вычислять интеграл по траекториям по всем асимптотически евклидовым метрикам, то результат будет практически такой же, как если бы этот интеграл брался по всем компактным метрикам. Можно сделать вывод, что для космологии более естественным представляется взятие интеграла по траекториям по всем компактным метрикам без границ, что было предложено мной и Джимом Хартлом в 1983 году (Хартл и Хокинг, 1983 г.).

Предположение об отсутствии границ (Хартл и Хокинг)

> Интеграл по траекториям для квантовой гравитации должен вычисляться по всем компактным евклидовым метрикам.

Указанное предположение можно перефразировать следующим образом: граничное условие для Вселенной заключается в том, что у нее нет границ.

В оставшейся части лекции я покажу, что предположение об отсутствии границы, похоже, учитывает свойства нашей Вселенной, а именно: расширение Вселенной, ее изотропность и однородность и наличие малых возмущений. Можно наблюдать спектр и распределение малых возмущений в микроволновом фоне реликтового излучения. Результат наблюдений пока что (по состоянию на 1996 г. — *Прим. перев.*) согласуется с предсказаниями нашего предположения об отсутствии границ. При росте количества наблюдаемых гармоник микроволнового излучения (т. е. при уменьшении угловых масштабов наблюдений) можно будет провести хороший тест как нашего предположения, так и в целом концепции евклидовой квантовой гравитации.

Для того чтобы с помощью предположения об отсутствии границ делать какие-то предсказания, полезно ввести некоторые понятия для описания состояния Вселенной в данный момент времени. Рассмотрим вероятность того, что пространственно-временное многообразие M содержит вложенное трехмерное многообразие Σ с индуцированной метрикой h_{ij}. Эта вероятность дается интегралом по траекториям по всем метрикам g_{ab} на M, которые индуцируют h_{ij} на Σ.

Вероятность индуцированной метрики h_{ij} на

$$\Sigma = \int_{\substack{\text{метрики на } M\text{, которые} \\ \text{индуцируют } h_{ij} \text{ на } \Sigma}} d[g]e^{-I}$$

Если многообразие M односвязное (что я предполагаю), то поверхность Σ разделит M на две части: M^+ и M^- (рис. 5.3).

В этом случае вероятность для Σ иметь метрику h_{ij} может быть факторизована, т. е. представлена в виде двух волновых

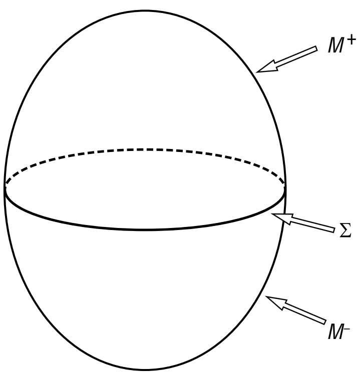


РИС. 5.3

Поверхность Σ разделяет компактное односвязное M на две части: M^+ и M^-

функций Ψ^+ и Ψ^-. Эти функции даются интегралами по траекториям по всем метрикам M^+ и M^- соответственно, которые индуцируют данную трехмерную метрику h_{ij} на Σ.

Вероятность для h_{ij} равна

$$\Psi^+(h_{ij}) \times \Psi^-(h_{ij}),$$

где

$$\Psi^+(h_{ij}) = \int_{\substack{\text{метрики на } M^+,\text{ которые} \\ \text{индуцируют } h_{ij} \text{ на } \Sigma}} d[g]e^{-I}.$$

В большинстве случаев две волновые функции будут равными, и я буду убирать верхние индексы «+» и «–». Функция Ψ называется волновой функцией Вселенной. В присутствии материальных полей ϕ волновая функция будет зависеть и от их значений ϕ_0 на Σ. Но явной зависимости от времени не будет, потому что в замкнутой Вселенной нет предпочтительного направления временной оси. Предположение об отсутствии границ приводит к тому, что волновая функция Вселенной дается интегралом по траекториям по полям на компактном многообразии M^+, единственной границей которого является поверхность Σ (рис. 5.4).

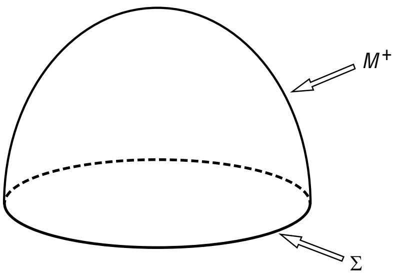


РИС. 5.4
Волновая функция дается интегралом по траекториям по всему M^+.

Интеграл по траекториям берется по всем метрикам и полям материи в M^+, которые согласуются с метрикой h_{ij} и полями материи ϕ_0 на Σ.

Можно дать описание положения поверхности Σ с помощью функции τ, зависящей от трех координат x_i на Σ. Но волновая функция, определенная интегралом по путям, не может зависеть от τ или от выбора координат x_i. Отсюда следует, что волновая функция Ψ должна удовлетворять четырем функционально-дифференциальным уравнениям. Три из этих уравнений носят название *ограничений на импульс.*

Уравнения, которые ограничивают импульс

$$\left(\frac{\partial\Psi}{\partial h_{ij}}\right)_{;j} = 0$$

Эти уравнения выражают тот факт, что волновая функция должна быть одна и та же для разных трехмерных метрик h_{ij}, которые могут быть получены одна из другой путем преобразования координат x_i. Четвертое уравнение называется *уравнением Уилера — Девитта.*

Уравнение Уилера — Девитта

$$\left(G_{ijkl}\frac{\partial^2}{\partial h_{ij}\partial h_{kl}} - h^{\frac{1}{2}}\ {}^3R\right)\Psi = 0$$

Это уравнение соответствует независимости волновой функции Ψ от времени τ (ОТО инвариантна относительно репараметризации времени, и эта инвариантность классической теории требует наличия траекторий (в соответствующем конфигурационном пространстве), на которых гамильтониан системы обращается в ноль; после квантования это условие приобретает вид уравнения Уилера — Девитта, представляя собой уравнение Шрёдингера; волновая функция Ψ описывает запутывание между всеми переменными во Вселенной (пространственная трехмерная метрика — одна из таких переменных), т. е. суперпозицию очень многих миров; зависимость от времени заменяется квантовыми корреляциями. — *Прим. перев.*). Это уравнение по сути является уравнением Шрёдингера для всей Вселенной, но не содержит производных по времени, потому что волновая функция не зависит от времени явно.

Для того чтобы оценить волновую функцию Вселенной, можно использовать аппроксимацию интеграла по траекториям методом седловой точки, как это делалось для черных дыр. Можно найти евклидову метрику g_0 на многообразии M^+, которая удовлетворяет уравнениям поля и индуцирует метрику h_{ij} на границе Σ. Далее можно разложить функционал действия в степенной ряд в окрестности фоновой метрики g_0:

$$I[g] = I[g_0] + \frac{1}{2}\delta g I_2 \delta g + \cdots$$

Как и раньше, член, линейный по возмущениям, равен нулю. Квадратичный член можно рассматривать как вклад гравитонов, а члены более высоких порядков — как взаимодействия гравитонов между собой. Если радиус фоновой кривизны велик в сравнении с планковской шкалой, то поправки высших порядков могут быть отброшены. Таким образом, волновая функция есть

$$\Psi \approx \frac{1}{(\det I_2)^{\frac{1}{2}}} e^{-I[g_0]}.$$

Простой пример дает понять, на что похожа полученная волновая функция. Рассмотрим ситуацию, когда полей материи нет, но есть положительная космологическая постоянная Λ. В качестве поверхности Σ выберем трехмерную сферу

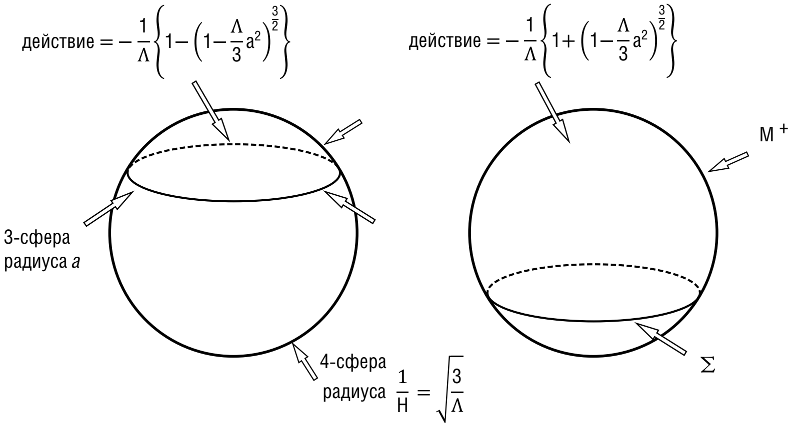


РИС. 5.5.
Два возможных евклидовых решения M^+ с границей Σ и соответствующие этим решениям функционалы действия.

и метрику h_{ij} как, соответственно, метрику трехмерной сферы радиуса *a*. Тогда многообразие M^+, ограниченное поверхностью Σ, может быть выбрано четырехмерным шаром. Метрика, которая удовлетворяет уравнениям поля, представляет собой часть четырехмерной сферы радиуса H^{-1}, где $H^2 = \frac{\Lambda}{3}$. Функционал действия принимает вид:

$$I = \frac{1}{16\pi}\int (R - 2\Lambda)(-g)^{\frac{1}{2}}\, d^4x + \frac{1}{8\pi}\int K(\pm h)^{\frac{1}{2}}\, d^3x \cdot$$

Для трехмерной сферы Σ, радиус которой меньше H^{-1}, существует два возможных евклидовых решения: или M^+ будет меньше полусферы, или M^+ будет больше полусферы (рис. 5.5).

Есть аргументы в пользу выбора решения, соответствующего M^+ меньше, чем полусфера.

На следующем рисунке (рис. 5.6) показан вклад в волновую функцию от действия метрики g_0.

Когда радиус поверхности Σ меньше, чем H^{-1}, то волновая функция экспоненциально растет как exp (a^2). Когда *a* больше H^{-1}, то можно аналитически продолжить решение для меньших a и получить очень быстро осциллирующую волновую функцию.

Можно интерпретировать эту волновую функцию следующим образом. Максимально симметричным решением уравнения Эйнштейна с Λ-членом (для действительного времени) является пространство де Ситтера. Это пространство может быть погружено как гиперболоид в пятимерное пространство Минковского (рис. 5А).

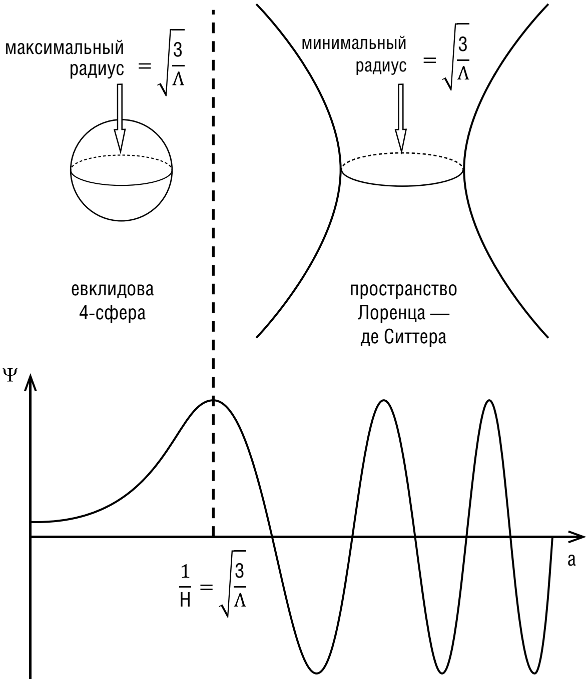
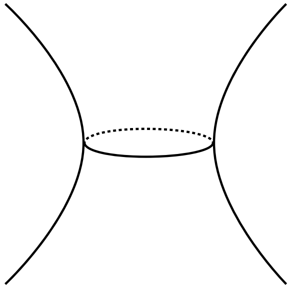


РИС. 5.6

Зависимость волновой функции от радиуса поверхности Σ.

РИС. 5А
Метрика Лоренца — де Ситтера.

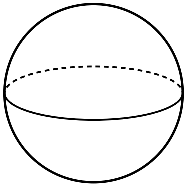
$$ds^2 = -dt^2 + \frac{1}{H^2}\cosh^2 Ht\,(dr^2 + \sin^2 r\,(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2))$$



Оно может быть представлено как замкнутая Вселенная, которая сжимается от бесконечно большого размера до минимального радиуса, а потом снова расширяется экспоненциально. Метрика может быть записана в форме модели вселенной Фридмана с масштабным фактором *cosh (Ht).* Замена переменной $\tau = i{\cdot}t$ преобразует гиперболический косинус в обычный косинус, что дает евклидову метрику на четырехмерной сфере с радиусом H^{-1} (рис. 5Б).

РИС. 5Б
Евклидова метрика.

$$ds^2 = d\tau^2 + \frac{1}{H^2}\cos^2 H\tau\,(dr^2 + \sin^2 r\,(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2))$$



Таким образом, мы приходим к мысли, что волновая функция, которая изменяется экспоненциально с трехмерной метрикой h_{ij}, соответствует евклидовой метрике с мнимым временем. С другой стороны, быстро осциллирующая волновая функция соответствует метрике Лоренца с действительным временем.

Как и в случае рождения пар черных дыр, можно описать спонтанное рождение экспоненциально расширяющейся вселенной. Соединим нижнюю половину евклидовой четырехмерной сферы с верхней половиной лоренцева гиперболоида (рис. 5.7).

В противоположность рождению пары черных дыр, нельзя сказать, что вселенная де Ситтера была создана из энергии поля в пространстве, которое существовало раньше. Действительно, вселенная в буквальном смысле родилась из ничего: не из вакуума, а именно из абсолютного ничто, потому что вне вселенной абсолютно ничего не было. В евклидовом приближении вселенная де Ситтера представляет собой замкнутое пространство подобно поверхности Земли, но с двумя дополнительными измере-

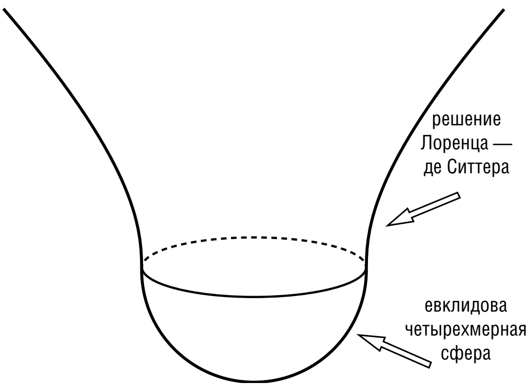


РИС. 5.7
Туннелирование, приводящее к рождению расширяющейся вселенной, описывается сшивкой половины евклидова решения с половиной решения Лоренца.

ниями. Если космологическая постоянная мала по сравнению с планковским значением, то кривизна евклидовой четырехмерной сферы будет маленькой. Последнее означает, что аппроксимация седловой точки для интеграла по траекториям окажется хорошей, и, следовательно, на расчет волновой функции вселенной не повлияет игнорирование событий, происходивших при очень больших кривизнах.

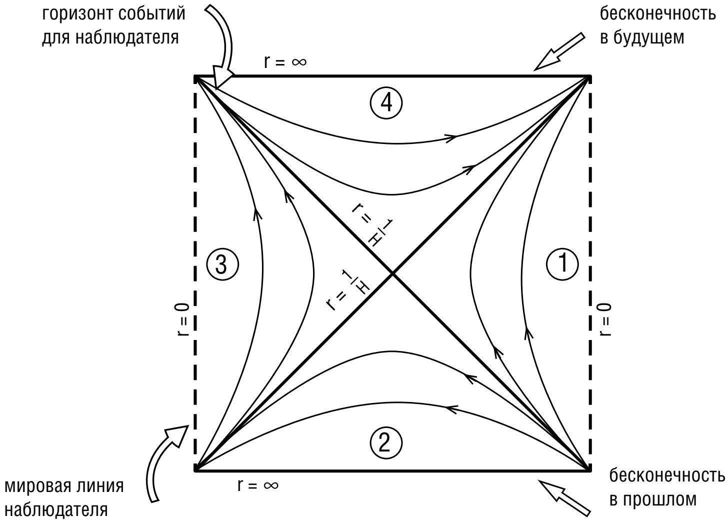
Можно решить уравнения поля для граничных метрик, которые не являются в точности трехмерными метриками. Если радиус трехмерной сферы меньше величины H^{-1}, то решение есть вещественная евклидова метрика. Функционал действия будет вещественным, и волновая функция будет экспоненциально затухать по сравнению с трехмерной сферой того же объема. Если радиус трехмерной сферы будет больше, чем этот критический радиус, то будет два комплексно-сопряженных решения, и с незначительными изменениями h_{ij} волновая функция будет быстро осциллировать.

Любое измерение, сделанное в космологии, может быть сформулировано в терминах волновой функции. Так, предположение об отсутствии границ ставит космологию в разряд науки, потому что становится возможным предсказать результат любого наблюдения. Случай, который мы рассматривали, не включал поля материи, а включал только космологическую постоянную, что не соответствует той Вселенной, в которой мы живем. Тем не менее это был полезный пример, во-первых, из-за своей простоты и возможности получить явное решение, а во-вторых, потому что подобная ситуация скорее всего соответствует ранним стадиям эволюции Вселенной.

Вселенная де Ситтера обладает тепловыми свойствами, подобными черной дыре, хотя это не совсем очевидно из свойств волновой функции. Можно в этом убедиться, записав метрику де Ситтера в статической форме, подобно решению Шварцшильда (рис. 5В).

РИС. 5В
Статический вид метрики де Ситтера

$$ds^2 = -(1 - H^2 r^2)dt^2 + (1 - H^2 r^2)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$



В точке r = H^{-1} существует фиктивная сингулярность. Однако, так же как и в решении Шварцшильда, эту сингулярность можно удалить с помощью преобразования координат, и она будет соответствовать горизонту событий. Это можно увидеть на диаграмме Картера— Пенроуза, представляющей собой квадрат. Пунктирная вертикальная линия слева показывает центр сферической симметрии, где радиус *r* в двумерной сфере стремится к нулю. Другой центр сферической симметрии показан пунктирной вертикальной линией справа. Горизонтальные линии сверху и снизу показывают бесконечности прошлого и будущего, которые для этого случая пространственноподобны. Диагональная линия из верхнего левого в нижний правый угол есть граница прошлого для наблюдателя, находящегося в левом центре симметрии. Следовательно, эта диагональ есть горизонт событий наблюдателя. Однако наблюдатели, чьи мировые линии заканчиваются в разных точках, лежащих на бесконечности будущего, будут иметь разные горизонты событий. Таким образом, горизонты событий в пространств де Ситтера являются индивидуальным свойством наблюдателей.

Вернемся к статической форме метрики де Ситтера. Положим $\tau = i \cdot t$, получив тем самым евклидову метрику. На горизонте событий есть кажущаяся сингулярность. Однако, введя новую радиальную координату и придав переменной τ период $2\pi/H$, можно получить регулярную евклидову метрику, представляющую собой четырехмерную сферу. В силу того, что координата мнимого времени теперь периодична, пространство де Ситтера и все квантовые поля в нем будут вести себя так, как если бы они находились при температуре $H/2\pi$. Как мы увидим, можно наблюдать последствия этой температуры в флуктуациях микроволнового фонового излучения. Можно применить схожую случаю черных дыр аргументацию к функционалу действия для решения Евклида — де Ситтера. Оказывается, это решение обладает внутренней энтропией π/H^2, что есть четверть площади горизонта событий. И снова энтропия возникает из-за топологических аргументов: эйлерова характеристика для четырехмерной сферы равна двум. Последнее означает, что в пространстве Евклида — де Ситтера нельзя задать координату глобального времени. Космологическую энтропию можно интерпретировать как отражение недостатка знаний наблюдателя о той части вселенной, которая расположена за ее горизонтом событий.

Евклидова метрика периодична с периодом $\dfrac{2\pi}{H}$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Температура} = \dfrac{H}{2\pi} \\[2ex] \text{Площадь горизонта событий} = \dfrac{4\pi}{H^2} \\[2ex] \text{Энтропия} = \dfrac{\pi}{H^2} \end{array} \right.$$

Пространство де Ситтера — плохая модель для той Вселенной, в которой мы живем, потому что она пустая и экспоненциально расширяется. Согласно наблюдательным данным, наша Вселенная содержит вещество. Кроме того, из анализа микроволнового реликтового излучения и данных о распространении легких элементов, мы можем заключить, что в прошлом Вселенная была гораздо горячее и плотнее. Простейшая модель, соответствующая наблюдательным данным, носит название «горячий Большой взрыв» (рис. 5.8).

В таком сценарии Вселенная начинается в сингулярности, заполненной излучением бесконечной температуры. По мере расширения излучение охлаждалось и плотность энергии падала. В конечном итоге плотность энергии излучения стала меньше, чем плотность нерелятивистского вещества, и расширение Вселенной стало определяться веществом. Однако мы можем наблюдать остатки фонового микроволнового излучения, имеющего температуру около $3°K$ выше абсолютного нуля.

Проблема с моделью горячего Большого взрыва заключается в проблеме всей космологии. Космология не имеет обо-

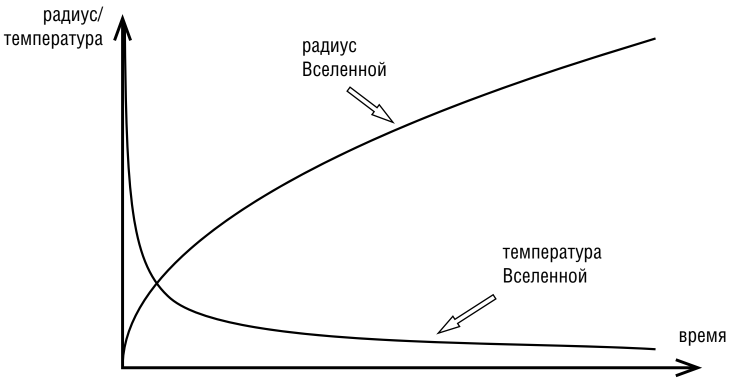


РИС. 5.8.
Радиус и температура Вселенной как функция времени в модели горячего Большого взрыва.

снования для своих начальных условий, без чего никакая научная теория не обладает предсказательной силой. Поскольку теория относительности нарушается в сингулярности, то в результате Большого взрыва может появиться все что угодно (за последние 20 лет космология получила твердый статус науки как в плане теории, так в плане наблюдательных и экспериментальных исследований; космология, безусловно, обладает предсказательной силой — так, космологи могут предсказывать процессы и состояние Вселенной от современного момента времени на 13,5 млрд лет в прошлое и на столько же лет в будущее, другими словами, вся история Вселенной, спустя несколько секунд после Большого взрыва, изучена и проверена наблюдениями очень подробно; для истории вопроса и понимания современного состояния космологии можно ознакомиться с книгами следующих авторов: Вайнберг, Горбунов, Рубаков, Сажин — *Прим. перев.*). Почему Вселенная так однородна и изотропна на больших масштабах и в то же время имеет локальные нерегулярности, галактики и звезды? И почему Вселенная занимает промежуточное состояние между возможностью нового коллапса и бесконечного расширения? Для того чтобы находиться так близко к такому состоянию, темп раннего расширения Вселенной должен был быть подобран фантастически аккуратно. Так, если темп (*rate*) расширения через одну секунду после Большого взрыва отличался бы в меньшую сторону на 10^{-10}, то наша Вселенная должна была бы сколлапсировать через несколько миллионов лет. Если же темп расширения отличался бы в большую сторону на ту же невообразимо крошечную величину, то наша Вселенная стала бы просто пустой через несколько миллионов лет (здесь и далее термин *rate* будем переводить как «темп» и словосочетание «постоянный темп расширения» означает расширение при постоянном значении параметра Хаббла. — *Прим. перев.*). В любом случае, у Вселенной оказалось бы недостаточно времени для зарождения и развития жизни. Таким образом, приходится апеллировать либо к антропному принципу, либо искать какое-то физическое объяснение, почему Вселенная такая, какой мы ее видим.

Модель горячего Большого взрыва не объясняет, почему:

1. Вселенная почти однородна и изотропна, но обладает малыми возмущениями.
2. Вселенная расширяется с темпом, почти точно совпадающим с критическим, который позволяет избежать обратного коллапса (согласно наблюдательным данным по сверхновым звездам (1998 г.), современная Вселенная расширяется ускоренно. — *Прим. перев.*).

Некоторые ученые считают, что процесс, называемый *инфляцией*, снимает вопрос о теории начальных условий (инфляционная модель ускоренного расширения ранней Вселенной была предложена Гутом и Старобинским, а в последствии развита и обобщена Линде. — *Прим. перев.*). Идея заключается в том, что Вселенная может начаться с Большого взрыва, обладая практически любыми начальными параметрами. В тех областях Вселенной, где условия оказались подходящими, мог иметь место период экспоненциального расширения, который и называется инфляцией. Такой процесс не только мог увеличить объем пространства на чудовищный множитель порядка 10^{30} или более, но и мог обеспечить однородность и изотропию и степень расширения с необходимым критическим темпом для предотвращения обратного коллапса. Утверждается, что жизнь могла возникнуть только в тех областях, где происходила инфляция. Следовательно, мы не должны особенно удивляться тому, что наша область Вселенной однородна и изотропна и расширяется в нужном темпе.

Тем не менее одной инфляцией нельзя объяснить современное состояние нашей Вселенной. Это можно увидеть, рассмотрев любое современное состояние Вселенной и обратить его назад во времени. Считая, что Вселенная содержит достаточно вещества, можно применить теоремы о сингулярности и сделать вывод о наличии сингулярности в прошлом. Можно выбрать начальные условия Вселенной в момент Большого взрыва как начальные условия нашей модели. Таким образом, можно показать, что произвольные начальные условия в момент Большого взрыва могут привести к любому современному состоянию. Но мы не можем утверждать, что большинство начальных состояний приводят к тому состоянию, в котором сейчас находится наша Вселенная. Рассмотрим, сколько существует начальных условий двух типов. Первый тип — это начальные условия, приводящие к современному состоянию Вселенной. Второй тип — это начальные условия, которые к современному состоянию Вселенной не приводят. Так вот, естественная мера начальных условий обоих типов есть бесконечность. Из последнего утверждения следует, что мы не можем установить, какое из множеств начальных условий больше, а какое меньше.

С другой стороны, мы видели, что в случае гравитационной теории с космологической постоянной, но без материальных полей условие отсутствия границ приводит к модели Вселенной, предсказуемой в смысле квантовой теории. Такая частная модель не описывает Вселенную, в которой мы живем — ведь наша Вселенная наполнена веществом и обла-

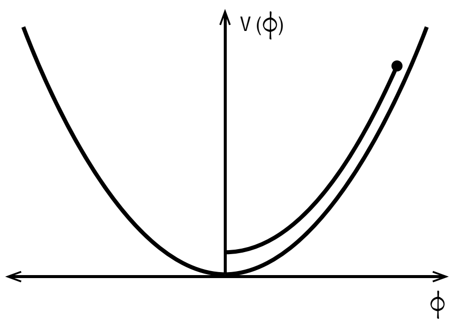


РИС. 5.9
Потенциал массивного скалярного поля.

дает нулевой или очень маленькой космологической постоянной (ускоренное расширение нашей Вселенной можно объяснить как наличием темной энергии с динамическим и, возможно, зависящим от времени уравнением состояния, связывающего ее плотность и давление, так и наличием новой фундаментальной постоянной (космологической постоянной или, что то же самое, Λ-членом); в последнем случае эта константа может и не быть малой. — *Прим. перев.*). Однако можно получить более реалистичную модель, исключив из рассмотрения космологическую постоянную и включив поля вещества. В частности, нам понадобится скалярное поле ϕ с потенциалом $V(\phi)$. Для простоты модели предположим, что этот потенциал принимает минимальное значение при равенстве нулю скалярного поля. Простой пример вышесказанного — это массивное скалярное поле с потенциалом $V=\frac{1}{2}m^2\phi^2$ (рис. 5.9).

Тензор энергии-импульса скалярного поля.

$$T_{ab} = \phi_{,a}\phi_{,b} - \frac{1}{2}g_{ab}\phi_{,c}\phi^{,c} - g_{ab}V(\phi)$$

Из выражения для тензора энергии-импульса видно, что если градиент поля ϕ мал, то потенциал этого поля действует как космологическая постоянная.

Волновая функция теперь зависит от значения ϕ_0 поля ϕ на поверхности Σ так же, как и от индуцированной метрики h_{ij}. Можно найти уравнения поля для малых сферических трехмерных метрик и для больших значений ϕ_0. Решение с таким граничным условием примерно есть часть четырехмерной сферы с почти постоянным полем ϕ. Это решение похоже на решение де Ситтера с потенциалом $V(\phi_0)$, который играет роль космологической постоянной. Рассуждая похожим образом — если радиус a трехмерной сферы немного больше радиуса евклидовой четырехмерной сферы, — получаем два комплексно-сопряженных решения.

Последние будут похожи на половину евклидовой четырехмерной сферы, сшитой с решением Лоренца—де Ситтера с почти постоянным полем ϕ. Таким образом, предположение об отсутствии границ предсказывает в этой модели спонтанное рождение экспоненциально расширяющейся Вселенной, как в случае де Ситтера.

Теперь рассмотрим эволюцию такой модели. В противоположность модели де Ситтера, эта модель не будет подвержена бесконечно долгому экспоненциальному расширению. Скалярное поле будет «скатываться по склону» потенциала V к его минимальному значению при $\phi = 0$. Однако если начальное значение поля ϕ окажется больше, чем планковское значение, то скорость скатывания будет маленькой по сравнению с характерным временем расширения. Из последнего следует, что Вселенная будет экспоненциально расширяться во много раз. Когда потенциал скалярного поля уменьшится на порядок, то поле начнет осциллировать вблизи точки $\phi = 0$. Для большинства видов потенциала V эти осцилляции будут быстрыми по сравнению со временем расширения. Естественно предположить, что энергия осцилляций скалярного поля будет преобразовываться в рождение пар других частиц и будет нагревать Вселенную. Этот процесс, однако, зависит от предположений относительно стрелы времени. Я скоро вернусь к этому вопросу.

Экспоненциальное расширение, увеличивающее Вселенную во много раз, почти точно приведет ее к критическому темпу расширения. Таким образом, предположение об отсутствии границ может объяснить, почему темп расширения Вселенной так близок к критическому (напомним, что современная Вселенная, как и ранняя Вселенная, находится в фазе ускоренного расширения. — *Прим. перев.*). Для того чтобы понять, что этот принцип предсказывает для однородности и изотропии Вселенной, рассмотрим трехмерные метрики h_{ij}, которые представляют собой возмущения сферической трехмерной метрики. Можно разложить эти возмущения по сферическим гармоникам: скалярным, векторным и тензорным. Векторные гармоники соответствуют только изменениям координат x_i на последовательности трехмерных сфер и не играют динамической роли. Тензорные гармоники соответствуют гравитационным волнам (не имеющим источника *космологическим* гравитационным волнам. — *Прим. перев.*) в расширяющейся Вселенной, а скалярные гармоники частично связаны с произволом выбора координат и частично с возмущениям плотности.

Тензорные гармоники — гравитационные волны (космологические. — *Прим. перев.*)
Векторные гармоники — калибровка
Скалярные гармоники — возмущения плотности

Можно записать волновую функцию Ψ как произведение волновой функции Ψ_0 для сферической трехмерной метрики радиуса a на волновые функции коэффициентов гармоник:

$$\Psi[h_{ij}, \phi_0] = \Psi_0(a, \overline{\phi})\Psi_a(a_n)\Psi_b(b_n)\Psi_c(c_n)\Psi_d(d_n).$$

Далее можно разложить уравнение Уилера — Девитта для волновых функций по всем порядкам радиуса a и по усредненному скалярному полю $\overline{\phi}$, но до первого порядка по возмущениям. В результате получится набор уравнений Шрёдингера для скорости изменения возмущенных волновых функций в зависимости от времени, определенного на фоновой метрике.

Уравнения Шрёдингера

$$i\frac{\partial\Psi(d_n)}{\partial t} = \frac{1}{2a^3}\left(-\frac{\partial^2}{\partial d_n^2} + n^2 d_n^2 a^4\right)\Psi(d_n)$$

Можно использовать условия отсутствия границ для получения начальных условия для возмущенных волновых функций.

Решение уравнений поля для малых, но слабо возмущенных трехмерных сфер даст возмущенную волновую функцию во время экспоненциального расширения. Уравнение Шрёдингера позволит проследить за эволюцией этой возмущенной волновой функции.

Проще всего рассмотреть поведение тензорных гармоник, которые соответствуют гравитационным волнам. Эти гармоники не имеют никаких калибровочных степеней свободы, и они взаимодействуют напрямую с возмущениями вещества. Можно использовать условие отсутствия границ, чтобы найти начальные волновые функции коэффициентов d_n для тензорных гармоник в возмущенной метрике.

Основное состояние

$$\Psi(d_n) \propto e^{-\frac{1}{2}na^2d_n^2} = e^{-\frac{1}{2}\omega x^2},$$

$$\text{где} \qquad x = a^{\frac{3}{2}}d_n \qquad \text{и} \qquad \omega = \frac{n}{a}$$

Проделав вычисления, можно найти, что решение есть волновая функция основного состояния для гармонического осциллятора на частоте гравитационных волн. С расширением Вселенной эта частота падает. Пока частота превышает темп расширения ȧ/a, уравнение Шрёдингера приводит к тому, что волновая функция будет адиабатически затухать и режим затухания будет сохраняться в ее основном состоянии. В конце концов, однако, частота станет меньше, чем темп расширения, который есть величина постоянная во время экспоненциального расширения (напомним, что расширение происходит при постоянном значении параметра Хаббла. — *Прим. перев.*). Как только это происходит, уравнение Шрёдингера больше не сможет достаточно быстро изменять волновую функцию, чтобы она оставалась в основном состоянии при изменении частот. Вместо этого произойдет «замораживание» волновой функции. Последняя сохранит свой профиль, которым она обладала, когда частота стала меньше темпа расширения.

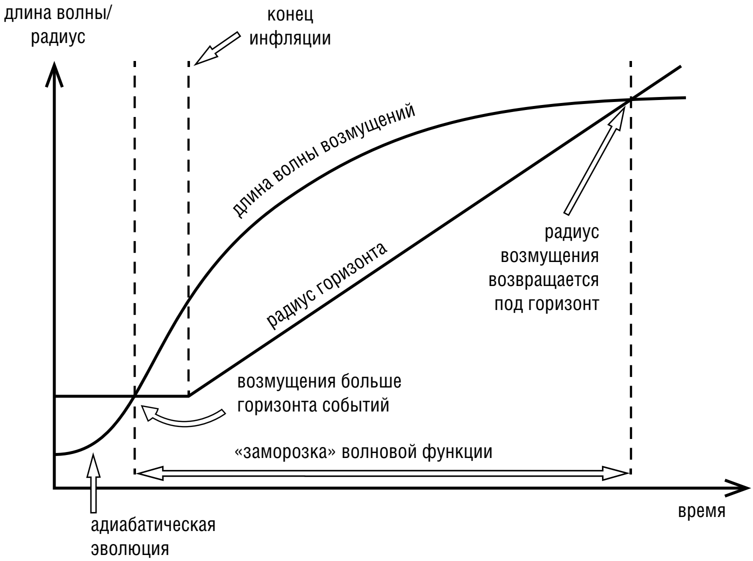


РИС. 5.10
Длина волны и радиус горизонта как функция времени во время инфляции.

После окончания периода экспоненциального расширения темп расширения будет уменьшаться быстрее, чем частота режима затухания. Последнее эквивалентно тому, что горизонт событий наблюдателя — который есть величина, обратная темпу расширения — будет расти быстрее, чем длина волны в затухающем режиме. Так, во время инфляции длина волны станет больше размера горизонта, а позже снова вернется под горизонт (рис. 5.10).

Когда это происходит, волновая функция окажется той же самой, что и была в тот момент, когда «заморозилась». Однако ее частота будет значительно ниже. Волновая функция будет соответствовать не основному, а сильно возбужденному состоянию. Эти квантовые возбуждения мод гравитационных волн будут производить угловые возмущения в микроволновом фоне, амплитуда которых соответствует темпу расширения (в планковских единицах) в тот момент, когда волновая функция «заморозилась». Таким образом, наблюдения космического аппарата *COBE*, который зарегистрировал флуктуации порядка 10^{-5} от значения микроволнового фона, дали верхний предел на плотность энергии момента «заморозки» волновой функции; этот предел составляет около 10^{-10} в планковских единицах. (Здесь необходимо восстанавливающее справедливость историческое пояснение. Анизотропия микроволнового реликтового излучения была открыта в 1992 году с помощью советского космического аппарата серии «Прогноз». Эксперимент назывался «Реликт». Рабочая группа в составе руководителя эксперимента И. А. Струкова, а также Д. П. Скулачева, А. А. Брюханова и М. В. Сажина в январе 1992 года на научном семинаре в ГАИШ МГУ сообщила об обнаружении анизотропии. Одновременно с этим была послана статья на русском языке в научный журнал «Письма в астрономический журнал», а также в англоязычный научный журнал *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*. Статью в последнем журнале задержали с публикацией. В конце апреля 1992 года научный руководитель проекта *DMR*, установленном на космическом аппарате *COBE*, Дж. Смут объявил на специальной пресс-конференции об открытии анизотропии реликтового излучения. Репортеры посвятили этому событию огромное количество статей в средствах массовой информации, назвав радиокарты COBE «ликом Господа Бога»; за свою работу Дж. Смут был впоследствии удостоен Нобелевской премии. Однако первыми «лик Господа Бога» увидели все-таки советские ученые. — *Прим. перев.*).

Полученный верхний предел оказался достаточно низким, чтобы считать оправданными сделанные мной приближения. Однако заметим, что гармоники тензора гравитационных волн дают только верхний предел на плотность в момент «заморозки». Причина в том, что скалярные гармоники дают большие флуктуации в микроволновом фоне. Есть две степени свободы для скалярных гармоник в трехмерной метрике h_{ij} и одна степень свободы в скалярном поле. Однако две из этих скалярных степеней соответствуют свободе выбора координат. Следовательно, есть только одна физическая скалярная степень свободы, и она соответствует возмущениям плотности.

Анализ скалярных возмущений окажется очень похожим на анализ тензорных гармоник, если использовать одни координаты для периода до «замораживания» волновой функции и другие координаты после этого периода. При преобразовании координат от одной системы к другой амплитуды следует умножать на фактор, определяющий темп расширения, и делить на величину среднего темпа изменения поля ϕ. Этот фактор будет зависеть от наклона потенциала, но будет не меньше 10 для разумных потенциалов. Последнее означает, что флуктуации микроволнового фона, которые порождаются возмущениями плотности, будут по крайней мере в десять раз больше, чем флуктуации от гравитационных волн. Следовательно, верхний предел на величину плотности энергии в момент «заморозки» волновой функции составит всего 10^{-12} планковской плотности. Это значение хорошо укладывается в рамки использованного приближения. Таким образом, похоже, нет необходимости в теории струн даже для описания начала Вселенной.

Спектр флуктуаций по угловым масштабам согласуется (на имеющемся уровне точности на 1996 г.) с предсказаниями масштабной инвариантности. Размер возмущений плотности как раз такой, который нужен для объяснения формирования галактик и звезд. Таким образом, похоже, что предположение об отсутствии границ может объяснить все структуры во Вселенной, включая маленькие неоднородности вроде нас самих.

предсказания *COBE* плюс возмущения гравитационных волн	=>	верхний предел на плотность энергии 10^{-10} планковской плотности
плюс возмущения плотности	=>	верхний предел на плотность энергии 10^{-12} планковской плотности
внутренняя гравитационная температура ранней Вселенной	≈	10^{-6} планковской температуры 10^{26} градусов

Можно рассуждать о возмущениях микроволнового фона как возникших вследствие тепловых флуктуаций скалярного поля ϕ. Инфляционный период характеризовался температурой, равной темпу расширения, деленному на 2π, потому что эта температура примерно периодична по мнимому времени. В этом смысле нет необходимости искать маленькие первичные черные дыры: мы уже наблюдаем внутреннюю гравитационную температуру порядка 10^{26} градусов, или 10^{-6} планковской температуры.

Что можно сказать о внутренней энтропии, ассоциированной с космологическим горизонтом? Можем ли мы ее наблюдать? Я думаю, что можем. И я думаю, что эта энтропия соответствует тому факту, что объекты, подобные галактикам и звездам, есть классические объекты, даже если они сформировались из квантовых флуктуаций. Если рассмотреть Вселенную, находясь на пространственноподобной поверхности Σ, которая есть сечение полной Вселенной в какой-то момент времени, то эта поверхность будет задаваться чистым квантовым состоянием, описываемым волновой функцией Ψ. Но мы никогда не увидим больше половины этой поверхности и мы будем полностью в неведении относительно того, на что похожа Вселенная вне нашего изотропного конуса прошлого. Вышесказанное означает, что при вычислении вероятности наблюдений, мы должны проводить суммирование по всем возможностям для недоступной нам части поверхности Σ (рис. 5.11).

Эффект от суммирования выражается в том, что часть наблюдаемой Вселенной уже не будет описываться чистым квантовым состоянием, а будет описываться т. н. *смешанным состоянием,* т. е. статистическим ансамблем различных вероятностей. Такое изменение называется *декогеренцией*. Она нужна, если система ведет себя классическим, а не квантовым образом. Обычно декогеренция учитывается при рассмотрении взаимодействий с неподдающейся измерению внешней системой, например с термостатом. В случае Вселенной такой внешней системы нет. Однако я выскажу

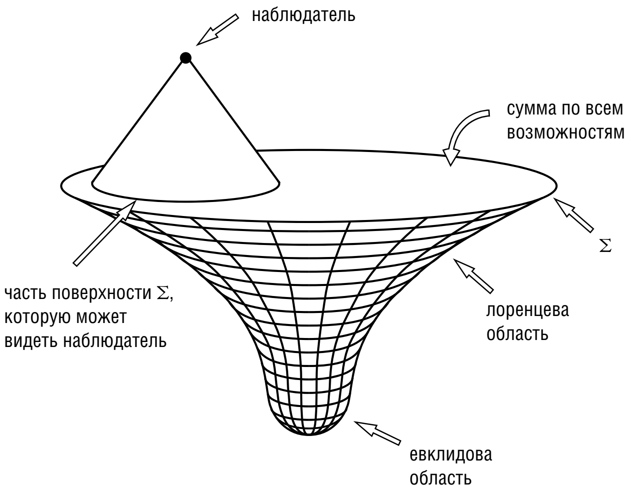


РИС. 5.11.
Наблюдатель может видеть только часть любой поверхности Σ.

гипотезу, почему мы наблюдаем классическое поведение объектов: из-за того, что мы можем видеть только часть Вселенной. Может показаться, что когда-нибудь, с течением времени, нам станет доступна вся Вселенная целиком, и горизонт событий пропадет. Однако это не так. Предположение об отсутствии границ требует, чтобы Вселенная была пространственно замкнутая. Замкнутая же Вселенная будет заново коллапсировать, до того как наблюдатель сможет увидеть ее всю целиком. Я делал попытку показать, что энтропия такой Вселенной будет равна одной четверти площади горизонта событий в момент времени максимального расширения (рис. 5.12).

Однако на текущем этапе вычислений у меня получается коэффициент $\frac{3}{16}$, а не $\frac{1}{4}$. Либо я на ложном пути, либо что-то пропустил.

Эту лекцию я хочу закончить темой, на которую у нас с Роджером очень разные точки зрения, — это стрела времени. В той области Вселенной, где мы живем, существует очень

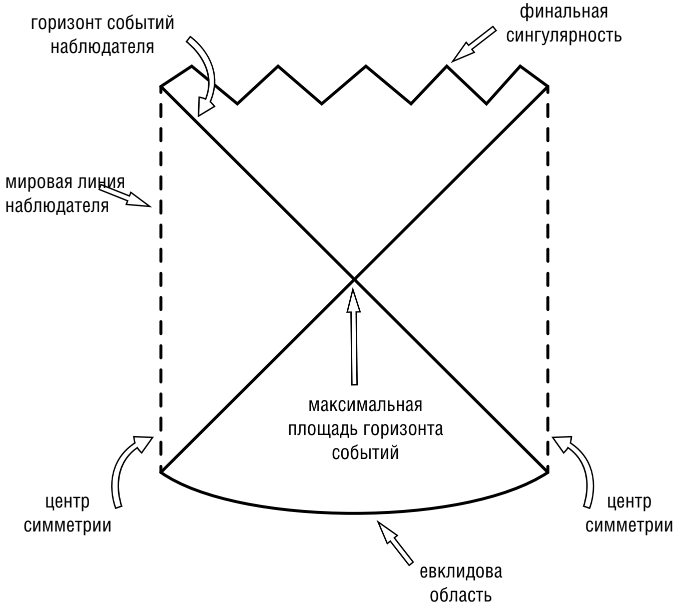


РИС. 5.12
Вселенная коллапсирует в финальную сингулярность до того, как наблюдатель получает возможность видеть всю Вселенную целиком.

четкое отличие между направлениями вперед и назад во времени. Достаточно прокрутить назад кинопленку, чтобы увидеть эту разницу. Так, вместо чашки, падающей со стола и разбивающейся вдребезги, мы увидим, как осколки собираются вместе, а потом целая чашка прыгает с пола на стол. Вот бы реальная жизнь была похожа на такую картинку!

Локальные законы, которым подчиняются физические поля, симметричны во времени или, более точно, являются CPT-инвариантными (т. е. не меняются относительно следующих одновременных преобразований: обращение (инверсия) заряда, изменение четности (знака физической величины) и обращение времени. — *Прим. перев.*). В таком случае наблюдаемая разница между прошлым и будущим с необходимостью должна исходить от граничных условий Вселен-

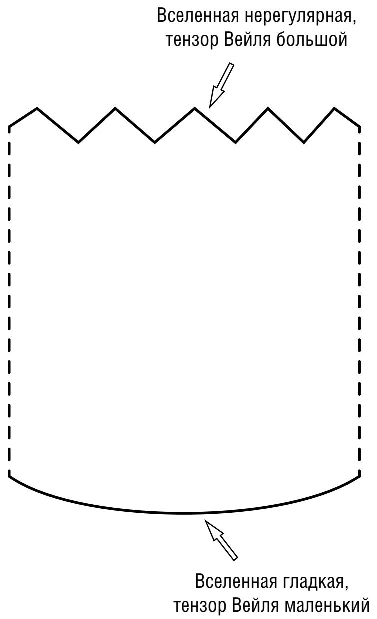


РИС. 5.13
Гипотеза тензора Вейля для различения двух временны́х концов Вселенной.

ной. Рассмотрим ситуацию, когда Вселенная пространственно замкнута и, следовательно, расширяется до максимального размера, а потом снова коллапсирует. Как отмечал в своих лекциях Роджер, Вселенная будет очень разной на обоих концах своей истории. В момент, который мы называем началом Вселенной, она, по мнению Роджера, была гладкой и регулярной. Однако при коллапсе мы ожидали бы увидеть ее хаотичной и иррегулярной. Поскольку неупорядоченных конфигураций гораздо больше, чем упорядоченных, то можно сделать вывод о необходимости невероятно точного выбора начальных условий.

Следовательно, кажется, что граничные условия на двух концах временно́го периода существования Вселенной с необходимостью должны быть разными. Предложение

Роджера заключается в том, что тензор Вейля должен быть равным нулю на одном конце, а на другом — нет. Тензор Вейля есть та часть тензора кривизны пространства-времени, которая не определяется локально веществом из уравнений Эйнштейна. Тензор Вейля мал для гладких, упорядоченных состояний ранней Вселенной, но велик в коллапсирующей Вселенной. Следовательно, с помощью указанного предположения можно различать два конца времени и таким образом дать объяснение стреле времени (рис. 5.13).

Я думаю, что предложение Роджера является «вейлевским» в нескольких смыслах этого слова. Во-первых, это предложение не обладает CPT-инвариантностью. Роджер считает, что в этом как раз достоинство его предложения, но я не чувствую потребности отказаться от симметрии, пока не возникнут непреодолимые причины это сделать. Чуть позже я покажу, что пока нет острой необходимости «сдавать» CPT. Во-вторых, если тензор Вейля был в точности равен нулю в начале Вселенной, то Вселенная была бы в точности однородной и изотропной и оставалась бы такой все время. Вейлевская гипотеза Роджера не могла бы объяснить флуктуации фона и не могла бы объяснить возмущения, породившие галактики и всех нас в конечном итоге.

Возражения против гипотезы тензора Вейля

1. Нарушение CPT-инвариантности.
2. Тензор Вейля не может быть в точности равен нулю. Не объясняются малые флуктуации.

Несмотря на все сказанное, я думаю, что Роджер указал на важное различие между двумя концами времени. Но тот факт, что тензор Вейля мал на одном конце, не должен быть искусственно введен как граничное условие, а должен быть выведен из более фундаментального принципа, например из предположения об отсутствии границ. Как мы видели ранее, указанное предположение приводит к тому, что возмущения, полученные на объединении половины евклидовой четырехмерной сферы и половины решения Лоренца — де Ситтера, находятся в своем основном состоянии. Иначе говоря, эти возмущения настолько малы, насколько это возможно, чтобы не противоречить принципу неопределенности. Тогда это приведет к условию Роджера на вейлевский тензор: тензор Вейля не может быть в точности равен нулю, но он близок к нулю насколько это возможно.

Сначала я полагал, что приведенные аргументы о том, что возмущения находятся в своем основном состоянии, могут быть применены к обоим концам цикла расширения-сжатия. Вселенная рождалась бы гладкая и упорядоченная, а потом, расширяясь, становилась бы все более хаотичной и иррегулярной. Но я считал, что Вселенная, сжимаясь и становясь меньше, должна возвращаться в гладкое и упорядоченное состояние. Из последнего следует, что термодинамическая стрела времени должна «развернуться», когда начнется фаза обратного сжатия. И тогда чашки начнут собираться из осколков и прыгать с пола на стол. И люди не будут стареть, а будут становиться моложе, по мере того как Вселенная будет уменьшаться. Правда, вряд ли стоит дожидаться коллапса Вселенной, чтобы вернуть себе молодость, потому что это займет слишком много времени. Но если стрела времени развернется с сжатием Вселенной, то она может разворачиваться и внутри черных дыр. Однако я никому не рекомендовал бы прыгать в черную дыру с целью продлить себе жизнь.

Я написал статью о том, что стрела времени повернется, когда Вселенная снова начнет сжиматься. Но позднее обсуждения с Доном Пэйджем и Раймондом Лафламмом убедили меня в том, что я совершил свою величайшую ошибку (здесь Хокинг, вероятно, сравнивает себя с Эйнштейном, который называл своей «величайшей ошибкой» введение космологической постоянной. — *Прим. перев.*), ну, или по крайней мере

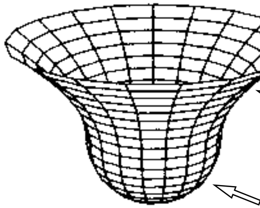


РИС. 5.14
Половина евклидовой четырехмерной сферы сшита с малой лоренцевой областью.

свою величайшую ошибку в физике: Вселенная не вернется к гладкому состоянию в результате коллапса. Последнее означает, что стрела времени никогда не развернется. Она будет продолжать указывать в том же направлении, как и при расширении.

Как два конца времени могут быть разными? Почему возмущения малы на одном конце, а на другом — нет? Причина заключается в том, что уравнения поля обладают двумя возможными комплексными решениями, которые соответствуют малой границе, имеющей вид трехмерной сферы. Одно из таких решений я описал раньше: это примерно половина евклидовой четырехмерной сферы, сшитой с малой частью решения Лоренца — де Ситтера (рис. 5.14).

Другое возможное решение представляет собой также сшивку половины евклидовой четырехмерной сферы с лоренцевым решением. Последнее продолжено до очень больших радиусов и затем снова сходится к области маленького радиуса и с заданной границей (рис. 5.15).

Очевидно, одно решение соответствует одному концу времени, а другое решение соответствует другому концу времени. Отличие между двумя концами следует из того факта, что для первого решения возмущения трехмерной метрики h_{ij} сильно затухают с коротким лоренцевым периодом.

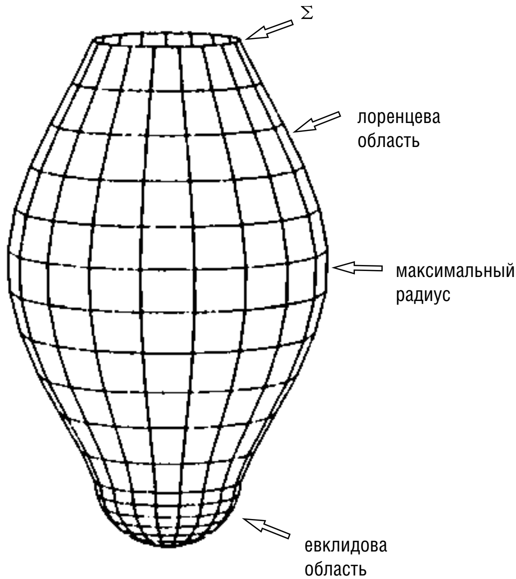


РИС. 5.15
Половина евклидовой четырехмерной сферы, сшитая с лоренцевой областью, которая расширяется до максимального радиуса и затем снова сжимается.

Однако в случае решения, которое сначала расширяется, а потом сжимается, возмущения могут быть очень большими и не имеют значительного затухания. Это и дает разницу между двумя концами времени, на что указал Роджер. Подведем итог вышесказанному. На одном конце Вселенная была очень гладкая, и тензор Вейля был очень мал. Однако он не мог быть в точности равным нулю, потому что иначе оказался бы нарушен принцип неопределенности. Вместо этого были очень маленькие флуктуации, которые позже выросли в галактики и косвенно послужили рождению нас с вами. На другом же конце Вселенная, в противоположность, будет крайне иррегулярной и хаотичной, а соответствующий тензор Вейля будет велик. Такая картина может объяснить наблюдаемую стрелу времени и дает ответ на вопрос, почему чашки падают со стола и разбиваются на осколки, но осколки никогда не соберутся в чашку и не вспрыгнут обратно на стол.

Поскольку стрела времени никогда не развернется — и поскольку я исчерпал время своего выступления — я лучше завершу свою лекцию. Я подчеркивал, что буду обсуждать два наиболее примечательных обстоятельства, с которыми я столкнулся, изучая пространство и время. Первое — это способность гравитации скручивать пространство-время так, что у него появляется начало и конец. Второе — это наличие глубокой связи между гравитацией и термодинамикой, возникающей потому, что гравитация сама по себе способна задавать топологию многообразий, на которых она действует.

Положительная кривизна пространства-времени порождает сингулярности, в которых классическая общая теория относительности терпит крах. Принцип космической цензуры может защитить нас от сингулярностей черных дыр, но сингулярность Большого взрыва мы видим во всей ее наготе. Классическая общая теория относительности не может предсказать, как могла появиться Вселенная. Но квантовая гравитация, дополненная предположением об отсутствии границ, может предсказать Вселенную, подобную нашей, и даже, похоже, может предсказать наблюдаемый спектр флуктуаций в микроволновом фоне реликтового излучения (еще до создания теории инфляции спектр космологических возмущений плотности был предсказан советским ученым Я. Б. Зельдовичем и независимо американским космологом Э. Харрисоном и сейчас носит название «спектр Зельдовича — Харрисона»; при выводе этого спектра не были востребованы ни идеи квантовой гравитации, ни предположение об отсутствии границ; позже, в рамках теории инфляции, этот спектр был получен Рубаковым, Сажиным, Старобинским. — *Прим. перев.*). Хотя квантовая теория и восстанавливает предсказательную силу, утерянную классической теорией, но и она не может сделать это полностью. Все целиком пространство-время — из-за наличия черных дыр и космологи-ческого горизонта событий — не доступно нашим наблюдениям. Таким образом, наши наблюдения описываются ансамблем квантовых состояний, а не чистым квантовым состоянием. Последнее вводит дополнительный уровень непредсказуемости, но может быть именно поэтому мы наблюдаем Вселенную в классическом виде. Это соображение спасло бы и кота Шрёдингера от судьбы быть наполовину живым и наполовину мертвым.

Устранить предсказуемость из физики, а потом вернуть ее обратно, но уже в редуцированном виде, — это вполне успешный конец истории. Я остаюсь при своем мнении.

Глава 6

Твисторный взгляд на пространство-время

Роджер Пенроуз

Я ХОТЕЛ БЫ НАЧАТЬ с некоторых замечаний по поводу последней лекции Стивена.

1. Классичность котов. Стивен утверждал, что из-за того, что определенная область пространства-времени недоступна нашим наблюдениям, приходится использовать формализм матрицы плотности. Однако этого недостаточно для объяснения классичности природы наблюдений в доступной нам области. Матрица плотности, которая соответствует обнаружению или живого, или мертвого кота (соответственно, |живой> и |мертвый>) — это та же матрица плотности, которая описывает смесь двух суперпозиций:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\,(|\text{живой}\rangle + |\text{мертвый}\rangle)$$

и

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\,(|\text{живой}\rangle - |\text{мертвый}\rangle).$$

Таким образом, матрица плотности сама по себе ничего не говорит о том, видим мы живого кота, или мертвого кота, или даже одну из двух указанных выше суперпозиций. Как я попытаюсь убедить вас в конце этой лекции, нам нужно нечто большее, чем просто матрица плотности.

2. Гипотеза кривизны Вейля (ГКВ). Насколько я понял позицию Стивена, я не думаю, что наше расхождение по данному вопросу слишком велико. Для начальной сингулярности кривизна Вейля примерно равна нулю, а для финальной сингулярности кривизна Вейля очень велика. Стивен утверждает, что в начальном состоянии с необходимостью должны быть небольшие квантовые флуктуации, и, следовательно, указывает на то, что гипотеза о точном равенстве нулю кривизны Вейля в начальном состоянии неприемлема. Я не думаю, что в этом вопросе мы действительно расходимся. Утверждение о том, что кривизна Вейля равна нулю в начальной сингулярности есть классическое утверждение. Таким образом, в формулировке гипотезы существует определенный произвол. Малые возмущения должны быть, с моей точки зрения, учтены — в точности в квантовом режиме. Всего лишь необходимо условие, которое ограничит изменение тензора кривизны Вейля окрестностью нуля. Кроме того, в ранней Вселенной можно ожидать наличие тепловых флуктуаций тензора Риччи (из-за материи). Быть может, последнее обстоятельство в конечном счете приведет к образованию $10^6 M_s$ черных дыр за счет джинсовской неустойчивости. Окрестность сингулярностей этих черных дыр будут обладать большой вейлевской кривизной, но это будут сингулярности не начального, а скорее конечного типа, что не входит в противоречие с ГКВ.

Я согласен со Стивеном в том, что ГКВ во многом «тепличная», т. е. представляет собой гипотезу на уровне феноменологии, но не объяснения. Для того чтобы объяснить ее саму, необходима более глубокая теория. Быть может, «предположение об отсутствии границ» (ПОГ), предложенное Хартлом и Хокингом, — это хороший кандидат для структуры *начального* состояния, но только его, потому что, как мне кажется, для описания *конечного* состояния нужно что-то совсем другое. Здесь я хочу заметить, что теория, объясняющая структуру сингулярностей, должна нарушить следующие симметрии: T, PT, CT и CPT. Это нужно для того, чтобы могло проявить себя нечто, удовлетворяющее моей гипотезе вейлевской кривизны. Нарушение симметрии по времени может быть очень малым — оно должно неявно содержаться в теории, лежащей за рамками квантовой механики. Стивен утверждал, что с учетом хорошо известной теоремы квантовой теории поля от обсуждаемой теории следует ожидать CPT-инвариантности. Однако доказательство этой теоремы предполагает, что в силе обычные правила квантовой теории поля и что фоновое пространство плоское. И я, и Стивен согласимся, что второе условие (про фоновое пространство) не выполняется, лично я же еще думаю, что первое предположение (о правомерности обычных правил квантовой теории поля) тоже неверно.

Кроме того, мне кажется, что предложенная Стивеном точка зрения относительно ПОГ не приводит к отсутствию белых дыр. Если я правильно понял точку зрения Стивена, то его предположение об отсутствии границ приводит к существованию двух решений: первое (А) содержит растущие при удалении от сингулярности возмущения, а второе (Б) содержит затухающие возмущения. По сути (А) соответствует Большому взрыву, а (Б) описывает сингулярности черных дыр и Большой хлопок. Стрела времени, определяемая вторым законом термодинамики, идет от решения (А) к решению (Б). Однако я не понимаю, как такая интерпретация ПОГ исключает (в решении (Б)) белые дыры. Кроме того, отдельно от этого вопроса, у меня вызывает сомнения «процедура евклидизации». Аргументы Стивена основаны на том факте, что можно евклидово и лоренцево решения склеить вместе. Однако существует всего несколько пространств, для которых это можно сделать, поскольку необходимо, чтобы они одновременно обладали и евклидовым, и лоренцевым сектором. Общий случай весьма далек от такой картины.

Твисторы и твисторные пространства

Что в действительности стоит за процедурой евклидизации в квантовой теории поля (КТП)? КТП требует разделения полевых величин на обладающие положительными и отрицательными частотами. Первые величины распространяются вперед во времени, а вторые — назад во времени. Для того чтобы получить т. н. функции распространения теории (пропагаторы, определяющие амплитуды вероятностей распространения поля между актами взаимодействия. — *Прим. перев.*), нужен способ отбора той из двух частей, которая обладает положительными частотами (т. е. положительной энергией). Другой подход, позволяющий выполнить такое разделение, — это *твисторная теория*. Фактически, искомое разбиение и было основной мотивацией для построения этой теории (см. работы Пенроуза 1986 г.).

Объясню в деталях. Рассмотрим комплéксные числа, фундаментальные для квантовой теории, и их структуру (которая, как мы увидим, характеризует структуру пространства-времени). Это есть числа вида $z = x + iy$, где x и y — действительные числа, i — мнимая единица, по определению $i^2 = -1$. Множество таких чисел z обозначается символом $\mathbb{C}$. Комплéксные числа можно представить как точки на плоскости (т. н. комплéксной плоскости), а также — если добавить бесконечно удаленную точку — как сферу (т. н. *Риманову сферу*). Представление комплéксных чисел в виде сферы — это очень полезная концепция, широко используемая в разных разделах математики, например в анализе и геометрии. Используется эта концепция и в физике. Сфера может быть спроектирована на плоскость (вместе с точкой на бесконечности). Возьмем плоскость, проходящую через экватор сферы и соединим линией любую точку сферы с Южным полюсом. Та точка, где линия пересекает плоскость, и есть точка на плоскости, соответствующая точке на сфере. Заметим, что при таком отображении Северный полюс проектируется в начало координат, Южный полюс переходит в бесконечность, а действительная ось отображается в вертикальный круг, проходящий через Северный и Южный полюса. Можно сделать поворот сферы так, что действительные числа будут соответствовать экватору. Давайте, для удобства, примем последнее соглашение (рис. 6.1).

Пусть задана функция $f(x)$ действительного аргумента x, принимающая комплéксные значения. Согласно вышесказанному, можно считать, что эта функция определена на экваторе. Достоинство данного представления функции $f(x)$ состоит в возможности получить критерий того, что функция обладает частотой определенного знака. Так, функция комплéксная $f(x)$ обладает положительными частотами, если она может быть аналитически продолжена в северную полусферу, и, аналогично, $f(x)$ обладает отрицательными частотами, если она может быть аналитически продолжена в южную полусферу. Произвольная комплексная функция может быть разделена на положительно-частотную и отрицательно-частотную части. Идея твисторной теории заключается в использовании этого инструмента глобальным образом собственно в самом пространстве-времени. Так, заданное в пространстве-времени Минковского поле мы хотим разделить, аналогично вышесказанному, на положительно-частот-

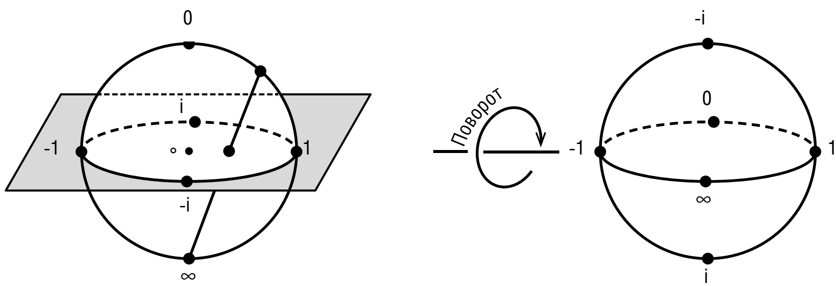


РИС. 6.1
Сфера Римана, представляющая все комплéксные числа, дополненные бесконечно удаленной точкой.

ную и отрицательно-частотную части. В качестве плана, поясняющего, как это можно сделать, опишем построение твисторного пространства (см. работы Пенроуза и Риндлера 1986 г. и Хаггета и Тода 1985 г., чтобы больше узнать о твисторах).

Прежде, чем сделать это в деталях, рассмотрим два важных свойства сферы Римана в физике.

1. Волновая функция частицы со спином 1/2 может представлять собой линейную суперпозицию состояния «спин вверх» и состояния «спин вниз»:

$$w|\uparrow\rangle + z|\downarrow\rangle$$

Это состояние может быть представлено точкой z/w на сфере Римана. Эта точка соответствует пересечению сферы и прямой, проведенной из центра сферы в положительном направлении спина. (Для высших спинов существует более сложная конструкция, следуя оригинальной работе Майорана 1932 г.; см. также работы Пенроуза 1994 г., где также используется сфера Римана.) Полученное представление позволяет связать квантово-механические комплексные амплитуды со структурой пространства-времени (рис. 6.2).

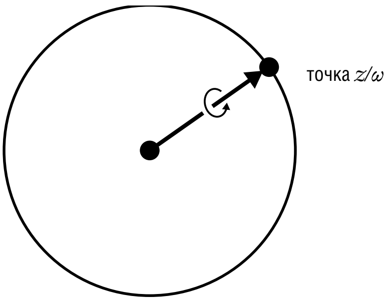


РИС. 6.2

Пространство направлений спинов для частицы со спином *1/2* — это сфера Римана отношения z/ω соответствующих амплитуд состояний «спин вверх» (ω) и «спин вниз» (z).

2. Пусть наблюдательница расположена в некоторой точке пространства-времени и смотрит на звезды. Предположим, она строит график угловых положений этих звезд на сфере. Теперь, если второй наблюдатель проходит через эту же точку в тот же момент времени, но с некоторой скоростью относительно наблюдательницы, то за счет эффекта аберрации он отметит положения звезд в других точках на сфере. Интересно, что положения точек на сфере для двух наблюдателей связаны специальным преобразованием, называемым *преобразование Мёбиуса (*в астрономии это явление называется *звездной аберрацией* и впервые было обнаружено Брадлеем в 1728 году. *— Прим. перев.).* Множество таких преобразований образуют группу, сохраняющую комплексную структуру сферы Римана. Таким образом, пространство световых лучей, проходящих через некоторую точку пространства, образуют сферу Римана. Я нахожу это очень красивым. Более того, группа фундаментальной симметрии в физике, которая связывает наблюдателей, движущихся с разными скоростями

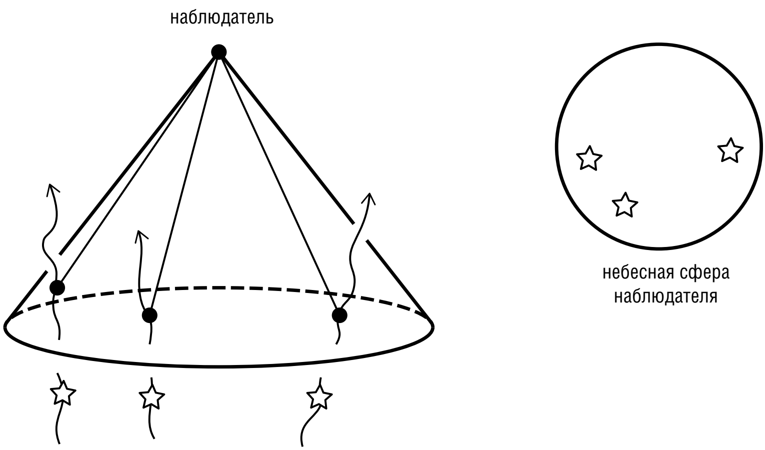


РИС. 6.3
В теории относительности небесная сфера наблюдателя представляет собой сферу Римана.

(ограниченная группа Лоренца) может быть реализована как группа автоморфизма простейшего комплексного одномерного многообразия, сферы Римана (см. рис. 6.3, а также работу Пенроуза и Риндлера 1984 г.).

Основная идея твисторной теории заключается в попытке использовать связь между квантовой механикой и структурой пространства-времени. Другими словами, распространить подход к построению сферы Римана на все пространство. Лучи света мы пытаемся рассматривать как более фундаментальное понятие, чем даже точка пространства-времени. Тогда само пространство-время окажется вторичным, а пространство световых лучей, или твисторное пространство — первичным и более фундаментальным. Указанные два пространства находятся друг с другом в определенном соответствии, которое сопоставляет лучам света в обычном пространстве-времени точки в твисторном пространстве. Таким образом, точка пространства-времени представляется множеством световых лучей, которые проходят через нее. Иначе говоря, точка обычного пространства-времени становится сферой Римана в твисторном пространстве. Все физические про-

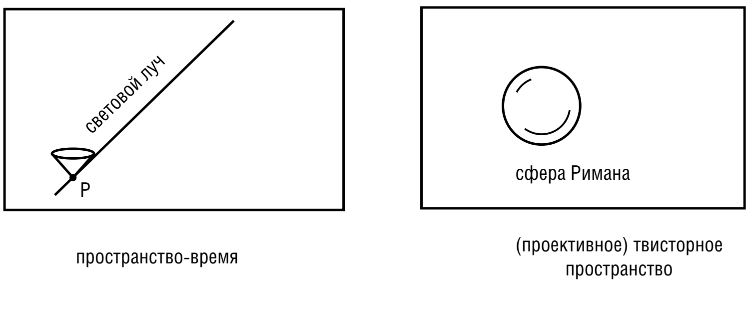


РИС. 6.4
На основе правил соответствия световые лучи в пространстве-времени Минковского представляются точками в (проективном) твисторном пространстве, а пространственно-временные точки представляются римановыми сферами.

цессы теперь будут описываться в твисторном пространстве (рис. 6.4).

В том виде, в котором я ввел твисторное пространство, оно имеет пять (вещественных) измерений и, следовательно, никак не может быть комплексным, потому что у комплексного пространства всегда четное число измерений. Если мы будем считать световой луч историей фотона, то нам необходимо учесть и энергию фотона, и его спиральность. Последняя может быть левой и правой. Учет всего вышесказанного представляется несколько более трудоемкой задачей, чем просто описание лучей света. Важно то, что в конце концов мы получаем комплексное проективное трехмерное пространство (обладающее шестью вещественными измерениями), обозначаемое $\mathbb{CP}_3$. Это и есть *проективное твисторное пространство* ($\mathbb{PT}$). Оно обладает пятимерным подпространством $\mathbb{PN}$, которое разбивает пространство $\mathbb{PT}$ на две части, левостороннее $\mathbb{PT}^-$ и правостороннее $\mathbb{PT}^+$.

Теперь точки пространства-времени определяются четырьмя действительными числами, и в проективном твисторном пространстве можно ввести координаты как соотношения четырех комплексных чисел. Если световой луч, в твисторном пространстве имеющий координаты (Z^0, Z^1, Z^2, Z^3), проходит через пространственно-временную точку (r^0, r^1, r^2, r^3), то справедливо соотношение *инцидентности:*

$$\begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix} = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r^0 + r^3 & r^1 + r^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix}. \tag{6.1}$$

Это соотношение (6.1) — основа твисторного соответствия.

Для понимания дальнейшего необходимо ввести несколько обозначений. Обычно здесь начинаются трудности в понимании этого формализма, однако для вычислений такие обозначения очень удобны. Итак, для любого четырехмерного вектора (или 4-вектора) r^a, вводится величина $r^{AA'}$, представляющая собой матрицу следующих компонент:

$$r^{AA'} = \begin{pmatrix} r^{00'} & r^{01'} \\ r^{10'} & r^{11'} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r^0 + r^3 & r^1 + ir^2 \\ r^1 - ir^2 & r^0 - r^3 \end{pmatrix}$$

Условие того, что 4-вектор r^a — действительный, приводит к тому, что матрица $r^{AA'}$ должна быть *эрмитовой* (т. е. самосопряженной: все ее элементы есть комплéксные числа, и будучи транспонированной, эта матрица равна своей комплексно-сопряженной матрице. — *Прим. перев.*). Точка в твисторном пространстве определяется двумя спинорами с компонентами:

$$\omega^A \equiv \begin{pmatrix} \omega^1 \\ \omega^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^0 \\ Z^1 \end{pmatrix} \qquad \pi_{A'} \equiv \begin{pmatrix} \pi'_0 \\ \pi'_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z^2 \\ Z^3 \end{pmatrix}.$$

В этих обозначениях соотношение инцидентности (6.1) преобразуется к простому виду:

$$\omega = i\, r\, \pi\,.$$

Заметим, что при сдвиге начала координат, при котором 4-вектор r^a переходит в вектор Q^a:

$$r^a \mapsto r^a - Q^a.$$

спинор ω^A преобразуется следующим образом:

$$\omega^A \mapsto \omega^A - iQ^{AA'}\pi_{A'}$$

где $\pi_{A'}$ не изменяется:

$$\pi_{A'} \longmapsto \pi_{A'}$$

Твистор представляет собой четыре компоненты импульса p_a (три из которых независимы) и шесть компонент углового момента M^{ab} (четыре из которых независимы) для безмассовой частицы. Соответствующие выражения есть:

$$P_{AA'} = i\bar{\pi}_A\pi_{A'}, \quad M^{AA'BB'} = i\omega^{(A}\bar{\pi}^{B)}\epsilon^{A'B'} - i\epsilon^{AB}\overline{\omega}^{(A'}\pi^{B')}$$

Здесь скобки у индексов обозначают симметричную часть, а ε^{AB} и $\varepsilon^{A'B'}$ — антисимметрический символ Леви — Чивита. В последних выражениях учтен тот факт, что импульс p_a — изотропный и направленный в будущее, а также что спиновый вектор Паули — Любанского (псевдовектор, описывающий спиновое состояние движущейся частицы. — *Прим. перев.*) равен спиральности *s,* умноженной на 4-импульс.Указанные величины определяют твисторные переменные (ω^A, $\pi_{A'}$) с точностью до твисторного фазового множителя. Спиральность может быть записана как

$$s = \frac{1}{2}Z^{\alpha}\bar{Z}_{\alpha},$$

где комплексное сопряжение твистора $Z^a = (\omega^A, \pi_{A'})$ является *дуальным* твистором $\bar{Z}_\alpha = (\bar{\pi}_A \bar{\omega}^{A'})$.

(Заметим, что комплексное сопряжение меняет местами спиноры со штрихом и без штриха, а также дуальные им твисторы.) Спиральность $s>0$ соответствует правосторонним частицам, которые относятся к верхней половине твисторного пространства $\mathbb{PT}^+$, а $s<0$ соответствует левосторонним частицам, которые относятся к нижней половине твисторного пространства $\mathbb{PT}^{-}$. Равенство $s = 0$ соответствует световым лучам. Уравнение для $\mathbb{PN}$, пространство световых лучей, определяется как

$$Z^{\alpha}\bar{Z}_{\alpha} = 0,$$

т. е.

$$\omega^{A}\bar{\pi}_{A} + \pi_{A'}\bar{\omega}^{A'} = 0.$$

Квантованные твисторы

Нам необходима квантовая теория твисторов. Для этого нужно определить твисторную волновую функцию $f(Z^{a})$, принимающую комплексные значения в твисторном пространстве. *Произвольная* функция $f(Z^{a})$ не является априори волновой. Дело в том, что Z^{a} включает компоненты, зависящие от координаты и импульса, а обе эти переменные не могут одновременно входить в волновую функцию (другими словами, координата и импульс не коммутируют). В твисторном пространстве коммутационные соотношения имеют вид:

$$[Z^{\alpha}, \bar{Z}_{\beta}] = \hbar\delta^{\alpha}_{\beta} \qquad [Z^{\alpha}, Z^{\beta}] = 0 \qquad [\bar{Z}_{\alpha}, \bar{Z}_{\beta}] = 0$$

Переменные Z^{a} и $\bar{Z}^{a}$ являются сопряженными, и волновая функция с необходимостью должна зависеть только от одной из них. Последнее означает, что волновая функция с необходимостью должна быть голоморфной (т. е. дифференцируемой по комплексной переменной. — *Прим. перев.*) функцией переменной Z^{a} или антиголоморфной (т. е. дифференцируемой по сопряженной комплексной переменной. — *Прим. перев.*) функцией переменной $\bar{Z}^{a}$.

Теперь мы обязаны проверить, как предыдущие выражения зависят от изменения порядка действия операторов. Дело в том, что выражения для импульса и углового момента не зависят от указанного порядка и поэтому являются каноническими. С другой стороны, выражение для спиральности зависит от порядка, и, следовательно, мы должны корректно определить это выражение. Для корректного определения мы с необходимостью должны рассмотреть симметричное произведение:

$$s = \frac{1}{4}\left(Z^{\alpha}\bar{Z}_{\alpha} + \bar{Z}_{\alpha}Z^{\alpha}\right)$$

что с помощью коммутационных соотношений может быть переписано как

$$s = \frac{\hbar}{2}\left(-2 - Z^{\alpha}\frac{\partial}{\partial Z^{\alpha}}\right) =$$

$$= \frac{\hbar}{2}\left(-2 - \textit{степень однородности } Z^{\alpha}\right)$$

Можно разложить волновую функцию по собственным состояниям s. Последние в точности есть однородные волновые функции определенной степени однородности. Например, бесспиновая частица с нулевой спиральностью обладает твисторной волновой функцией однородности −2. Левосторонняя частица со спином 1/2 обладает спиральностью $s = -\frac{\hbar}{2}$ и, следовательно, твисторной волновой функцией однородности −1. Правосторонняя частица со спиральностью $s = \frac{\hbar}{2}$ имеет твисторную волновую функцию однородности −3. Для спина 2 право- и левосторонняя твисторная волновая функция обладает однородностью −6 и +2 соответственно.

Все вышеописанное может выглядеть несколько надуманным, потому что ОТО обладает симметрией между «правым» и «левым». С другой стороны, это не так уж плохо, потому что сама природа такой симметрией не обладает. Более того, т. н. «новые переменные» Аштекара, которые являются очень полезным средством в ОТО, тоже обладают «левой-правой» асимметрией (переменные, введенные индийским физиком А. В. Аштекаром, позволили создать т. н. «сопряженное представление» классической ОТО, разделив пространство-время на множество трехмерных пространств и время; основа «петлевой квантовой гравитации» — *Прим. перев.*). Интересно то, что твисторный подход независимо приводит к такой же асимметрии.

Может показаться, что симметрия восстанавливаема путем замены комплексной величины Z^a на сопряженную ей $\bar{Z}_a$, обращения таблицы однородности и, далее, использования Z^a для одной спиральности и $\bar{Z}_a$ — для другой. Однако подобно тому, как мы не можем одновременно смешивать координатное и импульсное представление в обычной квантовой теории, так же мы не можем смешивать и представления в Z^a и $\bar{Z}_a$. Мы с необходимостью должны выбрать что-то одно. Какое из описаний более фундаментально — еще предстоит узнать.

Далее, мы хотим получить пространственно-временнóе описание функции $f(Z)$. Это можно сделать, вычислив контурный интеграл

$$\left\{\begin{matrix} \phi_{A'\cdots G'}(r) \\ \text{или} \\ \phi_{A\cdots G}(r) \end{matrix}\right\} = \int_{\omega=ir\pi} \left\{\begin{matrix} \pi_{A'}\ldots\pi_{G'} \\ \text{или} \\ \dfrac{\partial}{\partial\omega^A}\cdots\dfrac{\partial}{\partial\omega^G} \end{matrix}\right\} f(Z^\alpha)\pi_{E'}d\pi^{E'},$$

берущийся по контуру в пространстве тех Z, которые связаны с r соотношением инцидентности (напомним, что Z состоит из двух частей: ω и π), и число компонент π или $\partial/\partial\omega$ зависит от спина (и направления проекции) поля. Это уравнение определяет пространственно-временное поле $\varphi_{\dots}(r)$, которое автоматически удовлетворяет уравнениям поля для безмассовой частицы. Таким образом, требование голоморфности для твисторных полей включает в себя уравнения поля для безмассовой частицы, по крайней мере для линейного поля в плоском пространстве, или для низкоэнергетического предела гравитационного поля.

Геометрически точка r в пространстве-времени есть $\mathbb{CP}_1$-линия (которая есть сфера Римана) в твисторном пространстве. Эта линия с необходимостью должна разрезать область, в которой определена функция $f(Z)$. В общем случае функция $f(Z)$ определена не везде и имеет сингулярные части (в действительности, при вычислении контурного интеграла мы обходили эти сингулярные области). Чтобы соблюсти математическую точность, следует сказать, что твисторная волновая функция есть элемент *когомологии*. Чтобы понять, что это такое, рассмотрим множество открытых окрестностей интересующей нас области твисторного пространства. Твисторная функция с необходимостью должна быть определена на *пересечениях* пар этих отрытых окрестностей. Последнее означает, что твисторная функция есть элемент первой когомологии пучков. Тут я не буду вдаваться в детали, но «когомология пучков» по крайней мере хорошо запоминается!

Теперь давайте вспомним, что мы хотели получить. По аналогии с квантовой теорией поля для амплитуд поля мы хотели найти способ разделения частей с положительными и отрицательными частотами. Если твисторную функцию, определенную на $\mathbb{PN}$, продолжить (как элемент первой когомологии) на верхнюю половину твисторного пространства $\mathbb{PT}^+$, то она будет иметь положительные частоты. Если продолжить ее на нижнюю половину $\mathbb{PT}^-$, то она будет иметь отрицательные частоты. Таким образом, твисторное пространство работает с понятиями положительной и отрицательной частоты.

Такое разбиение позволяет строить квантовую физику в твисторном пространстве. Эндрю Ходжес (1982, 1985, 1990) развил подход твисторных диаграмм к квантовой теории поля, которые привели к новым способам регуляризации квантовой теории. Этот подход является аналогом диаграмм Фейнмана в пространстве-времени. Подобные схемы трудно придумать при работе с обычным пространством-временем, однако они становятся очевидными в твисторном формализме. Еще одна точка зрения, стимулированная т. н. *конформной теорией поля* (КТП), появилась из идеи Майкла Зингера (см. Работы Ходжеса, Пенроуза и Зингера 1989 г.). Стивен в своей первой лекции сделал несколько критических замечаний о теории струн, но я думаю, что КТП, которая представляет собой полевую теорию на мировой поверхности струнной теории, очень красива (хотя и не вполне физична). Эта теория задается на произвольных римановых поверхностях (из которых сфера Римана есть простейший пример) и включает в себя все одномерные комплексные многообразия, такие как торы и «крендели». Для использования твисторов нужно обобщить КТП на многообразия с тремя комплексными измерениями, чьи границы есть пространства, сформированные световыми лучами в пространстве-времени. Работа в этой области продолжается, хотя нельзя сказать, что слишком уж продвинулась.

Твисторы в искривленных пространствах

Все, что мы делали до сих пор, было связано только с плоскими пространствами. Однако мы знаем, что наше пространство-время искривлено. Нам нужна теория твисторов, которая была бы применима с искривленному пространству-времени и естественным образом воспроизводила уравнения Эйнштейна.

Если многообразие пространства-времени конформно-плоское (другими словами, если его тензор Вейля равен нулю), то не возникает никаких трудностей при его описании в формализме твисторной теории, потому что эта теория в своей основе конформно-инвариантна. Есть соображения, как с помощью твисторов можно дать описание и некоторым конформно-неплоским пространственно-временным многообразиям. Так, например, определение квази-локальных масс (см. работы Пенроуза 1982 г. и Тода 1990 г.), а также модель Вудхауса — Мэйсона, описывающая стационарные аксиально-симметричные вакуумы (1988 г.; Флетчер и Вудхаус, 1990 г; модель основана на разработках Уорда 1977, 1983 гг. по созданию анти-самодуальных полей Янга — Миллса в плоском пространстве-времени). Модель Вудхауса — Мэйсона является частью очень общего твисторного приближения к интегрируемым системам (см. Работы Мэйсона и Вудхауса, 1996 г.).

Несмотря на все вышеперечисленное, хотелось бы научиться работать с пространственно-временными многообразиями более общего вида. Для комплексифицированного (или «евклидизированного») пространства-времени M с анти-самодуальным тензором Вейля (т. е. самодуальная половина тензора Вейля равна нулю) существует т. н. конструкция нелинейного гравитона, тесно связанная с рассматриваемой нами проблемой (см. работы Пенроуза 1976 г.). Чтобы понять, что это за конструкция, возьмем часть твисторного пространства, состоящего из цилиндрической окрестности некоторой линии или чего-то вроде этого (скажем, верхней половины $\mathbb{PT}^+$, т. е. части с положительными частотами). Разрежем эту окрестность на две части или на большее количество частей. Далее склеим обратно эти части, но так, чтобы они оказались смещенными друг относительно друга. В общем случае прямые линии исходного пространства Р будут разорваны в новом пространстве P. Тем не менее мы можем искать новые гладко соединяющиеся голоморфные кривые, чтобы заместить исходные (которые теперь стали разорванными) прямые линии. Предположим, что деформация *P* из исходного P не слишком велика. Тогда голоморфные кривые, которые мы получим таким образом, сформируют четырехмерное семейство, принадлежа к тому же топологическому семейству, что и исходные линии. Пространство, точки которого представляют эти голоморфные кривые, и есть наше анти-самодуальное (комплексное) «пространство-время» *M* (рис. 6.5).

Теперь в полученном формализме можно «зашифровать» вакуумные уравнения Эйнштейна (Риччи-плоские) условием, что новое пространство *P* представляет собой голоморфное расслоение над проективной линией $\mathbb{CP}_1$ (вместе с некоторыми другими слабыми условиями). Это можно получить, выразив деформацию нового пространства *P,* полученного из P, в терминах *свободных* голоморфных функций. В принципе вся информация об искривленном пространстве *M* будет «зашифрована» в этих функциях (хотя нахождение требуемых голоморфных кривых в *P* представляется довольно трудоемким).

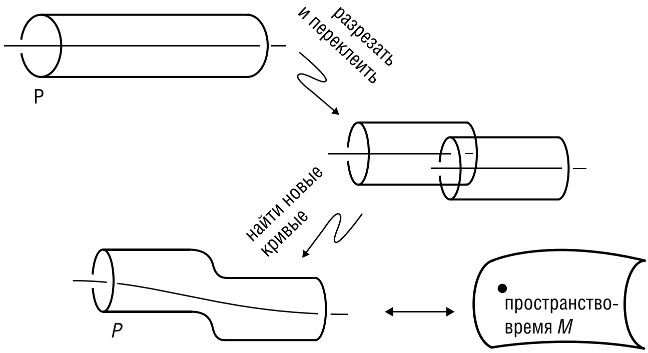


РИС. 6.5
Конструкция нелинейного гравитона.

Чего мы действительно хотим, так это решить *полные* уравнения Эйнштейна (поскольку последняя рассмотренная модель позволяет только решить упрощенную задачу, когда половина тензора Вейля принята равной нулю). Однако такая задача чрезвычайно трудна, и за последние 20 лет (на ситуацию 1998 г. — *Прим. перев.*) было предпринято множество неудачных попыток ее решить. Однако в последние несколько лет (конец 90-х гг. прошлого века. — *Прим. перев.*) я попытался применить новый подход (см. работы Пенроуза 1992 г.). Хотя решения я пока не получил, но этот новый подход выглядит многообещающим. Действительно возникает глубокая связь между твисторами и уравнениями Эйнштейна. На последнее указывают два соображения.

1. Вакуумные уравнения Эйнштейна $R_{ab} = 0$ являются также и условиями согласованности для безмассовых полей со спиральностью $s = \frac{3}{2}$ (когда поле рассматривается в терминах потенциала).

2. В плоском пространстве-времени M пространство зарядов для поля с $s = \frac{3}{2}$ в точности есть твисторное пространство.

Программа дальнейших действий может быть сформулирована следующим образом: для данного риччи-плоского пространства-времени (т. е. с равным нулю тензором Риччи) сначала нужно найти пространство зарядов для полей с $s = \frac{3}{2}$ (что непросто). Тогда найденное пространство и будет твисторным пространством для риччи-плоского пространства-времени. Вторым шагом нужно придумать, как построить такие твисторные пространства с использованием свободных голоморфных функций. Наконец, нужно в каждом случае воссоздать исходное пространственно-временное многообразие из твисторного пространства.

Мы не ждем, что полученное твисторное пространство будет линейным, потому что при обратной реконструкции первоначального пространства-времени это твисторное пространство должно дать искривленную структуру. Кроме того, конструкция с необходимостью должна быть сильно нелокальной, причем в достаточно нетривиальном смысле: и заряд, и потенциал для полей с $s = \frac{3}{2}$ являются нелокальными. Последнее, как ожидается, может помочь в объяснении эффектов нелокальной физики, например эксперимента Эйнштейна — Подольского — Розена (ЭПР), который я обсуждал в предыдущей лекции (глава 4). Подобные эксперименты приводят к тому, что объекты, находящиеся в удаленных друг от друга областях пространства-времени, могут оказаться каким-то образом «запутанными».

Твисторная космология

Я бы хотел закончить свою лекцию некоторыми замечаниями о роли твисторов в космологии — хотя пока это выглядит довольно гипотетически. Как я говорил, тензор кривизны Вейля должен быть равен нулю в сингулярностях прошлого, и пространство-время в те далекие времена было почти конформно-плоским. Последнее означает, что начальное состояние имеет очень простое твисторное описание. Однако с течением времени это описание становится все более и более громоздким, а кривизна Вейля становится все существеннее. Такой тип поведения согласуется с наблюдаемой асимметрией в геометрии Вселенной. С точки зрения комплексно-голоморфного формализма твисторной теории Большой взрыв с (кривизной — *Прим. перев.*) $k < 0$, ведущий к модели открытой Вселенной, предпочтителен (Стивен предпочитает замкнутую модель Вселенной). Аргумент в пользу открытой модели, такой, что только при $k < 0$ группа симметрии начальных сингулярностей совпадает с голоморфной группой Мёбиуса. Последняя представляет собой группу голоморфных собственных преобразований римановой сферы $\mathbb{CP}_1$ (т. е. ограниченную лоренцеву группу). Это та же самая группа, которая выводит твисторную теорию на первый план. Так, из твисторно-идеологических соображений я предпочитаю открытую Вселенную. Поскольку здесь явно вопрос идеологии, то со временем я, конечно, могу пересмотреть свою точку зрения, если выяснится, что я ошибаюсь, и Вселенная замкнута.

Вопросы и ответы

Вопрос: Каков физический смысл состояния со спиральностью 3/2?

Ответ: Спин 3/2 в рассматриваемом подходе — это не какое-то реальное физическое поле. Он играет вспомогательную роль для определения твисторов. Я не думал о нем как о поле частиц, которое можно обнаружить. С другой стороны, с точки зрения суперсимметрии частица с таким спином может оказаться суперпартнером гравитона (такая гипотетическая частица называется *гравитино. — Прим. перев.*).

Вопрос: Где с точки зрения твисторной теории может появиться асимметричный во времени R-процесс, о котором вы говорили?

Ответ: Вы должны понимать, что твисторная теория очень консервативна и об этом сказать ничего не может. Я был бы очень рад увидеть асимметрию во времени в твисторной теории, но в настоящий момент я знаю, как это может случиться. Однако если выполнить всю предложенную программу построения теории, то, я думаю, эта асимметрия должна появиться. Возможно, по аналогии с асимметрией «право—лево». Эндрю Ходжес математически выводит такую асимметрию при разработке своей регуляризационной схемы, но там, как говорится, даже пыль не осела, чтобы утверждать что-то наверняка.

Вопрос: Какой тип нелинейной квантовой теории поля может оказаться наиболее подходящим для твисторной теории?

Ответ: Пока что анализировались только стандартные модели (в контексте твисторных диаграмм).

Вопрос: Теория струн явно предсказывает спектр частиц. Как спектр частиц может появиться в твисторной теории?

Ответ: Я не знаю, как в конечном итоге может появиться спектр частиц, хотя есть некоторые идеи на этот счет. Тем не менее мне любопытно, как теория струн может «явно предсказывать спектр частиц». Моя точка зрения заключается в том, что пока мы не поймем ОТО в рамках твисторной теории, мы не сможем решить проблему спектра частиц, потому что массы тесно связаны с теорией гравитации. В определенном смысле то же самое говорит и теория струн.

Вопрос: Какова твисторная точка зрения на непрерывность и дискретность?

Ответ: Одной из первых мотиваций твисторной теории послужила теория спиновых сетей, где пространство пытались построить с помощью дискретных комбинаторных квантовых правил. Можно попробовать построить твисторную теорию вообще без дискретных объектов. Однако последние годы наметился тренд в сторону голоморфных, а не комбинаторных методов. Последнее, впрочем, не означает, что дискретность чем-то хуже непрерывности. Быть может, существует глубокая связь между концепцией дискретности и голоморфизма, но пока эта связь никак не проявила себя явно.

ГЛАВА 7

ОБСУЖДЕНИЯ

Стивен Хокинг и Роджер Пенроуз

Стивен Хокинг

ЭТИ ЛЕКЦИИ ПОКАЗАЛИ, что мы с Роджером очень разные. Он платонист, а я позитивист. Он обеспокоен тем, что кот Шрёдингера находится в квантовом состоянии, в котором пребывает наполовину живым и наполовину мертвым. Роджер чувствует, что такая ситуация не может соответствовать реальности. Но меня такое не беспокоит. Я не требую, чтобы теория соответствовала реальности, потому что я не знаю, что такое реальность. Реальность — это не то, что вы можете проверить с помощью лакмусовой бумажки. Меня интересует только способность теории делать предсказания результатов измерений. Квантовая теория успешно с этим справляется. Она предсказывает, что результат наблюдения таков, что кот либо жив, либо мертв.

Причина, по которой люди, подобные Роджеру (не считая членов общества защиты животных), возражают против Шрёдингеровского кота, заключается в следующем. Они считают абсурдным представлять состояние кота как $\frac{1}{\sqrt{2}}$(кот жив + кот мертв). Почему бы не так: $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (кот жив — кот мертв)? Другой способ сформулировать то же самое — это сказать, что, похоже, нет никакой интерференции между «кот мертв» и «кот жив». Вы можете получить интерференционную картину частиц, запустив их через разные щели, потому что их можно достаточно хорошо изолировать от внешнего, ненаблюдаемого мира. Но нельзя изолировать такой большой объект, как кот, от обычных молекулярных сил, возникающих за счет электромагнитного поля. Нет нужды в квантовой гравитации, чтобы объяснить Шрёдингеровского кота или, например, принцип работы мозга. Это ложный путь.

Я никогда не предлагал всерьез считать, что космологические горизонты событий являются причиной того, что Шрёдингеровкий кот предстает перед нами как классическое животное, которое может быть или живым, или мертвым, но никак не тем и другим одновременно. Как я говорил, было бы очень ложно изолировать кота от всего окружающего, так что в этой связи не стоит беспокоиться о происходящем в далеких уголках Вселенной. Все, что я хотел сказать, так это то, что если даже мы могли бы наблюдать флуктуации микроволнового излучения с очень большой точностью, то они проявили бы себя как классическое статистическое распределение (если говорить более точно, в последние годы измеренное с помощью космических миссий *WMAP* и *Planck* микроволновое реликтовое излучение показывает распределение, отличное от классического распределения Гаусса; возможные отклонения предположительно связывают, в том числе, с наличием космических струн. — *Прим. перев.*). Мы не можем обнаружить никакие свойства квантового состояния, подобные интерференции или корреляции между флуктуациями в разных режимах. Говоря о всей Вселенной целиком, мы не имеем внешнего пространства, которое было бы похоже на внешнюю область для задачи про Шрёдингеровского кота. Тем не менее мы получаем декогеренцию и классическое поведение, потому что мы не можем видеть всю Вселенную целиком.

Роджер ставит под сомнение используемые мной методы обращения с евклидовыми пространствами. В частности, он возражает против склейки евклидовой и лоренцевой геометрий. Как Роджер правильно заметил, такая процедура возможна только в очень специальных случаях, потому что общее лоренцево пространство-время не имеет сечения в комплексифицированном многообразии, на котором метрика действительна и положительно определена или, иначе говоря, евклидова. Однако возражение связано с недопониманием метода евклидова интеграла по траекториям даже для обычных негравитационных полей. Рассмотрим хорошо исследованный случай поля Янга — Миллса. Подынтегральное выражение при взятии интеграла по траекториям имеет вид *exp (i · <действие>).* Интеграл берется по всем связям поля Янга — Миллса в пространстве Минковского. Этот интеграл осциллирует и расходится. Чтобы получить интеграл по траекториям, который «вел бы себя лучше», применим виковский поворот в евклидовом пространстве, введя координату мнимого времени $\tau = -it$. Тогда подынтегральное выражение приобретает вид *exp* (*–<евклидово действие>*). Интеграл по траекториям вычисляется по всем действительным связям в евклидовом пространстве. Связь (вещественная в евклидовом пространстве) не будет вещественной в пространстве Минковского. Но это не важно. Идея состоит в том, что интеграл по траекториям по всем вещественным связям в евклидовом пространстве эквивалентен (в смысле контурных интегралов) интегралу по траекториям по всем вещественным связям пространства Минковского. Точно так же, как в случае квантовой гравитации, можно оценить интеграл по траекториям для полей Янга — Миллса, используя метод седловой точки. Такие решения для седловой точки есть т. н. инстантоны (т. е. локализованные в пространстве-времени решения уравнений движения с мнимым временем. — *Прим. перев.*) Янга — Миллса, для классификации которых Роджер так много сделал в своей твисторной программе. Инстантоны Янга — Миллса вещественны в евклидовом пространстве. Они, правда, комплексы в пространстве Минковского, но это не важно. Инстантоны все равно определяют темп физических процессов, типа генерации барионов на энергетических масштабах электро-слабых взаимодействий.

Ситуация в квантовой гравитации схожа с описанной картиной. Здесь также можно взять интеграл по траекториям не по лоренцевым метрикам, а по всем положительно определенным или евклидовым метрикам. Действительно, это необходимо сделать, если допустить, что гравитационное поле может иметь разные топологии. Метрика будет лоренцевой только на многообразии с нулевой эйлеровой характеристикой. Но, как мы видели, интересные эффекты квантовой гравитации — например, внутренняя энтропия — появляются именно для таких пространственно-временных многообразий, где эйлерова характеристика не равна нулю. Последнее же не допускает лоренцевых метрик. Существует проблема в том, что евклидово действие для гравитации не ограничено снизу и, похоже, соответствующий интеграл по траекториям расходится. Однако это можно исправить, проведя интегрирование конформного множителя по комплексному контуру. Далее следует некий мой домысел, но все-так я считаю, что такое поведение интеграла связано с калибровочной степенью свободы, которая устраняется, если правильно взять интеграл по траекториям. Эта проблема появляется по физическим причинам. Так, потенциальная энергия гравитационного поля отрицательна, потому что гравитация есть сила притяжения. Таким образом, данная проблема будет появляться в некоторой форме в любой теории квантовой гравитации. Она возникнет и в теории струн, если только в ней удастся продвинуться так же далеко, как в квантовой гравитации. А пока выступление теории струн выглядит довольно-таки жалким: она не в состоянии описать даже структуру Солнца, куда уж ей до черных дыр.

После этого удара по теории струн, позвольте мне вернуться к евклидовому приближению и условию отсутствия границ. Несмотря на то, что интеграл по траекториям берется по вещественным положительно определенным метрикам, седловой точке может соответствовать комплексная метрика. Это происходит в космологии, когда трехмерная поверхность Σ становится больше некоторого малого размера.

Несмотря на то, что я описываю метрику как половину евклидовой четырехмерной сферы, склеенной с лоренцевой метрикой, это только приближение. На самом деле метрика седловой точки будет комплексной. Это может огорчить такого платониста как Роджер, но это отлично для такого позитивиста, как я. Метрика седловой точки ненаблюдаемая. Все, что можно наблюдать, это волновая функция, вычисленная для этой точки, и она соответствует вещественной метрике Лоренца. Я немного удивлен возражениям Роджера относительно моего использования евклидова и комплексного пространства-времени. Он использует комплексное пространство-время в своей твисторной программе. На самом деле, это комментарий Роджера о голоморфизме положительных частот привел меня к разработке программы евклидовой квантовой гравитации. Я утверждаю, что эта программа даст два предсказания, которые можно будет проверить наблюдательными методами. Сколько предсказаний дает теория струн или твисторная программа?

Роджер чувствует, что наблюдения или измерения *R*-процесса (т. е. коллапса волновой функции) введет CPT-нарушение в физику. Он видит, как эти нарушения будут работать по крайней мере в двух ситуациях: в космологии и в черных дырах. Я согласен, что можно ввести асимметрию по времени, если будем задавать вопросы о том, что мы хотим наблюдать. Но я полностью отрицаю идею, что существуют какие-то физические процессы, которые соответствуют редукции волновой функции, или что это имеет какое-то отношение к квантовой гравитации или проблеме сознания. Последнее звучит для меня как магия, а не как наука.

Я уже объяснял в моих лекциях, почему я думаю, что предположение об отсутствии границ может объяснить стрелу времени в космологии, не нарушая CPT-инвариантность. Теперь я хочу объяснить, почему в противоположность Роджеру, я не считаю и черные дыры вовлеченными в вопрос об антисимметрии времени. В классической общей теории относительности черная дыра определяется как область, в которую объекты могут попасть, но ничто не может выйти за ее пределы. Кто-то может спросить, почему не существует также и белых дыр, областей, из которых все может выйти, но ничего не может попасть внутрь? Мой ответ такой: несмотря на то, что черные и белые дыры очень отличаются в классической теории, они представляют собой одно и то же в квантовой теории. Квантовая теория устраняет различия между белыми и черными дырами. Так, черная дыра может излучать и, предположительно, белая дыра может поглощать. Я предлагаю считать черной дырой область, которая является достаточно большой и классической и не излучает слишком много. С другой стороны, маленькая черная дыра, которая интенсивно испускает большое количество квантового излучения, — это то, чего мы ожидали бы от белой дыры.

Я проиллюстрирую, почему черная и белая дыры суть одно и тоже. Для этого я проведу мысленный эксперимент, на который ссылался Роберт. Заключим некоторое количество энергии в очень большой ящик с идеально отражающими стенками. Эта энергия может распределяться разными способами, исчерпывая все возможные состояния в ящике. Подавляющее большинство вариантов распределятся в одной из двух конфигураций: заполненный равновесным тепловым излучением ящик или черная дыра, находящаяся в равновесии с окружающим тепловым излучением. Какая из двух конфигураций будет обладать бóльшим числом микроскопических состояний, будет зависеть от размера ящика и от количества энергии в нем. Можно подобрать эти параметры так, чтобы соответствующих микросостояний оказалось поровну. Тогда можно ожидать, что ящик будет флуктуировать между двумя возможностями. Какое-то время ящик будет содержать только тепловое излучение, а в другое время тепловые флуктуации в излучении будут означать, что очень большое количество частиц находятся в маленькой области, и может образоваться черная дыра (рис. 7.1).

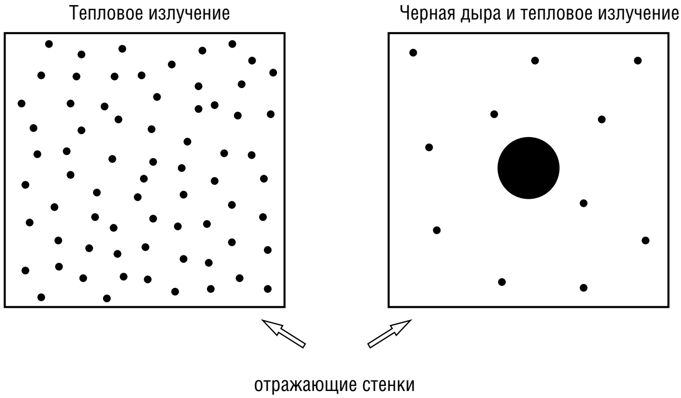


РИС. 7.1
Ящик, содержащий фиксированное количество энергии, будет содержать либо тепловое излучение, либо черную дыру в состоянии равновесия с тепловым излучением.

Со временем флуктуации излучения черной дыры будут расти, а флуктуации поглощения вещества черной дырой будут уменьшаться, в результате чего черная дыра будет испаряться и исчезнет. Таким образом, система в ящике будет эргодически блуждать по своему фазовому пространству: иногда в ящике будет черная дыра, а иногда нет (рис. 7.2).

Роджер и я согласны с тем, что ящик будет вести себя описанным выше образом. Но мы не согласны по двум пунктам. Во-первых, Роджер убежден, что объем фазового пространства и информация будут потеряны во время такого цикла «появления-исчезновения» черных дыр. Во-вторых, он считает, что такой процесс не будет симметричным по времени. По первому пункту Роджер, похоже, чувствует, что теоремы об отсутствии волос у черных дыр приводят к потере фазового объема, потому что много разных конфигураций коллапсирующих частиц производят одну и ту же черную дыру. Роджер утверждает, что R-процесс, т. е. коллапс волновой функции, приводит к компенсирующему приросту фазового объема. Лично мне не ясно, как R-процесс допускает такой прирост. В ящике нет наблюдателей, и поэтому мне не очень

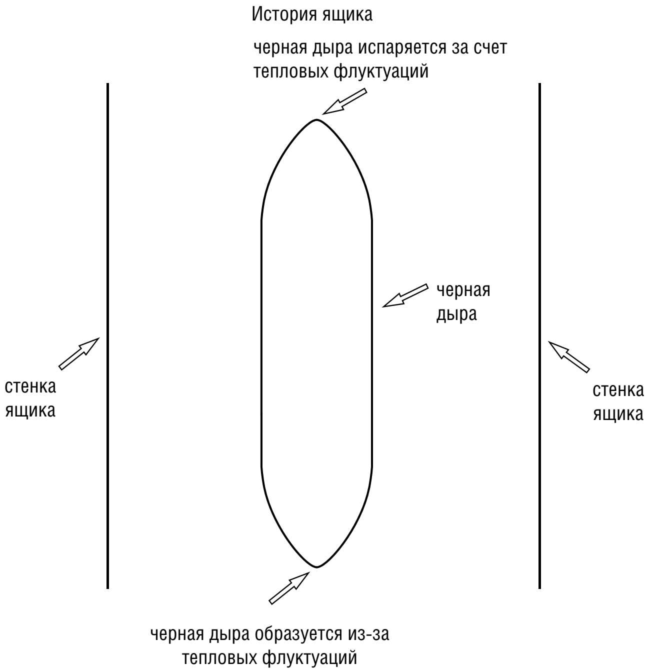


РИС. 7.2
Черная дыра появляется и исчезает из-за тепловых флуктуаций.

нравится (по крайней мере, до тех пор, пока это не будет получено в результате вычислений) утверждение, что прирост происходит спонтанно. Без вычислений это похоже на магию. В любом случае, я не согласен с тем, что идет потеря объема фазового пространства. Если вы говорите, что число состояний черной дыры есть $exp\ (\frac{1}{4}A)$, то потери объема фазового пространства не происходит. И в системе, подобной этому ящику, который может находиться в любом состоянии, вообще нет информации. Следовательно, нет и потери информации.

Обращаясь к нашему с Роджером второму разногласию, я хочу сказать, что появление и исчезновение черных дыр будет симметричным во времени. Если вы снимите все происходящее в ящике на кинопленку и прокрутите ее назад, то

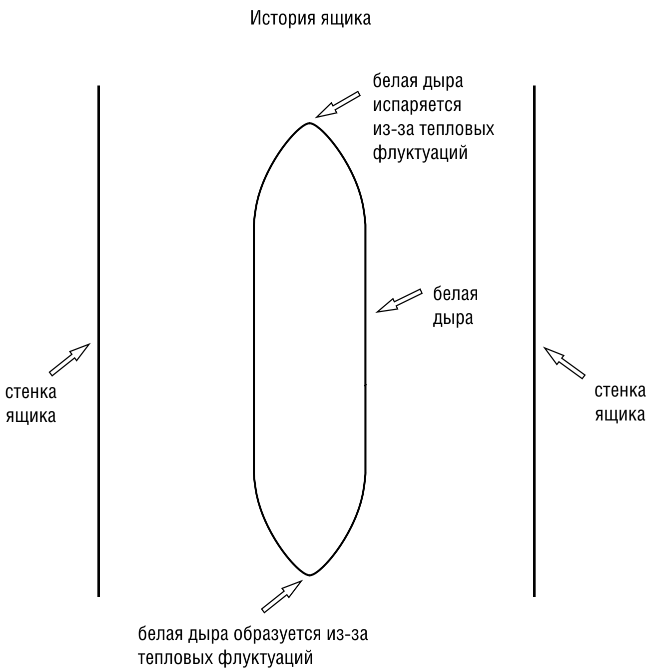


РИС. 7.3
Белая дыра появляется и исчезает из-за тепловых флуктуаций.

ничего не изменится. В одном направлении течения времени черные дыры будут появляться и исчезать. В другом направлении времени вы увидите белые дыры, получаемые из черных дыр обращением времени; белые дыры будут появляться и исчезать. Эти две картины будут одинаковы, если белые дыры и черные дыры суть одно и то же. Таким образом, основываясь на этом мысленном эксперименте с ящиком, нет нужды привлекать нарушение CPT-инвариантности (рис. 7.3).

Первоначально Роджер и Дон Пейдж отвергали мое предположение о том, что образование и испарение черных дыр в ящике будет симметрично во времени. Однако Дон постепенно принял мою точку зрения. Я ожидаю, что Роджер сделает то же самое.

Роджер Пенроуз отвечает

Позвольте мне сначала заметить, что между нами все-таки больше общего, чем разногласий. Однако существуют определенные (фундаментальные) позиции, по которым наши позиции расходятся, и именно о них я хочу говорить в дальнейшем.

Коты и прочее

Какой бы ни была «реальность», она должна объяснять, как воспринимать мир. Квантовая механика этого не делает, и поэтому с необходимостью следует что-то добавить в квантовую механику — что-то, чего нет в ее стандартных правилах. В частности, мне кажется, что Стивен учел не все мои замечания в проблеме с котом. Проблема не в том, что потеря информации приводит к тому, что система с необходимостью должна описываться матрицей плотности. Проблема в том, что две матрицы плотности, например,

$$D = \frac{1}{4}\left(|\text{жив}\rangle + |\text{мертв}\rangle\right)\left(\langle\text{жив}| + \langle\text{мертв}|\right) +$$

$$+\frac{1}{4}\left(|\text{жив}\rangle - |\text{мертв}\rangle\right)\left(\langle\text{жив}| - \langle\text{мертв}|\right)$$

$$D = \frac{1}{2}\,|\text{жив}\rangle\langle\text{жив}| + \frac{1}{2}|\text{мертв}\rangle\langle\text{мертв}|$$

являются эквивалентными. Таким образом, нам нужно решить следующую проблему. Почему мы воспринимаем либо живого кота, либо мертвого кота, но никак не суперпозицию. Думаю, в этом вопросе пригодилась бы философия, но она не даст нам ответ.

Мне кажется, что для объяснения того, как мы воспринимаем мир, в рамках квантовой теории, нам нужна одна из двух (или обе) нижеследующих теорий:

(А) Теория восприятия.

(Б) Теория реального физического поведения.

Фактически, включая наблюдателя в наблюдаемую систему (выражение (7.1), мы получаем вектор состояния вида:

$$\frac{1}{2}\left(|\textit{жив}\rangle \pm |\textit{мертв}\rangle\right)\left(|\textit{наблюдатель видит живого кота}\rangle \pm \right.$$
$$\left. \pm |\textit{наблюдатель видит мертвого кота}\rangle\right)$$

В этом случае альтератива (А) состояла бы в том, чтобы исключить возможность суперпозиции во втором множителе, поскольку такое состояние восприятия недопустимо. Альтернатива (Б), с другой стороны, должна была бы исключить суперпозицию в первом множителе. Согласно моим представлениям, такие макро-масштабные суперпозиции неустойчивы и с необходимостью должны быстро распадаться (спонтанно) в одно или в другое устойчивое состояние «живой» или «мертвый». Я убежден, что Стивен должен поддержать альтернативу (А) [С.Х.: «Нет»], потому что он никогда не поддержит альтернативу (Б). Я-то как раз являюсь горячим сторонником второй альтернативы, потому что считаю альтернативу (А) опасной и ведущей к разного сорта неприятностям. В частности, те, кто поддерживает альтернативу (А), нуждаются в теории разума или мозга или чего-то в этом роде. Я удивлен, что Стивен, похоже, не является сторонником ни одной из этих двух альтернатив. Хотелось бы послушать его комментарий по этому поводу.

Виковский поворот

Это полезный инструмент в квантовой теории поля. Время t заменяется на мнимое время it путем вращения оси временной координаты. Виковский поворот переводит пространство Минковского в пространство Евклида. Польза такого преобразования в том, что некоторые математические выражения (такие как интегралы по траекториям) лучше определены в Евклидовой теории. Это хорошо контролируемый прием в квантовой теории поля, по крайней мере пока он применяется в плоском (или стационарном) пространстве-времени.

Идея Стивена о применении виковского поворота к пространству лоренцевых метрик (чтобы получить пространство евклидовых метрик) действительно очень интересна и необычна, но представляет собой совсем другую процедуру, в отличие от применения этого преобразования в квантовой теории поля. Получается как бы «виковский поворот» на другом уровне.

Предположение об отсутствии границ — это тоже интересное предположение, в котором чувствуется связь с гипотезой вейлевской кривизны. Однако я думаю, что это предположение очень далеко от объяснения того, что сингулярности прошлого обладают малой вейлевской кривизной, а сингулярности будущего обладают большой вейлевской кривизной. Последнее касается наблюдательных фактов, с которыми Стивен согласится.

Потеря фазового пространства

Я думаю, что мы со Стивеном сойдемся во мнении, что в черной дыре происходит потеря информации. Однако мы не согласимся друг с другом относительно потери фазового пространства в черной дыре. Стивен заявил, что R-процесс смахивает на магию и не похож на физическую теорию. Разумеется, я не согласен с этим. Я полагал, что в моей второй лекции сумел объяснить, почему моя точка зрения приемлема. Я высказал вполне определенное предположение относительно темпа редукции состояния, которая будет идти на характерных временах:

$$T \sim \frac{\hbar}{E}\ .$$

Кроме того, мне представляется, что диаграмма черной дыры, которую приводит Стивен, сильно вводит в заблуждение. Он должен был бы нарисовать диаграмму Картера, и тогда стало бы видно, что описываемый процесс несимметричен во времени. Мы оба согласны с тем, что информация теряется, но я к тому же считаю, что объем фазового пространства сокращается. Более того, если бы полная схема проделанного мысленного эксперимента оказалась бы симметричной по времени, то это привело бы к существованию белых дыр, которые являются областями, из которых вываливается множество всего разного. Последнее будет, как минимум, в противоречии с гипотезой вейлевской кривизны, со вторым законом термодинамики и, возможно, с наблюдениями. Вопрос о существовании белых дыр имеет глубокие связи с вопросом о том, какие именно сингулярности могут возникнуть в квантовой гравитации. С моей точки зрения, необходимо, чтобы приложения теории были асимметричны во времени.

Стивен Хокинг

Роджер все беспокоится за бедного Шрёдингеровского кота. Такой мысленный эксперимент не назовешь политкорректным в современном мире. Роджер озабочен тем, что матрица плотности, которая содержит «кот жив» и «кот мертв» с одинаковыми вероятностями, содержит также и «кот жив» + «кот мертв» и «кот жив» — «кот мертв» с одинаковыми вероятностями. Почему же мы тогда наблюдаем только одно из двух: либо «кот жив», либо «кот мертв»? Почему мы не наблюдаем или «кот жив» + «кот мертв», или «кот жив» — «кот мертв»? Что выбирает ортогональные оси «жив» и «мертв», а «жив + мертв» и «жив — мертв»? Первое замечание, которое я хотел бы сделать, следующее. Подобная неоднозначность в собственных состояниях матрицы плотности получается только тогда, когда собственные значения в точности одинаковы. Так, если бы вероятности быть «живым» или «мертвым» хоть немного отличались, то никакой неоднозначности в собственных состояниях не было бы. Конкретный базис характеризовался бы своим собственным вектором в матрице плотности. Почему же природа «выбрала» матрицу плотности диагональной именно в базисе «живой»/«мертвый», а не в базисе «живой + мертвый»/«живой – мертвый»? Ответ такой: состояния «кот жив» и «кот мертв» отличаются на макроскопическом уровне такими параметрами, как положение пули или отверстие в коте, который проделала эта пуля. Когда мы отслеживаем такие причины, которые не наблюдаем, типа возмущений молекул воздуха, матричный элемент каждого наблюдения между состояниями «кот жив» и «кот мертв» будет усредняться и окажется равным нулю. Именно по этой причине мы наблюдаем кота либо живым, либо мертвым, но не в виде линейной комбинации того и другого. Здесь работают правила обычной квантовой механики. Нам не нужна новая теория измерения и тем более не нужна квантовая гравитация.

Но давайте вернемся к квантовой гравитации. Роджер, похоже, все-таки согласен, что предположение об отсутствии границ может объяснить малость вейлевского тензора в ранней Вселенной. Однако его вопрос был в том, отвечает ли предположение об отсутствии границ за большой тензор вейлевской кривизны, который ожидается при гравитационном коллапсе в черной дыре и при коллапсе всей Вселенной. Я думаю, что такой вопрос появился из-за неправильного понимания предположения об отсутствии границ. Роджер предположительно согласен, что существуют решения Лоренца, которые начинаются в ранней Вселенной будучи практически гладкими, и развиваются в крайне нерегулярные метрики при гравитационном коллапсе. Можно соединить эти лоренцевы метрики с половиной евклидовой четырехмерной сферой в ранней Вселенной. Такая конструкция примерно даст метрику в седловой точке для волновой функции сильно искривленной трехмерной геометрии при коллапсе (рис. 7.4).

Конечно, как я говорил раньше, точная метрика в седловой точке будет сложной — она не будет ни лоренцевой, ни евклидовой. Однако хорошим приближением может служить описанное выше разделение на почти евклидову и почти лоренцеву области. Евклидова область будет незначительно отличаться от половины четырехмерной сферы. Следовательно, ее функционал действия будет ненамного больше, чем для половины четырехмерной сферы, которая

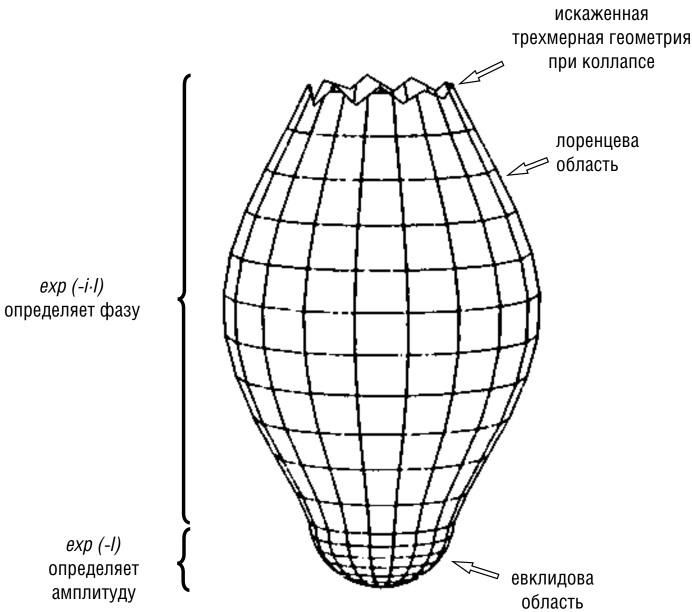


РИС. 7.4
При туннелировании к коллапсирующей трехмерной геометрии евклидова часть определяет амплитуду волновой функции для трехмерной геометрии, а лоренцева часть определят фазу этой волновой функции.

соответствует однородной и изотропной Вселенной. Лоренцева часть решения будет очень сильно отличаться от однородного и изотропного решения. Однако функционал действия для этой лоренцевой части будет оказывать влияние на фазу волновой функции и не будет влиять на амплитуду. Последняя дается функционалом действия евклидовой части и будет практически независима от того, насколько сильно искажено трехмерное пространство в рассматриваемой области. Таким образом, все трехмерные геометрии одинаково вероятны при гравитационном коллапсе, метрика при этом будет крайне нерегулярной, с большой вейлевской кривизной. Я надеюсь, мои рассуждения убедят Роджера и всех остальных в том, что предположение об отсутствии границ может объяснить и гладкость ранней Вселенной, и ответить на вопрос об иррегулярности гравитационного коллапса.

Последнее, на чем я хочу остановиться, — это мысленный эксперимент с черной дырой в ящике. Роджер до сих пор убежден, что в этом эксперименте происходит уменьшение объема фазового пространства, потому что коллапсировать может множество различных конфигураций, а получается одна и та же черная дыра. Однако целью термодинамики черных дыр как раз является избегание потери фазового пространства. Черной дыре приписывается значение энтропии в точности потому, что она может сформироваться количеством способов, равным $exp\ (S)$. Когда черная дыра испаряется симметрично во времени, она испускает излучение тоже $exp\ (S)$ способами. Таким образом, уменьшения объема фазового пространства не происходит и, следовательно, не нужно привлекать R-процесс для компенсации. Так что я верю в гравитационный коллапс, но не верю в коллапс волновой функции.

И наконец, скажу несколько слов о моем заявлении про одинаковость черных и белых дыр. Роджер говорит, что диаграммы Картера — Пенроуза для них сильно отличаются (рис. 7.5).

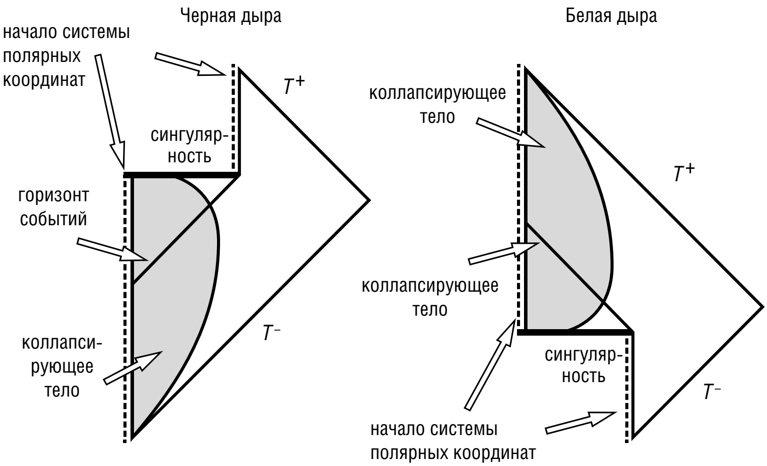


РИС. 7.5
Диаграмма Картера — Пенроуза для дыр черных и белых.

Да, я согласен, они разные. Но заметим, что они разные только в классическом представлении. Я утверждаю, что в квантовой теории черные дыры и белые дыры для внешнего наблюдателя — это просто одно и то же. Тогда, правда, Роджер тут же спросит, а как быть с тем, кто будет падать в дыру? Узреет ли несчастный (или несчастная) диаграмму Картера — Пенроуза для черной дыры? Мне кажется, такой вопрос не имеет смысла, потому что априори основан на том, что существует единственная метрика пространства-времени, как это предписывает классическая теория. В квантовой теории, с другой стороны, нужно вычислять интеграл по траекториям по всем возможным метрикам. Для разных задач будут метрики в разных седловых точках. В частности, метрика в седловой точке для задач, которые ставит внешний наблюдатель, будет отличаться от метрики в седловой точке для задач, которые ставит падающий в дыру наблюдатель. Можно представить, что черная дыра... излучает наблюдателя. Вероятность такого мала, но не равна нулю. По всей видимости, метрика в седловой точке для такого наблюдателя будет соответствовать белой дыре на диаграмме Картера — Пенроуза. Таким образом, как мне кажется, мое утверждение относительно одинаковости черных и белых дыр получается самосогласованным. Это единственный способ сделать квантовую гравитацию СРТ-инвариантной.

Роджер Пенроуз отвечает

Позвольте мне все-таки вернуться к замечанию Стивена относительно проблемы кота. На самом деле, равенство собственных значений волновой функции не играет роли. Как было недавно показано (см. работы Хьючстона и др., 1993 г.), что для любой матрицы плотности (даже обладающей совершенно разными собственными значениями) и для всего множества разных способов, которыми матрица плотности может быть записана как комбинация состояний (не обязательно ортогональных), можно сказать следующее. Можно провести такое измерение над «неизвестной частью вектора состояния», в результате чего получится, что определенная комбинация вероятностей описывает матрицу плотности для «известной части вектора состояния». Более того, при учете влияния окружающей среды, даже если недиагональные члены матрицы плотности будут малыми, их влияние на величины собственных векторов может быть велико. Далее, Стивен упомянул про пули и прочее... На самом деле это ничего не меняет, потому что для системы «кот+пуля» мы имеем те же проблемы, что и для системы «кот». Я думаю, что в вопросе о том, что есть «реальность», и заключается фундаментальное различие между мной и Стивеном. Из последнего, в частности, вытекает проблема, считать или не считать черные и белые дыры одинаковыми. Действительно, все сводится к тому, что на макроскопическом уровне мы имеем дело только с одним пространством-временем. И тогда мы должны поддержать одну из предложенных мной альтернатив, (А) или (Б). Но я так и не понял, как к этому относится Стивен.

Черные и белые дыры могут быть очень похожи, если они малы размерами. Маленькая черная дыра будет интенсивно излучать, что похоже на то, как проявляет себя белая дыра. По-видимому, маленькая белая дыра должна, в свою очередь, интенсивно поглощать вещество. Однако на макроскопическом уровне отождествлять черные и белые дыры мне представляется мало подходящим. Наверное, они должны отличаться чем-то еще.

Квантовой механике около 75 лет. Это не очень много, если сравнить ее, к примеру, с теорией гравитации Ньютона. Не будет ничего удивительного в том, что квантовая механика как-то изменится для макроскопических объектов.

В самом начале нашей беседы Стивен сказал, что считает себя позитивистом, а меня платонистом. За него я рад, но сам я скорее ощущаю себя в большей степени реалистом, чем платонистом. Если провести аналогии нашего спора со знаменитыми дебатами Бора и Эйнштейна, которые прошли около 70 лет назад, я бы сказал, что Стивен играет роль Бора, а я роль Эйнштейна! Потому что именно Эйнштейн утверждал, что должно существовать нечто, подобное реальному миру. И это что-то вовсе не обязательно должно быть представлено волновой функцией. Бор же подчеркивал, что волновая функция не описывает «реальный» микромир, но только лишь «знание о нем», на основе которого можно делать предсказания.

Считается, что Бор выиграл тот спор. На самом деле, если посмотреть биографию Эйнштейна, написанную Пайсом (1994), то после 1925 года Эйнштейн мог бы заниматься рыбалкой. Дело в том, что после этого года он не добился крупных достижений, хотя его проницательная критика неизменно была полезной. Мне кажется, что причина отсутствия у Эйнштейна крупных достижений в квантовой теории заключалась в нехватке важнейшей составляющей этой теории. И я представляю себе эту недостающую составляющую как открытие Стивеном излучения черной дыры. Потеря информации, связанная с излучением черной дыры, может обеспечить новый поворот («поворот», англ. *twist*: игра слов, здесь Пенроуз намекает на свою твисторную теорию. — *Прим. перев.*) в научных исследованиях.

Вопросы и ответы

Гарри Горовиц (*замечание*): Здесь было сделано несколько пренебрежительных замечаний касательно теории струн. Несмотря на тон, большое количество таких замечаний говорит по меньшей мере о том, что теория струн достаточно важна! Некоторые из этих замечаний вводят в заблуждение, а некоторые просто неверны. Во-первых, теория струн в пределе слабых полей сводится к общей теории относительности и, таким образом, применима везде, где применима общая теория относительности. Теория струн, кроме того, может дать лучшее понимание того, что происходит в сингулярности (напомним здесь о модели остановки испарения черной дыры, устраняющей информационный парадокс, полученное в пертурбативном приближении теории струн. — *Прим. перев.*). В теории струн, похоже, могут быть решены некоторые проблемы расходимостей. Я не собираюсь утверждать, что теория струн справилась со всеми своими проблемами, однако она представляется очень многообещающим направлением.

Вопрос: Опять задается сумбурный вопрос про кота.

Ответ: Роджер Пенроуз еще раз объясняет проблему Шрёдингеровского кота.

Вопрос: Не мог бы Роджер Пенроуз прокомментировать подход на основе декогерентных историй? Было показано, что существует хорошая декогеренция из-за учета внешних областей. Однако пока не вполне понятно, как декогеренция будет себя проявлять во внутренних областях. Быть может, декоренция как-то связана со свойствами пространства-времени?

Ответ (*Пенроуз*): В программе декогерентных историй есть часть, подобная *R*-операции. Тем самым эта программа отличается от обычной квантовой механики. Но интересно слышать, что здесь может быть связь с пространственно-временной структурой. Я думаю, мой подход меньше отличается от подхода согласованных историй, чем подход Стивена относительно вопроса временнóй асимметрии.

Вопрос: Что можно сказать об энтропии в мысленном эксперименте с черной дырой в ящике? Нарушит ли обращенная во времени картина второй закон термодинамики?

Ответ (*Хокинг*): Ящик находится в состоянии с максимальной энтропией. Система эргодически блуждает по всем возможным состояниям, так что здесь нет нарушения.

Вопрос: Может ли механизм квантовых измерений быть проверен экспериментально?

Ответ (*Пенроуз*): В принципе есть возможность его экспериментальной проверки. Быть может, следует попробовать эксперимент типа Леггетта с макромасштабными суперпозициями. Проблема с подобными экспериментами состоит в том, что эффекты декогеренции, возникающие за счет окружающих областей, обычно гораздо больше, чем эффект, который хотелось бы измерить. Это приводит к необходимости как можно лучше изолировать системы. Насколько я знаю, пока нет детальных предложений подобных экспериментов, но это, конечно, было бы очень интересно.

Вопрос: В инфляционной модели Вселенной масса Вселенной с необходимостью должна быть очень хорошо сбалансирована, чтобы сохранять промежуточное состояние между расширением и сжатием. Пока обнаружено только 10% необходимой для такого баланса массы. Поиски оставшейся части напоминают поиски «эфира» почти сто лет назад. Не могли бы вы прокомментировать это?

Ответ (*Пенроуз*): Я спокойно отношусь к имеющемуся на сегодняшний момент значению постоянной Хаббла, и 10% критической массы меня вполне устраивают. Инфляционным моделям я никогда особо не радовался. Но я думаю, что

Стивен хотел бы, чтобы Вселенная оказалась замкнутой, как часть предположения об отсутствии границ [С.Х.: «Да!»]

Ответ (*Хокинг*): Постоянная Хаббла может оказаться меньше, чем это сейчас принято. За последние 50 лет она уменьшилась примерно в 10 раз (речь идет, разумеется, не о реальном уменьшении, а об изменении методов и точностей исследования. — *Прим. перев.*), и я не вижу причин, почему бы ей не уменьшиться еще вдвое. Тогда мы будем считать, что вся необходимая масса уже найдена.

ПОСЛЕСЛОВИЕ

ПРОДОЛЖЕНИЕ ДИСКУССИИ

Стивен Хокинг и Роджер Пенроуз

ЗА ГОДЫ, ПРОШЕДШИЕ после первого издания *Природы пространства и времени*, произошло множество событий как в области наблюдений, так и в области теории. Однако, несмотря на возросший объем знаний, наши точки зрения разошлись еще больше, вместо того чтобы объединиться для достижения общего четкого понимания. Это, несомненно, свидетельствует об огромном количестве неизведанного в фундаментальной физике и, в частности, в квантовой гравитации. В этом послесловии мы бы хотели кратко рассказать о том, куда привели нас наши собственные взгляды, а также о наших основных разногласиях. Прошло пятнадцать лет с момента наших совместных лекций в Кембридже, на них была основана эта книга. Возможно, тот факт, что между нами до сих пор сохранился некий фундаментальный идейный конфликт, указывает на глубину и увлекательность вопросов, касающихся фундаментальных проблем физической реальности.

Что касается наблюдений, то, по крайней мере, тут между нами существует согласие, что считать наиболее важным и волнующим. Череда важнейших наблюдений началась с 1998 года, с открытия, сделанного двумя независимыми группами, возглавляемыми, соответственно, Брайаном П. Шмидтом и Солом Перлмуттером. Были получены убедительные доказательства (многократно подтвержденные в последующих наблюдениях) кажущегося удивительным факта, что расширение нашей Вселенной — *ускоренное*. Самое простое объяснение (которым Роджер доволен) — наличие в уравнениях Эйнштейна небольшой положительной космологической постоянной. Эйнштейн сам предложил ее в 1917 году, но для других целей и с большими оговорками. Остальные объяснения связаны с некой таинственной «темной энергией», которая может иметь какую-то другую основу. В любом случае, этот новый ингредиент служит добавкой к общей плотности Вселенной — так же как и доминирующая над обычным веществом «темная материя». Природа последней тоже загадочна, но ее присутствие убедительно подтверждается методами гравитационного линзирования. С помощью последнего можно исследовать общую пространственную геометрию Вселенной: она оказывается плоской и даже может обладать небольшой положительной кривизной, которая не противоречит предположению об отсутствии границ Хартла — Хокинга (представленной Стивеном в главе 3 этой книги), а может, наоборот, обладать небольшой отрицательной кривизной, которая придется по душе теперь уже твисторной идеологии Роджера (о ней шла речь в главе 5 этой книги, хотя оригинальная модель уже несколько подправлена с учетом космологической постоянной).

Теоретическое предположение об отсутствии границ тоже не стояло на месте: в него были включены объемные веса, которые позволили получить необходимое инфляционное расширение. Такая модификация привела схему Хокинга в лучшее соответствие с космологической инфляцией, которая за пятнадцать прошедших лет завоевала статус классической теории. Наблюдательную поддержку инфляции частично дали результаты космической миссии *WMAP* (данные по анизотропии и поляризации микроволнового реликтового излучения в радиодиапазоне. — *Прим. перев.*). Эти наблюдательные данные подтвердили почти точную масштабную инвариантность углового распределения вариаций температуры, хотя и не без некоторых аномалий. Кроме того, согласно этим данным ранняя Вселенная обладала деситтеровским аналогом тепловых флуктуаций черной дыры, а инфляционная стадия ранней Вселенной обладала деситтеровской структурой. Космическая миссия *Planck*, запущенная в 2009 году, должна предоставить дополнительную важную информацию, особенно в отношении предсказываемых инфляционной моделью космологических гравитационных волн (данные *WMAP* хорошо согласуются с данными *Planck,* принципиально не изменяя картину Вселенной — *Прим. перев.*).

Поддержка инфляции также и в том, что наблюдаемая пространственно плоская Вселенная была предсказанием инфляционной космологии. Наблюдения смогли показать плоскостность Вселенной с высокой точностью. Роджер, однако, неизменен в своем скептицизме относительно инфляции, потому что она *сама по себе* не может объяснить высочайшую степень однородности Вселенной на очень ранних стадиях. Последнее есть специальное состояние, гарантирующее сверхнизкую гравитационную энтропию, которая является основой второго закона термодинамики; для обеспечения такого состояния Роджер ввел гипотезу кривизны Вейля (глава 2). Более яркой поддержкой инфляционной теории, утвердившейся последнее время, стало наличие корреляций в космическом микроволновом фоновом излучении (2,7К) (это решение т. н. *проблемы горизонта;* это, а также другие космологические проблемы, решенные инфляционной моделью, см. в «Современная космология в популярном изложении» М. В. Сажин — *Прим. перев.*), поскольку в стандартной (неинфляционной) космологической модели Большого взрыва удаленные по угловым масштабам области не могли бы иметь причинно-следственного воздействия друг на друга, что не соответствует наблюдениям. Однако Роджер по-прежнему сохраняет скептицизм и недавно предложил альтернативное решение нескольких космологических парадоксов, включая обоснование для своей гипотезы вейлевской кривизны. Это космологическая схема (модель *конформной циклической космологии*, КЦК), согласно которой в ранней Вселенной никакой инфляции не было. С точки зрения конформной геометрии (тесно связанной с описанными в этой книге диаграммами Картера — Пенроуза) к Большому взрыву можно плавно присоединить конформную геометрию отдаленного будущего для модели Вселенной с положительной космологической постоянной. В результате получится комбинированная (конформно пространственно-временная) модель Вселенной, которая в своей эволюции проходит последовательность определенных «стадий», каждая из которых начинается с Большого взрыва и «заканчивается» бесконечно ускоряющимся расширением.

Теперь поговорим о достижениях теории. Одна из важнейших идей, известная как дуальность *ADS-CFT* (анти-де Ситтер — конформная полевая теория), была предложена в 1997 году Хуаном Малдасеной. Хотя его гипотеза еще не доказана, она оказывает мощное влияние на развитие теории струн (и ее недавние обобщения, такие как М-теория), потому что, похоже, она устанавливает соответствие между обычной квантовой теорией поля и теорией струн некоторых типов, таким образом, предоставляя для последней математическую основу. *ADS-CFT*-соответствие имеет и множество других приложений, которые меняют перспективу теории струн и ее следствия, особенно что касается концепции «мира на бране» (см. работы В. А. Рубакова. — *Прим. перев.*), согласно которой то, что мы понимаем под «физической реальностью» может оказаться вложением в многообразия высших размерностей.

По мнению Стивена, *ADS-CFT*-соответствие решает информационный парадокс черных дыр в пользу отсутствия потери информации. Точка зрения Стивена сместилась с той позиции, которой он придерживался до, примерно, 2004 года, когда он предлагал следующую модель: информация, которая пошла на образование черной дыры, должна быть потеряна (или ее когерентность должна быть потеряна) при исчезновении самой черной дыры вследствие испарения согласно механизму Хокинга. Стивен обнародовал изменение своей точки зрения, поддержав альтернативное предложение, что информация все-таки восстанавливается (это было сделано на конференции *GR17* в Дублине в 2004 году). Недавно он предложил более полное решение этого вопроса, используя *ADS-CFT*-соответствие.

Отношение же Роджера к *ADS-CFT*-соответствию сильно отличается. И по вопросу потери информации черной дырой наши позиции разошлись наиболее кардинально. Ключевой вопрос состоит в том, останутся ли неизменными стандартные правила квантовой механики в контексте общей теории относительности или последуют нововведения в основы квантовой механики, для того, чтобы можно было прийти к квантовой гравитации. Как сказал Стивен в главе 1, несмотря на то, что специалисты по физике частиц считали его «опасным радикалом», он «определенно консервативен по сравнению с Роджером». Любая потеря информации при испарении черных дыр, безусловно, представляет собой нарушение стандартной квантово-механической процедуры унитарной эволюции, и именно здесь возникает фундаментальная проблема. Однако Роджер выступает за фактическое нарушение унитарности, в гравитационном контексте, по причинам, описанным в главе 4. В более поздних аргументах, в связи с разными аспектами применения второго закона термодинамики в космологии, Роджер предлагает считать потерю информации черной дырой существенным компонентом теории.

Большинство аргументов, представленных в этой книге, по-прежнему актуальны для развития фундаментальной физики. Так, например, в 2003 году Эдвард Виттен нашел новые приложения твисторной теории (о которой говорится в главе 6), когда твисторная техника комбинируется с методами теории струн для обеспечения улучшенных методов расчета процессов рассеяния в физике высоких энергий. Мы считаем, что еще многое предстоит сделать для продолжения изучения вопросов, затронутых в наших дискуссиях пятнадцать лет назад.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Научно-популярное издание
Серия «Мир Стивена Хокинга»

12+

Стивен Хокинг
Природа пространства и времени

Перевод с английского и примечания: *Ольга Сажина,*
д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник отдела релятивистской астрофизики ГАИШ МГУ

Фото авторов на обложке: Филип Майнотт (Philip Mynott) и Ванесса Пенроуз (Vanessa Penrose)

Заведующая редакцией *Юлия Данник*
Ответственный редактор *Ольга Лазуткина*
Оформление обложки *Дмитрий Агапонов*
Обработка иллюстраций *Андрей Павлович Копай-Гора*
Технический редактор *Татьяна Тимошина*
Корректор *Галина Кузьмина*

Общероссийский классификатор продукции
ОК-005-93, том 2; 953000 — книги и брошюры

Подписано в печать 22.12.2017. Формат 60x90 $^{1}/_{16}$. Усл. печ. л. 12
Тираж 5000 экз. Заказ

ООО «Издательство АСТ»
129085, РФ, г. Москва, Звездный бульвар, дом 21, стр. 1, комната 39

Адрес нашего сайта: www.ast.ru
E-mail: ogiz@ast.ru

ООО «Издательство АСТ»
129085 г. Москва, Звездный бульвар, д. 21, строение 3, комната 5
Наш электронный адрес: www.ast.ru E-mail: astpub@aha.ru

«Баспа Аста» деген ООО
129085 г. Мәскеу, жұлдызды гүлзар, д. 21, 3 құрылым, 5 бөлме
Біздің электрондық мекенжайымыз: www.ast.ru E-mail: astpub@aha.ru

Қазақстан Республикасында дистрибьютор және өнім бойынша арыз-талаптарды қабылдаушының өкілі «РДЦ-Алматы» ЖШС, Алматы қ., Домбровский көш., 3«а», литер Б, офис 1.
Тел.: 8(727) 2 51 59 89,90,91,92, факс: 8 (727) 251 58 12 вн. 107; E-mail: RDC-Almaty@eksmo.kz
Өнімнің жарамдылық мерзімі шектелмеген.
Өндірген мемлекет: Ресей Сертификация қарастырылмаған

ЧИТАЙТЕ В СЕРИИ «МИР СТИВЕНА ХОКИНГА»:

«Краткая история времени»
(С. Хокинг)

«Кратчайшая история времени»
(С. Хокинг, Л. Млодинов)

«Высший замысел»
(С. Хокинг, Л. Млодинов)

«Черные дыры и молодые вселенные»
(С. Хокинг)

«Теория всего»
(С. Хокинг)

«О Вселенной в двух словах»
(С. Хокинг)

«Моя краткая история»
(С. Хокинг)

Готовятся к выходу:

«На плечах гигантов»
(С. Хокинг)

Эйнштейн писал, что самое непостижимое во Вселенной то, что она постижима. Другими словами, в мире нет места непредсказуемому. Но был ли он прав? Можно ли объединить квантовую теорию поля и общую теорию относительности, самые успешные физические теории, в одну — теорию квантовой гравитации, или теорию всего? Можно ли соотнести квантовую реальность и безграничный космос? Именно этому посвящена дискуссия двух ведущих физиков-теоретиков планеты: позитивиста Стивена Хокинга и реалиста Роджера Пенроуза. Первый уверен, что ОТО не способна описать момент образования Вселенной — только новая объединенная теория, принимающая условие об отсутствии границ, сможет объяснить данные наблюдений. Второй же, равно как Альберт Эйнштейн, ставит под сомнение безоговорочность квантовой теории и уверен, что Вселенная будет расширяться вечно, и это можно объяснить посредством геометрии световых конусов, сжатия и искажения ткани пространства-времени и его собственной твисторной теории.

Аргументы и контраргументы — на привычном для ученых языке формул и строгих рассуждений — авторы представили в формате лекций, которые изначально были прочитаны в Институте математических наук Исаака Ньютона (Кембридж).

ОГИЗ
ISBN 978-5-17-982751-1
9 785179 827511
www.ast.ru