Предисловие

Джон Прескилл, Кип С. Торн

В течение 1962–1963 академического года Ричард Фейнман читал лекции по гравитации в КалТехе (Калифорнийский технологический институт – *Примечание переводчика*). Используя нетрадиционный подход к предмету, Фейнман нацелил свой курс на сильных студентов-выпускников и аспирантов, уже знакомых с методами релятивистской квантовой теории поля, в частности, с теорией возмущений в квантовой электродинамике, основанной на диаграммах Фейнмана. Два постдока Фернандо Б. Мориниго и Уильям Г. Вагнер записали эти лекции. Записи были размножены, и в течение многих лет продавались в книжной лавке КалТеха.

Эти записи не были изданы, но получили широкое распространение, и, благодаря их уникальному освещению оснований физики, оказали значительное влияние на многих читавших их. Мориниго и Вагнер сделали большое дело, столь успешно сохранив эту часть наследия Фейнмана. Теперь, благодаря усилиям Брайана Хатфилда, лекции наконец публикуются в этой книге, и таким образом, становятся легко доступными самой широкой аудитории и будущим поколениям. При подготовке записей к публикации Хатфилд исправил незначительные ошибки и улучшил обозначения, но в остальном придерживался оригинальной машинописной рукописи, подготовленной Мориниго и Вагнером (только два небольших отрывка были полностью исключены).[1]

Всего Фейнман прочитал двадцать семь лекций, читая раз в неделю в течение всего 1962–1963 академического года. Аудитория собиралась в

[1] Выброшенные отрывки представляют собой неправильное выражение для действия материальных полей в конце э8.7 (правильное выражение появляется в э10.2) и некоторые некорректные утверждения о ньютоновской теории стабильности звезд в третьем абзаце э14.3.

крошечной комнате с двумя рядами стульев на третьем этаже лаборатории Истбридж в КалТехе, эти лекции посещало не более пятнадцати человек. (По крайней мере двое из слушателей, Джеймс Бардин и Джеймс Хартл, позднее внесли значительный вклад в теорию гравитации.) Лекции записывались на магнитофон, но, так как они были очень неформальными, Мориниго и Вагнер нашли необходимым существенно переработать материал, чтобы записи получились читабельными. Вагнер, главным образом, работал над математическими выкладками, а Мориниго — над стилем. Получившиеся записи были затем просмотрены Фейнманом. Он сделал различные поправки и добавления, и конспекты были розданы студентам. Эти записи пронизаны духом Фейнмана и нашпигованы его шутками, но, неизбежно, его идеосинкразическое использование языка сохранилось только частично.

В книгу включено только шестнадцать лекций, они примерно соответствуют первым шестнадцати из двадцати семи, прочитанных Фейнманом. Мориниго и Вагнер подготовили записи всех двадцати семи лекций, но к концу академического года Фейнман просмотрел и исправил только первые одиннадцать. Очевидно, он тогда увлекся другими проектами и никогда больше не возвращался к редактированию этих записей. Таким образом, только записи первых одиннадцати лекций были в 1962–1963 году розданы студентам и репродуцированы для продажи в книжной лавке КалТеха в последующие годы.

В июле 1971 года для книжной лавки было подготовлено новое воспроизведение записей, и Фейнман разрешил включить в него следующие пять лекций. Новые лекции были предварены следующим предисловием:

> Широкий интерес к этим лекциям по гравитации вызвал их третье издание. Во время подготовки этого издания профессор Фейнман любезно разрешил включить в него следующие пять лекций. Эти лекции должны были следовать за предыдущими одиннадцатью в записях 1962–1963 гг., но они никогда не были удовлетворительно (sic) отредактированы и исправлены, настолько, чтобы профессор Фейнман почувствовал, что их включение необходимо.
>
> Эти лекции сохраняют свой черновой вид: кроме исправления минимальных ошибок в правописании, они остаются в том же виде, что и восемь лет назад — профессор Фейнман не про-

> верял их. Мы надеемся, что читатель будет иметь это в виду и будет рассматривать следующие лекции как информацию о том, что профессор Фейнман думал в то время, а не как авторизованное представление его работы.

Действительно, кажется правдоподобным, что Фейнман не проверял новые лекции детально. Например, четырнадцатая лекция содержит неправильное утверждение (обсуждаемое ниже), ошибочность которого он легко бы заметил в 1971 г. (или даже через несколько недель после прочтения этой лекции), если бы просмотрел записи. Таким образом, при чтении лекций 12–16 мы призываем читателей иметь в виду это предупреждение.

Поскольку Фейнман никогда не авторизовал размножение конспектов Мориниго и Вагнера для последних одиннадцати лекций, в этом томе они опущены. Эти последние лекции, главным образом, касались радиационных поправок в квантовой гравитации и в теории Янга-Миллса. Мы предполагаем, что Фейнман не хотел их распространять, потому что не был удовлетворен их содержанием.

Замечательно, что параллельно с этим курсом гравитации Фейнман также создавал и читал новаторский курс для второкурсников, курс, который позже воплотился в бессмертные второй и третий тома *Феймановских лекций по физике* [Feyn 63a]. Каждый понедельник Фейнман читал лекцию для второкурсников утром и лекцию по гравитации после обеда. Позднее на той же неделе он читал вторую лекцию для второкурсников и лекцию для ученых в исследовательских лабораториях Хьюджес в Малибу. Кроме этой преподавательской нагрузки и своих собственных исследований, Фейнман работал также над реферированием учебников для Комитета по образованию штата Калифорния, что само по себе являлось трудной задачей, как это живо описано в “*Вы, конечно, шутите, мистер Фейнман*” [Feyn 85]. Стивен Фраучи, который посещал лекции по гравитации в качестве молодого ассистента профессора КалТеха, вспоминал, как Фейнман позже говорил, что был “крайне опустошен” в конце 1962–1963 академического года.

Курс Фейнмана никогда не планировался как полное введение в общую теорию относительности, а некоторые лекции серьезно устарели. Большая часть материалов лекций 7–12 изложена более систематически и детально в других книгах. Почему же тогда следует публиковать эти лекции? Есть, по крайней мере, три весомые причины. Во-первых, нигде больше нет сравнимого педагогического изложения того необычного подхода к основаниям общей теории относительности, пионером которого (среди других) был Фейнман. Этот подход, представленный в лекциях 3–6, развивает теорию безмассового поля спина 2 (гравитона), взаимодействующего с тензором энергии-импульса материи и демонстрирует, что попытка сделать теорию самосогласованной неизбежно приводит к общей теории относительности Эйнштейна. (Именно благодаря этой демонстрации лекции стали прекрасно известны среди физиков). Во-вторых, лекции содержат ряд ярких отступлений об основаниях физики и другие места, которые делают их многое проясняющими и интересными для чтения. В-третьих, лекции имеют историческую ценность. В течение нескольких лет перед этим и во время чтения курса Фейнман много думал о фундаментальных проблемах гравитации, и очень полезно иметь запись его озарений и взглядов в это время. Некоторые из его мнений для нас, 32 года спустя, кажутся пророческими, тогда как другие, естественно, кажутся наивными или неправильными. В некоторых случаях его взгляды быстро менялись по мере чтения курса. Это особенно справедливо в отношении материала лекции 14 о релятивистских звездах, о котором мы ниже еще скажем.

Хотя эти лекции имеют особую ценность, так как они знакомят нас с взглядами Фейнмана на гравитацию, они *не являются* подходящими для начинающего студента, желающего выучить современную геометрическую формулировку общей теории относительности или вычислительные приемы и приложения этой теории. Такие авторы как Уолд [Wald, 84], Шутц [Schu 85] и Мизнер, Торн, Уилер [MTW 73] выполняют эту педагогическую задачу намного лучше. Даже догматически негеометрическая точка зрения, предпочитаемая Фейнманом, представлена более систематически и последовательно Вайнбергом [Wein 72], но не существует другого источника, содержащего уникальные озарения Фейнмана и его подход к основам предмета.

Данные записи лекций люди с различной подготовкой могут читать на различных уровнях:

- Чтобы понять лекции полностью, читатели должны обладать хорошей подготовкой по теоретической физике. Фейнман предполагал, что его аудитория знакома с методами квантовой теории поля, в степени достаточной для вывода из действия правил Фейнмана и для использования этих правил при вычислении древесных диаграмм. Однако, эти методы теории поля существенно используются только в лекциях 2–4 и 16, и даже в этих главах ключевые идеи могут быть усвоены без такой подготовки. Более того, остальные лекции могут читаться более или менее независимо.

- Для читателей с хорошей начальной подготовкой по физике лекции должны показаться очень понятными благодаря педагогическому мастерству Фейнмана. Однако, таким читателям придется ограничиться эвристическим усвоением некоторых более технических мест.

- Для поклонников Фейнмана, не слишком хорошо знающих физику, эти лекции также могут представлять большую ценность, хотя чтобы добыть ее, им потребуется продираться сквозь значительное количество технического материала, перемешанного с более земными идеями и пассажами.

Остальная часть этого предисловия, как и следующая глава, написанная Брайаном Хатфилдом, представляют собой краткий обзор лекций и обсуждение их связей с предшествовавшими исследованиями по гравитации и с последующими результатами. Так же как и сами лекции, наш обзор может быть прочитан на различных уровнях. Чтобы помочь читателям, которые не имеют хорошей подготовки по теоретической физике, мы отметили на полях некоторые особенно технические места предисловия, которые им может захотеться пропустить или только просмотреть.

Вывод уравнений поля Эйнштейна:

Во время чтения этих лекций Фейнман боролся за квантование гравитации, то есть, за синтез общей теории относительности и фундаментальных принципов квантовой механики. Весь подход Фейнмана к общей теории относительности сформирован его желанием прийти к квантовой теории гравитации настолько прямым путем, насколько это возможно. Для этой цели геометрические тонкости кажутся излишеством, в частности, обычный геометрический подход к гравитации упускает из виду аналогию между гравитацией и электродинамикой.

Благодаря проницательности мы можем прийти к классической электродинамике Максвелла, начав с наблюдения, что фотон является безмассовой частицей спина 1. Форма квантовой теории для безмассовой частицы спина 1, взаимодействующей с заряженной материей, весьма ограничена фундаментальными принципами, такими как лоренц-инвариантность и сохранение вероятности. Самосогласованная версия квантовой теории — квантовая электродинамика — подчиняется в классическом пределе классическим уравнениям поля Максвелла.

Воодушевленный этой аналогией Фейнман рассматривал квантовую теорию гравитации как "еще одну квантовую теорию поля", подобную квантовой электродинамике. Так, в лекциях 1–6 он спрашивает: можем ли мы найти разумную квантовую теорию поля, описывающую безмассовые кванты спина 2 (гравитоны), взаимодействующие с материей в обычном плоском пространстве-времени Минковского? Классический предел такой квантовой теории должен подчиняться эйнштейновским уравнениям общей теории относительности для классического гравитационного поля. Следовательно, чтобы получить вид классической теории, Фейнман обращается к особенностям квантовой теории, которая должна стоять за ней. Геометрические идеи входят в обсуждение Фейнмана только через "заднюю дверь" и развиваются преимущественно как технические инструменты, вспомогательные для задачи построения приемлемой теории. Так например, тензор кривизны Римана (краеугольный камень обычной формулировки общей теории относительности) вводится Фейнманом первоначально (э6.4) только в качестве средства для построения членов с желаемыми свойствами инвариантности в гравитационном действии. До са́мого э9.3 Фейнман не использует интерпретацию кривизны в терминах параллельного переноса касательного вектора к искривленному многообразию пространства-времени.

Одной из критических черт квантовой теории является то, что безмассовый гравитон спина 2 имеет только два состояния поляризации. Таким образом, классическое гравитационное поле также должно иметь только две динамические степени свободы. Однако, классическое поле, которое соответствует частице спина 2, является симметричным тензором $h_{\mu\nu}$ с 10 компонентами. В действительности, четыре из этих компонент h_{00}, h_{0i} с $i = 1, 2, 3$ являются нединамическими переменными, так что мы остаемся с шестью динамическими компонентами h_{ij} для описания двух физических состояний поляризации. Именно благодаря этому расхождению между числом состояний частицы и числом компонент поля, квантовая теория гравитации, и следовательно, также соответствующая классическая теория, подчинены сильным ограничениям.

Чтобы преодолеть это расхождение, необходимо включить в теорию избыточность, такую, что многие различные конфигурации классического поля описывают одно и то же физическое состояние. Другими словами, это должна быть калибровочная теория. Для безмассового поля спина 2 соответствующий калибровочный принцип является общей ковариантностью, которая ведет к теории Эйнштейна.

В лекции 3 Фейнман строит квадратичное действие безмассового поля спина 2, которое линейно взаимодействует с сохраняющимся тензором энергии-импульса. Он комментирует калибровочную инвариантность получившихся линейных уравнений поля в э3.7 и замечает в э4.5, что можно ввести нелинейное самодействие поля, требуя калибровочной инвариантности для амплитуд рассеяния. Но он не доводит эту программу до завершения. (Он замечает, что было бы трудно сделать это). Вместо этого для получения эйнштейновских нелинейных классических уравнений поля он использует совершенно другой метод — метод, который основывается на *самосогласованности.* Поскольку линейное полевое уравнение для *свободного* безмассового поля спина 2 с необходимостью обладает калибровочной инвариантностью (чтобы исключить нежелательные состояния поляризации), общие модификации такого полевого уравнения (такие как модификации, возникающие при взаимодействии поля спина 2 с материей) не имеют никаких решений. Новые члены в модифицированном уравнении должны удовлетворять нетривиальному *условию самосогласованности,* которое, в сущности, является требованием, чтобы новые члены удовлетворяли калибровочной симметрии. Этого условия согласованности оказывается достаточно, чтобы указать нам путь к специфическим нелинейным взаимодействиям Эйнштейна и к его соответствующему нелинейному полевому уравнению.

Более подробно: проблема, как она сформулирована в э6.2, состоит в том, чтобы найти функционал действия $F[h]$ для поля спина 2 $h_{\mu\nu}$, такой, чтобы уравнение гравитационного поля

$$\frac{\delta F}{\delta h_{\mu\nu}} = T^{\mu\nu} \qquad (\Pi.1)$$

было согласовано с уравнением движения материи. Здесь $T^{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи. В Лекции 3 Фейнман получает квадратичное выражение для F, которое дает согласованные линейные уравнения поля, если тензор энергии-импульса материи сохраняется (в смысле специальной теории относительности), $T^{\mu\nu}{}_{,\nu} = 0$. Затруднение состоит в том, что, поскольку поле $h_{\mu\nu}$ взаимодействует с материей, уравнение движения материи изменяется гравитационными силами, и $T^{\mu\nu}$ больше не сохраняется. Поэтому полевое уравнение для $h_{\mu\nu}$ и уравнение движения материи несовместны, у них нет общих решений. Это и есть проблема согласованности (линейной теории).

Требуя, чтобы полевое уравнение, которому подчиняется $h_{\mu\nu}$, было совместным с уравнением движения материи, Фейнман заключает, что к действию F следует добавить нелинейные поправки высших порядков. Требование согласованности может быть представлено в виде принципа инвариантности, которому должно подчиняться действие, и эта инвариантность оказывается, как раз, инвариантностью относительно общих координатных преобразований. Затем анализ Фейнмана становится вполне стандартным и приводит к выводу, что самым общим самосогласованным полевым уравнением, содержащим производные не выше второго порядка, является уравнение Эйнштейна (с космологической постоянной).

Получившиеся нелинейные поправки имеют красивую физическую интерпретацию. Без этих поправок гравитация не действует сама на себя. Когда нелинейные поправки требуемого вида включены, источником гравитационного поля становится (с точки зрения пространства Минковского) полный тензор энергии-импульса, включающий вклад самого гравитационного поля. Иначе говоря, выполняется (сильный) принцип эквивалентности. Закон сохранения для энергии-импульса материи принимает эйнштейновский ковариантный вид $T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0$, что эффективно допускает обмен энергий и импульсом между материей и гравитацией.

Мы знаем из замечаний Фейнмана на конференции в Чапел Хилл в 1957 году, что уже тогда он проделал вычисления, описанные в лекциях 2–6. Мюррей Гелл-Манн сообщает [Gell 89], что они с Фейнманом обсуждали вопросы квантовой гравитации во время рождественских каникул 1954–55, и что Фейнман уже к этому времени добился “заметного прогресса”.

Утверждение, что единственной разумной теорией взаимодействующего безмассового поля спина 2 является именно общая теория относительности (или теория, которая хорошо приближалась бы общей теорией относительности в пределе низких энергий) часто выдвигается и теперь. (Например, утверждается, что поскольку теория суперструн содержит взаимодействующую безмассовую частицу спина 2, она должна быть теорией гравитации). В действительности, Фейнман был не первым, кто выдвинул это утверждение.

Полевое уравнение для свободного безмассового поля спина 2 было получено Фирцем и Паули в 1939 году [FiPa 39]. Идея трактовки гравитации Эйнштейна как теории поля спина 2 в плоском пространстве может быть прослежена в литературе начиная с этого времени. Насколько мне, однако, известно, первой опубликованной попыткой *вывести* нелинейные взаимодействия теории Эйнштейна на этой основе была появившаяся в 1954 году статья Сурая Н. Гупты [Gupt 54]. Гупта заметил, что действие теории должно подчиняться нетривиальному условию совместимости, которое выполняется в общей теории относительности. Он, однако, не представил никаких детальных аргументов, подтверждающих *единственность* уравнений Эйнштейна.

Грубо говоря, аргументы Гупты были следующими: мы хотим построить теорию, в которой “источником”, взаимодействующим с безмассовым полем спина 2, $h_{\mu\nu}$, является тензор энергии-импульса, *включающий* энергию-импульс самого поля спина 2. Если источник выбран как тензор энергии-импульса ${}^2T^{\mu\nu}$ свободной теории поля (квадратичен по h), то взаимодействие этого источника с $h_{\mu\nu}$ индуцирует кубический член в лагранжиане. Этот кубический член в лагранжиане порождает соответствующий кубический член ${}^3T^{\mu\nu}$ в тензоре энергии-импульса, который затем включается в источник. Это порождает член четвертой степени ${}^4T^{\mu\nu}$ и так далее. Эта итерационная процедура порождает бесконечный ряд, который может быть просуммирован и дает полное нелинейное уравнение Эйнштейна. Гупта наметил эту процедуру, но, в действительности, не довел ее до завершения. Первая полная версия этого доказательства (и особенно элегантная) была опубликована в 1970 году Дезером [Dese 70].[2] Дезер также заметил, что подобным путем может быть выведена теория Янга-Миллса.

За несколько лет до работы Гупты, Роберт Крайчнан, тогда восемнадцатилетний студент МТИ, также изучал проблемы вывода общей те-

[2]см. также [BoDe 75] и [Dese 87].

ории относительности как самосогласованной теории безмассового поля спина 2 в плоском пространстве. Он описал свои результаты в неопубликованной диссертации на степень бакалавра 1946–47 гг. [Krai 47]. Крайчнан продолжил исследования этой проблемы в Институте высших исследований в Принстоне в 1949–50 гг. Он вспоминает, что хотя он получил определенную поддержку Брайса де Витта, очень немногие из коллег одобряли его усилия. Сюда, конечно, относится и сам Эйнштейн, которого пугал подход к гравитации, отвергавший собственные геометрические идеи Эйнштейна, достигнутые ценой больших усилий. Крайчнан не публиковал своих результатов до 1955 года [Krai 55, Krai 56], когда он, наконец, нашел удовлетворивший его вывод. В отличие от Гупты, Крайчнан не предполагал заранее, что гравитация взаимодействует с полным тензором энергии-импульса, напротив, как и Фейнман, он вывел этот результат как следствие согласованности уравнений поля. Кажется вероятным, что Фейнман ничего не знал о работах Гупты и Крайчнана.

Мы должны сделать вывод, что анализ Фейнмана был далеко не самым общим (и был значительно менее общим, чем проделанный Крайчнаном). Он использовал частный вид действия материи (релятивистскую частицу) и предполагал строго линейное взаимодействие поля спина 2 с материей (которое не было бы возможным для более общего действия материи). В особенности, мы отметим, что все физические предсказания теории остаются в силе при нелинейных локальных преобразованиях поля спина 2 h, мы вправе заменять $h_{\mu\nu}(x)$ на $\tilde{h}_{\mu\nu}(h(x)) = h_{\mu\nu}(x)+\mathcal{O}(h(x)^2)$. Фейнман неявно исключил свободу делать такие переопределения полей, требуя, чтобы взаимодействие с материей было линейным по h. (Переопределения полей детально рассматриваются Боулвером и Дезером [BoDe 75].) Значительно более общий анализ условия согласованности полевых уравнений, проделанный много позже Уолдом [Wald 86], приводит, в конце концов, к заключениям, подобным тем, которые были сделаны Крайчнаном и Фейнманом.

Совершенно отличный подход к выводу формы гравитационного действия был развит Вайнбергом [Wein 64a, Wein 64b]. Из весьма обоснованных предположений о свойствах аналитичности гравитон-гравитонных амплитуд рассеяния Вайнберг получил, что теория взаимодействующего безмассового поля спина 2 может быть лоренц-инвариантной только если частица взаимодействует с материей универсально, другими словами, если выполняется сильный принцип эквивалентности. В некотором смысле, аргумент Вайнберга является наиболее глубоким и наиболее сильным из всех, так как свойство, что гравитон взаимодействует с тензором энергии-импульса, выводится из других, совершенно общих принципов. Как только установлен принцип эквивалентности, можно переходить к построению эйнштейновской теории (см. [Wein 72]).

Наконец, имеется вопрос о том, как следует исключать из лагранжиана члены, содержащие производные $h_{\mu\nu}$ выше второго порядка. Фейнман мало что говорит об этом, за исключением замечания в э6.2, что включение только членов с двумя и не более производными ведет к “простейшей” теории. (См. также э10.3 где имеется близкое замечание в другом контексте.) Он, по-видимому, не предвидел современной точки зрения [Wein 79], что члены с бóльшим числом производных должны присутствовать, но они оказывают минимальное воздействие на предсказания теории, если кривизна пространства-времени мала. Философия, стоящая за этим взглядом, заключается в том, что лагранжиан теории Эйнштейна — это просто “эффективный лагранжиан”, описывающий низкоэнергетическую феноменологию более фундаментальной теории, теории, которая может содержать новые степени свободы (суперструны?) на масштабах порядка планковской длины $L_p = (G\hbar/c^3) \simeq 10^{-33}$ см. В эффективном лагранжиане допускаются все члены, не противоречащие общим принципам, включая члены с произвольным числом производных. Однако, по соображениям размерности, член с бóльшим числом производных будет входить с коэффициентом, пропорциональным более высокой степени L_p. Поэтому в процессе с характерным радиусом кривизны L члены с четвертыми производными в лагранжиане приводят к эффектам, подавленным фактором порядка $(L_p/L)^2$, который весьма мал для любого мыслимого процесса. Теперь нам легко понять, почему усеченная теория, содержащая только члены с производными не выше второго порядка, отлично согласуется с опытом.

С другой стороны, то же самое рассуждение заставляет предполагать существование “космологического” члена (без производных) с коэффициентом порядка единицы в единицах L_p. То, что космологическая постоянная в действительности чрезвычайно мала, по сравнению с этими наивными ожиданиями, остается одной из великих неразрешенных загадок физики гравитации [Wein 89].

Геометрия:

После завершения поиска осмысленной теории, описывающей взаимодействия безмассового поля спина 2 в плоском пространстве, Фейнман не упускает случая выразить восторг (в э8.4) тем, что полученная теория имеет геометрическую интерпретацию: "... факт состоит в том, что поле спина два имеет эту геометрическую интерпретацию; это совсем не очевидно, это просто изумительно". Развитие теории в Лекциях 8–10 использует язык геометрии и является намного более традиционным, чем подход предыдущих лекций.

В э9.3 Фейнман замечает, что ему неизвестна геометрическая интерпретация тождества Бианки, и намечает, как она могла бы быть обнаружена. Геометрическая интерпретация, которую он предвидел, была в действительности неявно дана в 1928 году в работе французского математика Эли Картана [Cart 28], однако, в 1962 году она была практически неизвестна физикам, включая и специалистов по теории относительности, к тому же, она была выражена на языке дифференциальных форм, которым не владел Фейнман. Интерпретация Картана, что "граница границы равна нулю", была наконец извлечена из рассуждений Картана Чарлзом Мизнером и Джоном Уилером в 1971 году и с тех пор сделана ими общедоступной, например, в главе 15 [MTW 73] на техническом уровне и в главе 7 [Whee 90] на популярном уровне.

Космология:

Некоторые из идей Фейнмана о космологии имеют современное звучание. Хорошим примером служит его отношение к происхождению материи. Идея непрерывного рождения материи в космологии стационарного состояния не оказала на него серьезного влияния (и он замечает в э12.2, что космология Большого Взрыва также стоит пред проблемой объяснения, откуда *вначале* взялась вся материя). В э1.2 и снова в э13.3 он подчеркивает, что полная энергия Вселенной могла бы в действительности быть нулем и что рождение материи возможно, поскольку положительная энергия покоя материи уравновешивается ее отрицательной гравитационной потенциальной энергией. "Здорово думать, что *ничего* не стоит породить новую частицу..." Это близко к популярной современной точке зрения, что Вселенная — это "бесплатный обед", ничто или почти ничто раздувается до космологических размеров благодаря чуду инфляции [Guth 81]. Фейнман больше озабочен тем, что если Вселенная появляется из “ничего”, то барионный заряд не должен сохраняться.

Фейнман в э13.1 также отдает предпочтение “критическому” значению плотности Вселенной, это мнение, которое теперь широко распространено [LiBr 90]. В э13.2 он приводит интересный (и качественно правильный) аргумент в пользу того, что плотность близка к критической: он замечает, что существование кластеров и суперкластеров галактик означает, что “гравитационная энергия имеет тот же самый порядок как и кинетическая энергия расширения, это подсказывает мне, что средняя плотность должна быть всюду очень близка к критической”. Это было весьма новаторское рассуждение для 1962 года.

Очевидно, что уже в начале 60-х годов Фейнман понимал необходимость новых фундаментальных физических принципов, из которых выводились бы предписания для начальных условий Вселенной. В начале этих лекций, в э2.1, он отвлекается в сторону оснований статистической механики, чтобы высказать свое заключение, что второй закон термодинамики должен иметь космологическое происхождение. Обратите внимание на его замечание: “Вопрос в том, как в квантовой механике сформулировать идею, что состояние Вселенной в прошлом было в чем-то специальным”. (Подобное предвидение также появляется в *Фейнмановских лекциях по физике* [Feyn 63a] и в *Характере физических законов* [Feyn 67], которые относятся к тому же периоду.) Таким образом, Фейнман, кажется, предвидел увлечение квантовой космологией, которое охватило часть сообщества физиков примерно двадцатью годами позже. Он также подчеркивал, в э1.4 и э2.1, непригодность копенгагенской интерпретации квантовой механики для космологии.

Суперзвезды:

В 1962–63 годах, когда Фейнман читал свои лекции по гравитации, КалТех был наводнен слухами о новых открытиях относительно “сильных радиоисточников”.

В течение 30 лет астрономы были озадачены характером этих самых сильных из всех испускающих радиоволны объектов. В 1951 Уолтер Баад [Baad 52] использовал новый 200-дюймовый оптический телескоп КалТеха на горе Паломар, чтобы обнаружить, что самый яркий из радиоисточников, Лебедь (Cygnus) A, — не звезда (как ожидали астрономы) из нашей собственной галактики, а скорее связан с особой, несколько отдаленной, галактикой. Двумя годами позже, Дженнисон и Дас Гупта [JeDG 53], изучая Лебедь А с помощью нового радиоинтерферометра в Йодрел Банк, Англия, обнаружили, что большинство радиоволн приходит не от внутренности отдаленной галактики, а от двух гигантских лепестков на противоположных сторонах галактики, приблизительно, размера 200 000 световых лет и удаленных на расстояние 200 000 световых лет. Радиоинтерферометр КалТеха Овенс Валлей вступил в действие в конце 1950-х, и в 1962–63, в год лекций Фейнмана по гравитации, он использовался, вместе с 200-дюймовым интерферометром Паломар, для распознавания многих других двухлепестковых радиоисточников.

Некоторые из них, подобно Лебедю А, были сосредоточены на галактиках, другие — на звездоподобных точечных источниках света (которые, как обнаружил сотрудник КалТеха Маартен Шмидт 5 февраля 1963 года, имели огромные красные смещения [Schm 63], и которые Хонг-Йи Чиу позже в том же году окрестил *квазарами*). В 1962 году и в начале 1963, в то время как астрономы КалТеха соревновались друг с другом в том, чтобы сделать новые и лучшие наблюдения этих странных объектов и интерпретировать их спектры, астрофизики соревновались в построении моделей.[3]

Одна особенно многообещающая модель, придуманная летом 1962 Фредом Хойлом из Кембриджа и Уильямом Фаулером из КалТеха [HoFo 63], утверждала, что мощность каждого сильного радиоисточника исходит от супермассивной звезды в центре галактики. Потрясающая энергия радиолепестков (оцененная Джеффри Барбиджем как лежащая в пределах от 10^{58} до 10^{60} эрг, то есть, эквивалентная энергии от 10^4 до 10^6 солнечных масс) требовала, чтобы звезда имела массу в интервале от 10^6 до 10^9 солнц. По сравнению со 100 солнечными массами верхнего предела для нормальных звезд, эти объекты Хойла-Фаулера были действительно "супермассивны". В некоторых кругах их называли *суперзвездами*.

Как-то в начале 1963 (возможно, в феврале или марте), Фред Хойл делал сообщение на семинаре SINS[4], в Лаборатории излучения Кэллога в КалТехе, о модели суперзвезды для сильных радиоисточников. Во время

[3] Для дальнейших исторических деталей см., например, Главу 9 [Thor 94] и приведенные там ссылки.

[4] "Внутренности звезд и нуклеосинтез (Stellar Interiors and Nucleosynthesis)", серия семинаров, организованных и проведенных Фаулером. (Буквальный перевод: sins=грехи)

обсуждения Ричард Фейнман возразил, что эффекты общей теории относительности сделали бы все суперзвезды неустойчивыми, по крайней мере, если бы они не вращались. Они разрушились бы, чтобы сформировать то, что мы теперь называем черными дырами.

Хойл и Фаулер усомнились в этом, но за несколько месяцев, и они, и независимо Ицко Ибен [Iben 63] (старший научный сотрудник Фаулера в Кэллог Лаборатории), убедились, что Фейнман, вероятно, был прав, а С. Чандрасекар [Chan 64] в Университете Чикаго независимо обнаружил общую релятивистскую неустойчивость и проанализировал ее исчерпывающим образом.

Для Хойла и Фаулера, замечание Фейнмана было как "гром с ясного неба", полностью непредвиденным и без какого-либо очевидного основания, кроме удивительной физической интуиции Фейнмана. Фаулер был так увлечен, что потом описывал семинар и проницательность Фейнмана многим коллегам во всем мире, добавив этим еще один (истинный) рассказ к фейнмановской легенде.

Фактически, интуиция Фейнмана не была взятой с потолка. Здесь, как и всегда, она была, в сильной степени, основана на детальных вычислениях, мотивированных любопытством Фейнмана. И здесь, в отличие от других случаев, Фейнман оставил нам детальный отпечаток одного из моментов борьбы, которая привела его к открытию: Лекцию 14 из этого тома.

Мы собрали вместе обстоятельства, окружавшие Лекцию 14, в значительной степени благодаря записям января 1963 и памяти Ицко Ибена, плюс беседа, приблизительно в 1971 году, между Фейнманом и Торном, а также сообщениям Джеймса Бардина, Стивена Фраучи, Джеймса Хартла и Уильяма Фаулера:

Примерно в конце 1962 г. или в начале января 1963 г., Фейнману, должно быть, стало ясно, что на суперзвезды Хойла-Фаулера существенное влияние могут оказывать силы общей теории относительности. Согласно записям Ибена, Фейнман пришел в его кабинет в Лаборатории Кэллога как-то перед 18 января и поднял вопрос о том, как общая теория относительности влияет на суперзвезды, он показал Ибену общерелятивистские уравнения, управляющие структурой суперзвезды, которые Фейнман вывел для себя из первых принципов, и спросил, что думают астрофизики, такие как Ибен, относительно построения ньютоновских звездных моделей из аналогичных уравнений Ньютона. После обсуждения Фейнман ушел и затем вернулся несколькими днями позже, где-то в течение недели 21–25 января. “Фейнман изумил меня,” вспоминает Ибен, “придя и сообщив мне, что он [уже] решил ... уравнения. Он сказал мне, что он давал некую консультацию для компьютерной фирмы и решил уравнения в режиме реального времени на том, что, должно быть, было версией рабочей станции того поколения”.

В понедельник 28 января, имея только несколько дней, чтобы подумать относительно своих численных решений (и возможно потратив много времени на другие дела, так как он также должен был готовиться к лекции по физике для второкурсников в тот же самый понедельник), Фейнман прочитал Лекцию 14 из этого тома. (Заметьте, что это было всего восемью днями раньше открытия Маартеном Шмидтом красного смещения квазара.)

Лекция 14 оказалась в центре битвы Фейнмана за вычисление того, как должны себя вести суперзвезды, и она состоялась *прежде*, чем он понял, что общая теория относительности дестабилизирует их. В результате, некоторые части его интерпретации в Лекции 14 (э14.3 и э14.4) в значительной степени неправильны, но неправильны интересным образом, демонстрирующим интуитивный подход Фейнмана к решению задач.

Фейнман никогда не рассматривал письменную версию Лекции 14 Мориниго-Вагнера, и в 1971, когда он одобрил для распространения Лекции 12–16, он возможно забыл, что часть Лекции 14 была только докладом о ходе работы, которая еще не принесла плодов.

Фейнман начинает Лекцию 14, вводя модель суперзвезды “которая является очень простой и все же может обладать многими признаками реальных объектов. После того, как мы поймем, как решать простую задачу, мы сможем позаботиться об усовершенствованиях модели”. (Усовершенствования — влияние электрон-позитронных пар, испускание нейтрино, ядерное горение, вращение и нестабильности — были добавлены позже, в 1963–64 годах Ибеном [Iben 63], Куртисом Майклом [Mich 63], Фаулером [Fowl 64] и Бардином [Bard 65], при большом влиянии и участии Фейнмана.)

Поскольку цель Фейнмана состояла в том, чтобы изучить эффекты общей теории относительности, его модель суперзвезды является полностью общерелятивистской, по контрасту с предыдущими моделями Фаулера-Хойла, которые были ньютоновскими. С другой стороны, там где Фаулер и Хойл включали вклады и газа, и излучения в давление звезды p и во внутреннюю плотность энергии ϵ, Фейнман упрощает, игнорируя $p_{\text{газа}}$ и $\epsilon_{\text{газа}}$. Это кажется разумным, так как главный интерес Фейнмана фокусировался на суперзвезде с массой $M = 10^9 M_{\text{Солнца}}$, а Хойл и Фаулер показали, что в ньютоновых предельных суперзвездах строго доминирует излучение

$$\beta \equiv \frac{p_{\text{газ}}}{p_{\text{излучение}}} = \frac{2\epsilon_{\text{газ}}}{\epsilon_{\text{излучение}}} = 8.6\left(\frac{M_{\text{Солнца}}}{M}\right)^{1/2} \simeq 3\times 10^{-4}\left(\frac{10^9 M_{\text{Солнца}}}{M}\right)^{1/2}. \tag{\textit{П}.2}$$

(Здесь, для простоты, газ принят за чистый водород.) Поскольку эти звезды являются глубоко конвективными, их энтропия на один нуклон не зависит от радиуса, что означает, что p, которое есть $8\times$ (постоянная Больцмана) / (энтропия на нуклон), также не зависит от радиуса, и это, как Фейнман знал, остается истинным и в полностью релятивистском режиме, хотя уравнение (П.2) изменяется на множитель порядка единицы.

Аппроксимировав нулями $p_{\text{газа}}$ и $\epsilon_{\text{газа}}$, Фейнман переходит, в э14.1 и э14.2 Лекции 14 к построению общерелятивистских уравнений для структуры суперзвезды, он сообщает, что проинтегрировал их численно и представляет свои результаты в Таблице 14.1. Эта таблица должна пониматься с помощью уравнений (14.2.1), в которых параметр Фейнмана τ есть

$$\tau = \frac{4/3}{\text{энтропия на нуклон}} = \left(\frac{\text{масса покоя нуклона}}{\text{постоянная Больцмана}}\right)\frac{\beta}{6} \simeq 1800\beta, \tag{\textit{П}.3}$$

так как Фейнман использует единицы, в которых масса покоя нуклона и 10^9°K равны 1.

При обсуждении моделей Фейнмана и его (mis) интерпретации их будет полезен Рис. l. Этот рисунок показывает некоторые черты совокупности моделей суперзвезды, построенных Фейнманом (толстая кривая), вместе с их расширениями на ультрарелятивистский режим (верхняя тонкая кривая) и на почти ньютоновский режим (нижняя тонкая кривая), это обобщения, которые были рассчитаны позже Ибеном [Iben 63], Фаулером [Fowl 64], Бардином [Bard 65] и Тупером [Toop 66]. По вертикальной оси отложена отрицательная гравитационная энергия связи звезды, горизонтально — радиус звезды. В почти ньютоновском режиме (заштрихованная область кривой энергии связи), который Фейнман не использует, $p_{\text{газа}}$ и $\epsilon_{\text{газа}}$ нельзя пренебречь, и энергия связи дается (как показал Фаулер [Fowl 64] в ответ на "гром с ясного неба") следующим деликатным равновесием между газовыми эффектами (первый член) и эффектами общей теории относительности (второй член):

$$\frac{M - M_{\text{покоя}}}{M_{\text{покоя}}} \simeq -\frac{3\beta}{8}\left(\frac{2M}{R}\right) + 1.3\left(\frac{2M}{R}\right)^2. \qquad (П.4)$$

Здесь $2M$ — шварцшильдовский радиус черной дыры с той же самой массой M, как у суперзвезды.

Интерпретацию своих моделей (э14.3) Фейнман начинает, задаваясь вопросом об эволюции суперзвезды, которая содержит установленное число нуклонов (то есть, фиксированную нуклонную массу покоя $M_{\text{покоя}}$, и постепенно излучает тепловую энергию, вследствие этого теряя полную массу M и становясь более сильно связанной. Он получает странную эволюцию: когда звезда излучает, ее радиус увеличивается (движение вправо и вниз вдоль толстой кривой Рис. 1), а центральная температура идет вниз. Это противоположно поведению большинства звезд, которые сжимаются и нагреваются во время излучения, если они не сжигают топливо. (Если бы, вместо того, чтобы иметь дело с полностью релятивистской областью слева от минимума кривой связи, Фейнман сохранял газовые эффекты и вычислял почти ньютоновскую область справа, он нашел бы противоположное поведение: суперзвезда сжималась бы и нагревалась при излучении.)

Затем Фейнман задается вопросом, являются ли его модели суперзвезды устойчивыми. "Стабильность нашей звезды не изучалась [количественно]", подчеркивает он и затем продолжает излагать свои первоначальные соображения по этому вопросу:

"[Модели, которые имеют] одно и то же число нуклонов и одно и то же τ [ту же самую энтропию], могут сравниваться между собой по радиусу и центральной температуре. Тот факт, что имеется, очевидно, минимальный радиус [крайний левый изгиб на Рис. 1] ..., является очень соблазнительным, звезда может иметь устойчивое положение". Фейнман здесь приближается к методу анализа стабильности, который будет усовершенствован через год или немного позже, Джеймсом Бардином, когда Бардин станет аспирантом Фейнмана. Усовершенствованная Бардином

Рис. 1: Энергии связи суперзвезд, состоящих из водорода. По вертикальной оси слева отложена энергия связи звезды с противоположным знаком, то есть, $(M - M_{\text{покоя}})/M_{\text{покоя}}$, где M — полная масса звезды, а $M_{\text{покоя}}$ является полной массой покоя всех нуклонов, горизонтально сверху отложен радиус звезды R в единицах шварцшильдовского радиуса $2M$ черной дыры той же массы. Левый и верхний масштабы имеют силу в белой области для суперзвезд любой массы, но в (почти ньютоновской) заштрихованной области только для $M = 10^6 M_{\text{Солнца}}$. Вертикально справа отложена отрицательная энергия связи звезды в единицах массы Солнца $M_{\text{Солнца}}$, внизу — $R/2M$, умноженное на отношение β газового давления к полному давлению. Правый и нижний масштабы имеют силу для суперзвезд любой массы в почти ньютоновской заштрихованной области, но они терпят неудачу в полностью релятивистской белой области. Вертикальный масштаб — арктангенсный, то есть, он почти линейный для $|(M - M_{\text{покоя}})/M_{\text{Солнца}}| \lesssim 1$ и логарифмический для $|(M - M_{\text{покоя}})/M_{\text{Солнца}}| \gtrsim 1$. Толстая часть кривой получена из вычислений Фейнмана в Лекции 14, тонкие части получены Фаулером [Fowl 64], Ибеном [Iben 63], Бардином [Bard 65] и Тупером [Toop 66].

версия этого аргумента [Bard 65, BTM 66] показывает, что если двигаться вдоль кривой энергии связи, ограничивая себя звездами фиксированной $M_{\text{покоя}}$, энтропия изменяется от одной модели к другой, всюду кроме окрестностей каждого минимума или максимума связи, где она стационарна. Это означает, что звезда обладает модой деформации нулевой частоты в каждом минимуме или максимуме, модой, которая переносит ее от одной модели равновесия к другой с той же самой энтропией, энергией связи и массой покоя. Это, в свою очередь, означает, что одна мода радиальных колебаний изменяет стабильность в каждом экстремуме связи. Исследуя форму, которую должны принимать собственные функции мод, Бардин выводит, что если кривая связи загибается по часовой стрелке, проходя через экстремум, то мода становится неустойчивой, а если против часовой стрелки, то мода устойчива. (Эта формулировка справедлива независимо от направления, в котором проходится кривая.) Анализ Бардина, будучи приложен к Рис. 1, показывает, что почти ньютоновы модели внизу справа (которые сжимаются при излучении) устойчивы, и что они должны терять стабильность и коллапсировать с формированием черной дыры, когда достигают минимума кривой связи, модели вне минимума (включая все модели Фейнмана) обладают одной неустойчивой модой радиальной пульсации, модели за первым пиком кривой связи (верхняя левая часть Рис. 1) обладают двумя нестабильными модами, и т.д.

Фейнман, конечно, не знал этого 28 января 1963 года, так что он продолжает в Лекции 14 изучать стабильность своих моделей другими методами. Он предлагает взять одну из его моделей суперзвезды с барионной массой покоя $M_{\text{покоя}}$ и разделить ее на две суперзвезды, каждая с массой покоя $M_{\text{покоя}}/2$, сохраняя фиксированной энтропию на один нуклон. “Получим ли мы полезную работу в результате этого процесса, или мы должны будем сами совершить работу, чтобы получить распад [звезды]?” Из своей Таблицы 1 и уравнений (14.2.1) он выводит, что “эти два объекта ... были бы более массивны, то есть, от нас требуется совершить работу, чтобы разбить эту систему. Это предполагает, что звезда не может сбросить с себя материю, а должна удерживать ее вместе, одним большим куском”, то есть, звезда должна быть устойчива.

На первый взгляд, это кажется неотразимым аргументом. Однако, фактически это впечатление обманчиво (как Фейнман, возможно, осознал где-нибудь между этой лекцией и семинаром Хойла). Две новые звезды, которые Фейнман получил в результате расщепления исходной звезды, находятся намного выше жирной кривой энергии связи на Рис. 1, то есть, они более релятивистские, чем первоначальная звезда. Однако, имеются также две звездные модели, с теми же самыми массами покоя и энтропиями на нуклон, находящиеся на устойчивой, почти ньютоновской ветви кривой связи в нижнем правом углу Рис. 1. Если первоначальная звезда была разбита на эти две звезды, то энергия будет освобождена, что справедливо предполагает, что первоначальная звезда была фактически неустойчива. Фейнман упустил это, потому что ни он сам, ни кто-либо еще 28 января 1963, не знал форму кривой энергии связи в заштрихованной области. Разумно предполагать, однако, что до семинара Хойла он достаточно разобрался, чтобы найти ошибку.

Поставив неверный диагноз относительно стабильности своих звезд, Фейнман продолжает в э14.4 предлагать направления для будущего исследования суперзвезд. Он начинает с предложения вариационного принципа, при помощи которого можно было бы строить модели равновесия полностью релятивистских, изэнтропических суперзвезд: "рассчитайте конфигурацию наименьшей массы при заданном числе нуклонов" (и фиксированной энтропии на нуклон). Двумя годами позже Джон Кок [Cock 65], работавший в Париже и, возможно, не знакомый с предложением Фейнмана, развил детальный вариационный эквивалент принципа Фейнмана (удерживающий массу и число нуклонов фиксированными и максимизирующий энтропию) и использовал его для построения релятивистских звездных моделей.

Фейнман продолжает в э14.4: "После того, как мы исследовали статические решения, мы можем обратить наше внимание к полной динамической задаче. Дифференциальные уравнения ужасны". Фейнман, фактически, решил некоторые из этих уравнений для себя. Они были позже независимо получены и численно решены Михаилом Подурецом [Podu 64) в СССР, Майклом Меем и Ричардом Уайтом [MaAVh 66] в Соединенных Штатах, используя наследство компьютерных программ, развитых при работе над проектом термоядерного оружия. Результат известен: звезды, обладающие релятивистской неустойчивостью Фейнмана-Чандрасекара, коллапсируют с образованием черных дыр.

Еще приблизительно 10 лет после фейнмановской Лекции 14, быстро вращающиеся суперзвезды оставались сильным конкурентом на рынке моделей электростанций для квазаров и сильных радиоисточников. Но постепенно, в 1970-х, господство завоевали модели, основанные на быстро вращающихся, супермассивных черных дырах, и сегодня суперзвезды вообще принимаются во внимание лишь как очаровательные, но кратковременные объекты в ходе эволюции ядра галактики к формированию супермассивной черной дыры, которая затем возникает, чтобы стать доминирующей, см. [Thor 94].

Черные дыры:

Концепция черных дыр только начала появляться в начале 60-х, и взгляды Фейнмана, возможно, несколько отставали от времени. Поэтому, наиболее устаревшими лекциями, вероятно, являются 11-я и 15-я, где обсуждается решение Шварцшильда и его применения.

В некотором смысле, то что мы сейчас называем черной дырой, стало известным уже в 1916 году, когда Карл Шварцшильд открыл свое решение эйнштейновских полевых уравнений [Schw 16]. Но еще десятилетия спустя большинство физиков упорно сопротивлялось радикальным следствиям шварцшильдовского решения. (Сюда относится и сам Эйнштейн, написавший в 1939 году неудачную статью, утверждающую, что черные дыры не могут существовать [Eins 39].) Даже красивый и исчерпывающий анализ (также в 1939) гравитационного коллапса, сделанный Оппенгеймером и Снайдером [OpSn 39], многие годы имел очень малое влияние. Оппенгеймер и Снайдер изучили коллапс сферически симметричной “звезды” постоянной плотности с нулевым давлением и заметили, что сжатие звезды, с точки зрения стационарного наблюдателя, остающегося снаружи, будет замедляться и окончательно заморозится, когда поверхность звезды достигнет критической сферы Шварцшильда. Они также ясно показали, что никакого замерзания сжатия не увидят наблюдатели, падающие вместе с материей, эти наблюдатели пересекут критическую сферу за конечное собственное время и поэтому не смогут послать никакого светового сигнала наружным наблюдателям. Это решительное различие между описаниями в двух системах отсчета было исключительно трудно понять. Два этих описания не были ясным образом объединены до 1958 года, когда Давид Финкельштейн [Fink 58] проанализировал решение Шварцшильда, используя координатную систему, которая облегчила одновременное наглядное представление мировых линий частиц пыли, падавших внутрь через критическую сферу, и мировых линий выходящих фотонов, которые застывали на ней. Этот анализ обнаружил необычную “причинную структуру” пространства-времени Шварцшильда: ничто из находящегося внутри горизонта не может избежать увлечения внутрь сфер все меньшей и меньшей площади. Появившаяся картина объяснила (некоторым), что если звезда сжалась сильнее, чем ее критическая поверхность, то коллапс и образование пространственно-временной сингулярности неизбежны. То, что это действительно верно, независимо от каких-либо идеализирующих предположений, типа сферической симметрии и нулевого давления, было доказано Роджером Пенроузом в 1964 году [Penr 65].

Таким образом, время лекций Фейнмана было, к несчастью, как раз перед "золотым веком" исследований по черным дырам, которые вот-вот должны были начаться и в следующем десятилетии дать много замечательных результатов. Эти открытия, которых никто не ожидал в 1962–63, полностью изменили изучение общей теории относительности и помогли создать новую дисциплину — релятивистскую астрофизику.

Взгляды Фейнмана на решение Шварцшильда в 1962–63 году сформировались под сильным влиянием Джона Уилера. Многие годы Уилер чувствовал, что выводам Оппенгеймера и Снайдера нельзя доверять, он считал их физически неприемлемыми. Даже в 1958 году он утверждал, что если взять при анализе гравитационного коллапса более реалистическое уравнение состояния, то получатся качественно отличные результаты [HWWh 58]. (Эти взгляды стали менее категоричными, когда была адекватно изучена причинная структура геометрии черной дыры.) Постепенно, однако, Уилер пришел к принятию неизбежности того, что при гравитационном коллапсе образуется черная дыра, в согласии с выводами Оппенгеймера-Снайдера. (Это изменение точки зрения стало возможным благодаря открытиям Мартина Крускала [Krus 60], который, независимо от Финкельштейна, также выяснил причинную структуру черной дыры; в действительности, оказавшая большое влияние статья Крускала была написана, в значительной степени, Уилером, хотя открытия и расчеты принадлежали Крускалу.) Но в течение тех лет пока он оставался скептиком Уилер реагировал характерным способом — он редко упоминал результаты Оппенгеймера-Снайдера в своих публикуемых работах. Фейнман в э11.6 замечает, что было бы интересно изучить коллапс пыли. Он, по-видимому, не знал, что за 23 года до этого Оппенгеймер и Снайдер детально рассмотрели эту задачу! В э15.1 Фейнман рассуждает, основываясь на (некорректном!) анализе Лекции 14, что звезда, состоящая из "реальной материи" никогда не может коллапсировать под свою критическую сферу.

Фейнман делает несколько ссылок на программу "геометродинамики", развиваемую Уилером с середины 50-х годов и по-прежнему проталкиваемую (может быть, менее настойчиво) в 1962, см. [Whee 62]. Уилер и его соавторы надеялись интерпретировать элементарные частицы как геометрические объекты, возникающие из (квантовых версий) классических решений гравитационных полевых уравнений без материи. Уилера особенно привлекала идея “заряда без заряда”, он заметил, что если силовые линии электрического поля захвачены нетривиальной топологией “кротовой норы” в пространстве, тогда каждый выход из норы представляется точечным заряженным объектом наблюдателю, разрешающей способности которого не хватает, чтобы разглядеть этот выход [MiWh 57]. Уилер подчеркивал, что решение Шварцшильда имеет пространственные сечения, в которых две асимптотически плоские области связаны узкой горловиной, и оно, таким образом, дает модель открытой им геометрии кротовой норы.

Ясно, что Фейнман не был увлечен идеями кротовых нор, он описывает их кратко в э11.5, и затем снова в э15.1 и э15.3. Заметьте, что Фейнман называет звезду, запертую внутри своего гравитационного радиуса, “кротовой норой”, термин “черная дыра” был пущен в обращение (Уилером) в 1967 году. Для того, что мы теперь называем “горизонтом” черной дыры, Фейнман использует старый термин “сингулярность Шварцшильда”. Это особенно неудачное название, поскольку его можно перепутать с настоящей сингулярностью, областью бесконечной кривизны пространства-времени в центре дыры. Фейнман нигде явно не обсуждает истинную сингулярность.

В 1962 году причинная структура решения Шварцшильда была понята очень хорошо. Она подробно разъясняется Фуллером и Уилером [FuWh 62] в статье, которую Фейнман упоминает и на которой основан э15.1. (Эта работа, одна из очень немногих, цитируемых в лекциях Фейнмана, использует координаты Крускала для построения полной аналитически продолженной геометрии Шварцшильда и представляет “диаграмму Крускала”, которая сжато иллюстрирует свойства времениподобных и нулевых геодезических.) Фейнман цитирует основной вывод, что решение Шварцшильда не является, в действительности, кротовой норой того вида, в котором заинтересован Уилер, потому что горловина норы, на самом деле, является динамической и сожмется до того, как какая-либо частица пройдет через нее. Однако, статья Фуллера-Уилера не упоминала никаких общих приложений этой причинной структуры к проблеме гравитационного коллапса, и Фейнман нигде не обнаруживает предчувствия этих приложений.

Можно также видеть из замечаний Фейнмана в э15.2 и э15.3, что он не понимал причинной структуры заряженной черной дыры ("Райсснера-Нордстрема"), которая была получена в 1960 году Грейвзом и Бриллом [GrBr 60]. Обратите внимание на замечание: "... нельзя исключить, что может оказаться, что отраженная частица выйдет обратно раньше, чем она вошла!" На самом деле, в аналитически продолженной геометрии геодезические уходят в "новую Вселенную" за конечное собственное время, а не появляются обратно из черной дыры (см. например, [HaEl 73]). Однако, внутренность этого решения, как известно, нестабильна относительно возмущений общего вида [ChHa 82], для реалистического случая черной дыры, образовавшейся при гравитационном коллапсе, ситуация будет качественно отличной и до сих пор не вполне понятой, хотя кажется очень вероятным, что сердцевина дыры настолько сингулярна, что ничто не может пройти сквозь нее в "новую Вселенную", по крайней мере, в рамках общей теории относительности [BBIP 91].

Гравитационные волны:

Даже в 1957 году, на конференции в Чапел Хилл, было еще возможным серьезное обсуждение вопроса, действительно ли теория Эйнштейна предсказывает существование гравитационного излучения [DeWi 57]. Эта путаница возникла в большой степени оттого, что строгое определение энергии, переносимой гравитационными волнами является очень сложным, затруднение состоит в том, что гравитационная энергия не может быть представлена интегралом от локально измеримой величины.

В Чапел Хилл Фейнман рассматривал этот вопрос с прагматической точки зрения, описывая, как, в принципе, можно создать гравитационную антенну, которая поглощала бы энергию, переносимую волной [DeWi 57, Feyn 57]. В Лекции 16 он, очевидно, подходит к описанию варианта такого устройства, когда записи внезапно обрываются: "Мы можем определенно показать, что они действительно нагревают стенку, так что нет никакого сомнения в том, что они несут энергию". Вариант антенны Фейнмана был опубликован Бонди [Bond 57] вскоре после Чапел Хилл (по иронии судьбы, как раз Бонди был скептиком относительно реальности гравитационных волн), но сам Фейнман никогда ничего не публиковал об этом. Лучшим уцелевшим описанием этой работы является письмо Виктору Вайскопфу, написанное в феврале 1961 [Feyn 61]. Это письмо содержит частично материал Лекции 16, но затем идет немного дальше, выводя формулу для мощности излучения в квадрупольном приближении (этот результат также цитировался в Чапел Хилл). Затем в письме объясняется фейнмановский детектор гравитационных волн: это просто две бусины, свободно скользящие (но с небольшим трением) вдоль жесткого стержня. Когда волна проходит через стержень, атомные силы сохраняют длину стержня постоянной, но собственное расстояние между бусинами изменяется. Таким образом, бусины трутся о стержень, выделяя тепло. (Фейнман включил письмо Вайскопфу в материалы, которые он раздавал студентам, слушавшим этот курс.)

Какими бы противоречивыми они не казались некоторым участникам конференции в Чапел Хилл, выводы Фейнмана о гравитационных волнах вряд ли были новыми. Действительно, классический учебник Ландау и Лифшица, написанный по-русски в 1939 году и появившийся в английском переводе в 1951 [LaLi 51], содержал несколько параграфов, посвященных теории гравитационных волн. Их анализ был ясным и правильным, хотя и характерно сжатым. В письме к Вайскопфу Фейнман напоминает о конференции 1957 года и замечает: "Я был удивлен, обнаружив, что целый день конференции был посвящен этому вопросу и что 'эксперты' были в замешательстве. То есть, что следует из поиска сохраняющихся тензоров энергии и т.д. кроме вопроса 'могут ли они совершать работу?' "

Действительно, несмотря на свое глубокое уважение к Джону Уилеру, Фейнман чувствовал в конце 50-х и начале 60-х нескрываемое презрение к большей части релятивистского сообщества. Это, вероятно, наиболее грубо выражено в письме к жене Гвинет, которое он написал с конференции в Варшаве в 1962 году [Feyn 88]:

> Я ничего не вынес из этой конференции. Я ничему не научился. Поскольку нет экспериментов, эта область не развивается, так что работают только несколько лучших ученых. В результате, здесь сплошная чушь и это вредно для моего давления: настолько пустые вещи высказываются и обсуждаются, что я ввязываюсь в спор вне заседаний (например, во время обеда), когда кто-то задает мне вопрос или начинает говорить со мной о своей "работе". Эта "работа" всегда: или (1) полностью непонятна, или (2) расплывчата и неопределенна, или (3) в ней есть нечто верное, но очевидное и самоочевид-

> ное, однако, полученное путем длинного и трудного анализа и представленное как важное открытие, или (4) утверждение, основанное на глупости автора, что какой-нибудь очевидный и правильный факт, принятый и проверенный много лет назад, оказывается, в действительности, ложным (это самое худшее, никакой аргумент не переубедит идиота), или (5) попытка сделать что-то, в действительности, вероятно, невозможное, но определенно, бесполезное, которая, как в конце концов обнаруживается, терпит неудачу, или (6) просто явно ошибочная. В наше время имеется много "активности в области", но эта "активность", главным образом, состоит в доказательствах, что предшествовавшая "активность" кого-то другого или привела к ошибке, или ни к чему полезному, или к чему-то обещающему. Это похоже на то, как куча червей пытается выбраться из бутылки, карабкаясь друг на друга. Дело не в том, что предмет сложен, а в том, что все стоящие люди заняты другим. Напомни мне, чтобы я больше не ездил на конференции по гравитации!

Столь экстремистская оценка не может быть оправдана полностью, даже в 1962 году, также вряд ли верно, что это письмо стопроцентно отражает истинные чувства Фейнмана. Брайс ДеВитт, посещавший конференции и в Чапел Хилл и в Варшаве, дает такой комментарий [DeWi 94]:

> Я, конечно, сочувствую реакции Фейнмана на Варшавскую конференцию, поскольку испытывал подобные чувства. (Я живо помню его, изливающего там свои разочарования через словесную порку, заданную Иваненко, одну из самых основательных, которые я когда-либо слышал.) Но те, кто публикует это частное письмо без того, чтобы дать полную картину, служат плохую службу исторической правде. Хотя он чувствовал, что некоторые дискуссии на конференции в Чапел Хилл не имели смысла (как чувствовал и я), я думаю, он на самом деле хорошо провел там время.
>
> Я помню, что он был очень заинтересован, когда я показал, что его интеграл по траекториям для искривленного конфигурационного пространства приводит к уравнению Шредингера,

> содержащему член со скалярной кривизной Риччи. Люди на этой конференции (такие как Бонди, Хойл, Шьяма, Меллер, Розенфельд, Уилер) не были глупцами и говорили с ним интеллигентно. (Я сам выбирал участников — это была закрытая конференция.) Опыт, приобретенный Фейнманом в Чапел Хилл, несомненно повлиял на его желание принять приглашение в Варшаву (там была открытая конференция). Даже в Варшаве у нас с ним были дискуссии за пределами формальных сессий, которые, мне кажется, он не мог бы, по справедливости, отнести к одной из шести категорий, упомянутых в письме.

Справедливы или нет были замечания Фейнмана в 1962 году, но вскоре они уж точно перестали быть таковыми. "Золотой век" исследований черных дыр был у порога.

Философия:

Поразительная особенность этих лекций — то, что Фейнман часто тянется к философским вопросам. (Он часто показывал свое презрение к философам науки и к слову "философский", которое любил с издевкой произносить как "philo-ZAW-phical", однако, по крайней мере физиками, он уважаем за его философские высказывания.) Например, он размышляет в э1.4 о том, должна ли квантовая механика фактически применяться к макроскопическим объектам. (Аргументы в поддержку требования, что квантование гравитации действительно необходимо, которые он здесь намечает, были представлены на конференции Чапел Хилл в 1957 году, где это вызвало большие обсуждения.) Другой пример — его озабоченность принципом Маха. Идея Маха о том, что инерция возникает от взаимодействия тела с отдаленными телами имеет некоторое сходство с интерпретацией электродинамики, предложенной Фейнманом и Уилером в те времена, когда Фейнман был аспирантом [WhFe 45, WhFe 49], где радиационная сила реакции, действующая на ускоренный заряд, являлась результатом взаимодействий с отдаленными зарядами, а не с локальным электромагнитным полем. Так что, возможно, не следует удивляться тому, что в э5.3 и э5.4 Фейнман, по-видимому, симпатизирует взглядам Маха. Он ищет квантово-механическую формулировку принципа Маха в э5.4 и возвращается к этому в космологическом контексте в э13.4. Неявное сопротивление Фейнмана в э9.4 и э15.3 тому, чтобы принять идею кривизны без материального источника, в сущности, также отражает вкусы Маха.

Философские размышления выдвигаются во множестве кратких отступлений. В э8.3 Фейнман оценивает смысл утверждений, что пространство "действительно" искривлено или что оно плоское. В э7.1 он объясняет, почему второй закон Ньютона — не простая тавтология (определение "силы"). Он атакует строгость в э10.1 ("значение имеют факты, а не доказательства") и в э13.3 ("нельзя доказать математически, что физическое заключение неправильно или несостоятельно"). И в э13.4 он подвергает сомнению понятие, что простота должна быть руководящим принципом в поиске истин природы: " ... самым простым решением было бы ничто, то есть, что во Вселенной не должно быть вообще *ничего*. Природа гораздо более изобретательна, так что я отказываюсь следовать логике, что она всегда должна быть простой".

Это также обнаруживается, когда Фейнман упрямо преследует в э2.3 и э2.4 малообещающую идею, что гравитация возникает в результате обмена нейтрино. Это наглядный пример того как, согласно Фейнману, ученый должен реагировать на новое экспериментальное явление: всегда нужно сначала тщательно исследовать все возможные истолкования в терминах известных принципов, прежде чем позволять себе спекуляции относительно новых законов. И все же, в то же самое время, Фейнман много раз подчеркивает значение сохранения определенного скептицизма относительно общепринятых идей и открытости идеям, которые кажутся легкомысленными. Квантовая механика может оказаться непригодной (э1.4 и э2.1), Вселенная может не быть однородной в больших масштабах (э12.2 и э13.2), космология стационарного состояния может оказаться верной (э13.3), интуиция Уилера о кротовых норах может подтвердиться (э15.3) и т.д.

Однопетлевая квантовая гравитация:

Исследования Фейнмана по квантовой гравитации с необходимостью привели его к плодотворному открытию (которое, однако, не описано в этой книге, кроме краткого упоминания в э16.2). Это было открытие, что для сохранения унитарности в однопетлевом приближении теории возмущений ковариантно квантованной теории необходимо ввести поле “духов”. Время этого открытия может быть установлено совершенно точно. Фейнман доложил этот результат на конференции в Варшаве в июле 1962 года [Feyn 63b] и заметил, что проблема унитарности в однопетлевом порядке “стала полностью ясной только за неделю до того, как я приехал сюда”. Таким образом, все это было сделано до начала этих лекций.

Вычисляя с помощью наивных ковариантных правил Фейнмана однопетлевые амплитуды Фейнман обнаружил, что вклады состояний с нефизическими поляризациями гравитона не сокращаются полностью, приводя к нарушению унитарности. Некоторое время он был не в состоянии разрешить эту загадку. Затем Мюррей Гелл-Манн предложил Фейнману попробовать проанализировать сначала более простой случай безмассового поля Янга-Миллса. (Гелл-Манн вспоминает, что это предложение было сделано в 1960 году [Gell 89].) Фейнман обнаружил, что он может решить задачу в одной петле для Янга-Миллса и затем использовать подобный метод в гравитации. В своем варшавском докладе Фейнман сообщил, что он решил проблему унитарности в однопетлевом порядке, но что теперь он снова в затруднении — он не знает, как обобщить метод на две и более петель. Он, правда, защищался: “У меня была только одна неделя, господа”. Он никогда так и не решил этой задачи.

Имел место интересный обмен идеями по этому вопросу в период, последовавший за докладом Фейнмана в Варшаве [Feyn 63b], когда ДеВитт побуждал Фейнмана представить более детально, как достигается унитарность в однопетлевом приближении, а Фейнман сопротивлялся. Но ДеВитт был настойчив, и Фейнман, наконец, смягчился и дал достаточно подробное объяснение, предваренное комментарием: “Теперь я покажу Вам, что тоже могу писать уравнения, которых никто не понимает”. Это забавно, потому что именно ДеВитт [DeWi 67a, DeWi 67b] (а также, независимо, Фаддеев и Попов [FaPo 67]), разработал обобщение ковариантного квантования теории Янга-Миллса и гравитации на произвольное число петель. Стоит отметить, что интеграл по траекториям Фейнмана имел решающее значение для этой общей формулировки, и что более полные результаты ДеВитта и Фаддеева-Попова были, несомненно, вдохновлены однопетлевой конструкцией Фейнмана.

Последние лекции из курса гравитации Фейнмана (те, что не вошли в эту книгу) касались петлевых поправок в квантовой гравитации и теории Янга-Миллса. Он описывал однопетлевые результаты, которые были доложены в Варшаве, и свои попытки расширить эти результаты на высшие порядки. Во всех отношениях эти лекции были сложны и трудны для усвоения, иногда в них ощущался привкус разочарования. Мы предполагаем, что Фейнман чувствовал замешательство из-за того, что не мог найти удовлетворительной формулировки теории возмущений и именно поэтому никогда не авторизовал распространение записей этих лекций.

Фейнман представил детальное изложение своих результатов только много лет спустя, в двух статьях тома, посвященного 60-летию Джона Уилера. Эти статьи никогда не были бы написаны, если бы не постоянные приставания одного из нас (Торна). По взаимному согласию, Торн раз в неделю звонил Фейнману домой, в установленное время, чтобы напомнить ему о работе над своим вкладом к юбилею Уилера. Это продолжалось до тех пор, пока статьи не были наконец написаны. Было ясно, что Фейнман возвращался к квантовой гравитации не без некоторой боли и сожаления.

Одной из целей Фейнмана было решение вопроса о перенормируемости теории. На варшавской конференции он говорил, что не уверен в ее перенормируемости, но в э16.2 он делает более сильное утверждение: "Я подозреваю, что эта теория неперенормируема". Даже это звучит для нас сегодня чересчур осторожно. В любом случае, Фейнман всегда сопротивлялся использованию перенормируемости в качестве решающего критерия, и он заявляет в э16.2, что не знает, является ли неперенормируемость "действительно значительным возражением против теории".

Заключение:

Любая книга по гравитации, написанная более 30 лет назад, сегодня неизбежно устарела, по крайней мере, в некоторых отношениях. Эта книга, конечно, не является исключением. Больше того, мы уверены, что эти лекции не отвечали собственным ожиданиям Фейнмана, даже тогда, когда он их читал. Он надеялся, что чтение этого курса поможет ему довести свою работу по квантовой гравитации до логического завершения, но этого не произошло. К концу года студентам было ясно, что Фейнман испытывает разочарование и расстройство. Таким образом, в согласии с желанием самого Фейнмана, те лекции (с 17 по 27), которые были посвящены вопросам квантовой гравитации, не включаются в эту книгу.

Несмотря на это, мы чувствуем, что в лекциях 1–16, вошедших в эту книгу, содержится много ценного для физиков, студентов, историков и поклонников таланта Фейнмана. Более того, лекции интересны. Многие места несут отпечаток великого ума, подходящего к глубоким и волнующим вопросам с оригинальной точки зрения. Фейнман думал о гравитации много и всерьез в течение нескольких лет, но опубликовано им было очень мало. Эти характерно ясные и глубокие лекции дополняют его наследие, что, разумеется, должно приветствоваться.

Мы благодарны Джиму Бардину, Стэнли Дезеру, Брайсу ДеВитту, Вилли Фаулеру, Стиву Фраучи, Джиму Гудстейну, Джиму Хартлу, Ицко Ибену, Бобу Крайчнану, Чарлзу Мизнеру, Фернандо Мориниго, Джиму Пиблзу, Алану Сандаджу и Биллу Вагнеру за полезные советы, которые были существенны при написании этого предисловия.

КалТех, май 1995 года

Квантовая гравитация

Брайан Хатфилд

Фейнман читал эти лекции по гравитации в КалТехе в 1962–63 годах, в конце периода, который он часто называл своей "гравитационной фазой". Главным мотивом для его исследований по гравитации в это время был интерес к квантовой гравитации. Он рассказывал мне в 1980 году, что в течение 50-х годов считал, что следствия квантовой гравитации могут оказаться "лакомым куском", заслуживающим усилий. Наконец, гравитация действительно *слаба*. Глядя на впечатляющий успех теории возмущений в квантовой электродинамике он предполагал, что в сущности не понадобится ничего кроме первого порядка. Конечно, он ожидал, что при определении последовательной квантовой теории могут встретится трудности (например, размерность гравитационной постоянной является препятствием для перенормировки). Однако, его идея была *не в том*, чтобы пытаться построить полное и последовательное квантование и затем получить результаты, а совсем в другом подходе. То есть, вычислить по теории возмущений амплитуды для отдельного процесса, такого как комптоновское рассеяние на гравитоне, а затем взяться за интересные трудности, которые могут при этом возникнуть, одну за другой. По определению, "интересные" трудности были бы новыми и необычными проблемами, связанными с гравитацией, которые до этого не возникали в квантовой теории поля. Таким образом, Фейнман поначалу игнорировал ультрафиолетовые расходимости и вопросы перенормируемости, чтобы сразиться с ними позже. В конечном счете, отсутствие перенормируемой формулировки вело к отказу от пертурбативной квантовой гравитации. Но характерно, что фейнмановский "план наступления" привел его к важному открытию в теории поля, а именно, к необходимости ковариантных духов для сохранения унитарности в одной петле (см. обсуждение на стр. 29 в Предисловии).

Эти лекции были прочитаны 30 лет тому назад. Мы можем вернуться к фейнмановскому анализу квантовой гравитации и сделать обзор тех направлений, в которых развивались исследования.

Связь геометрии и квантовой теории поля:

Стандартный и исторический подход к классической гравитации заключается в том, чтобы начать с принципа эквивалентности и развивать геометрические представления. Фейнман гордился тем, что редко следовал стандартным рецептам. В углу одной из досок своего кабинета он написал: "Того, что я не могу придумать сам, я не понимаю". Это выражение оставалось нетронутым в этом углу доски в течение 7 лет. Я впервые видел его осенью 1980 года, и оно еще пребывало там в феврале 1988 года (см. [Feyn 89]). Поэтому неудивительно, что Фейнман захотел воссоздать заново общую теорию относительности исходя из негеометрической точки зрения. Практическая сторона такого подхода состоит в том, что для изучения физики гравитации нет необходимости сначала учить "fansy-shmanzy" (как он любил ее называть) дифференциальную геометрию. (Вместо этого *необходимо* было немного знать квантовую теорию поля.) Однако, когда конечной целью являлось квантование гравитации, Фейнман чувствовал, что без геометрической интерпретации ему не обойтись. С точки зрения теории поля, можно было бы, действительно, поначалу избегать определения физического значения квантовой геометрии, флуктуирующей топологии, пространственно-временной пены и т.д. а вместо этого искать геометрический смысл уже после квантования. (См. например, вопрос Сакса и ответ Фейнмана в [Feyn 63b]). Фейнман, конечно, чувствовал, что геометрическая интерпретация "изумительна" (э8.4), но тот факт, что безмассовое поле спина 2 может быть интерпретировано как метрика был для него просто "совпадением", которое "могло быть понято как представление некоторой калибровочной инвариантности".

В настоящее время мы знаем геометрическую интерпретацию классических калибровочных теорий, таких как электродинамика и поле Янга-Миллса (см. например, [Yang 77]). Вектор-потенциалы A^a_μ — это коэффициенты связности главного расслоения, где структурной группой является калибровочная группа ($U(1)$ для электродинамики, $SU(2)$ для Янга-Миллса и $SU(3)$ для классической хромодинамики). Напряженности полей $F_{\mu\nu}$ (то есть, электрические и магнитные поля в электродинамике) являются кривизнами, соответствующими связностям (потенциалам). Заряженная материя, с которой взаимодействуют поля, соответствует ассоциированным векторным расслоениям (см. например, [DrMa 77]). Следовательно, оказывается, что интуиция Фейнмана о связи между геометрией и калибровочной инвариантностью правильна. С точки зрения его интеграла по траекториям, квантовая электродинамика (КЭД) и квантовая хромодинамика (КХД) ведут к интегралам по пространству связностей на главных расслоениях. Хотя можно говорить, что геометрическая интерпретация калибровочных полей не помогла нам справиться с КЭД или КХД (т.е. адекватно вычислять или аппроксимировать эти интегралы), она определенно привела ко многим полезным идеям о топологических аспектах этих теорий (например, неоднозначность Грибова, инстантоны, вакуумный угол смешивания и топологически неэквивалентные вакуумы) и к построению новых калибровочных теорий типа Янга-Миллса с топологическими массами.

Спин гравитона и антигравитация:

Одним из преимуществ теоретико-полевого подхода в теории гравитации является то, что факт, что гравитон не имеет массы и имеет спин 2, делается явным, без необходимости начинать с полностью ковариантной, самосогласованной теории, то есть, без использования Принципа Общей Ковариантности. Это напоминает строительство теории гравитации снизу вверх, вместо того, чтобы строить ее сверху вниз, используя полный геометрический аппарат. Построение начинается в э2.3 Лекций и проводится в ээ3.1–3.4. Ниже мы суммируем основные аргументы.

В квантовой теории точечных частиц сила взаимодействия между двумя частицами получается из обмена виртуальными, off-shell, частицами. Сила, ассоциированная с каждой из них, есть заряд. Заряженные частицы чувствуют силу благодаря взаимодействию с частицами, которые являются переносчиками этой силы. Наиболее известный пример дает электродинамика. Частицы, которые чувствуют силу, переносят электрический заряд. Электромагнитная сила порождается обменом фотонами, несущими спин 1. Сами фотоны не заряжены и поэтому не могут непосредственно взаимодействовать друг с другом. Получающиеся полевые уравнения линейны. В КХД, теории сильного взаимодействия, построенной из калибровочного поля Янга-Миллса (сильное взаимодействие ответственно за удержание вместе нуклонов и, таким образом, ядра), заряд называют цветом. Фундаментальными частицами, которые чувствуют сильное взаимодействие, являются цветные кварки, а частицы, которые переносят силу, называются глюонами. Сами глюоны тоже обладают цветным зарядом, следовательно, в отличие от фотона, они могут непосредственно взаимодействовать друг с другом, и результирующие полевые уравнения нелинейны. Заряд, ассоциированный с гравитацией — это масса, которая, как мы ожидаем из специальной теории относительности, эквивалентна энергии. Так как все нам известное обладает энергией, то гравитация должна взаимодействовать со всем. Частица, которая передает гравитационное взаимодействие, называется гравитоном. Так как гравитон обладает энергией, гравитоны могут непосредственно взаимодействовать друг с другом.

Если полевая теория должна описывать гравитацию, то она должна воспроизводить ньютонов закон всемирного тяготения в соответствующем статическом нерелятивистском пределе, то есть, в соответствующем пределе мы должны восстановить формулу

$$F = -\frac{Gm_1m_2}{r^2} \qquad (K.1)$$

при помощи обмена гравитоном между частицами 1 и 2, удаленными на расстояние r. Как хорошо известно, гравитационная сила является дальнодействующей (сила пропорциональна $1/r^2$, потенциал пропорционален $1/r$), следовательно, свободный (on-shell) изолированный гравитон должен быть безмассовым, так же как и фотон. Однако, в отличие от электромагнитного случая, в гравитации заряды одного знака притягиваются.

Чтобы получить *статическую* силу, а не только рассеяние, излучение или поглощение одиночного гравитона другой частицей, необходимо, чтобы обе частицы оставались в том же внутреннем состоянии. Это исключает возможность того, что гравитон обладает полуцелым спином (например, в связи с фактом, что требуется поворот на 720° для возвращения волновой функции спина 1/2 в исходное состояние). Поэтому гравитон должен обладать целым спином. Затем, чтобы определить, какие целые спины возможны, мы исследуем два случая, когда частица 2 идентична частице 1 и когда частица 2 является античастицей частицы 1, так что, когда они заряжены, частицы должны нести одинаковые или противоположные заряды, соответственно. Если посчитать для обоих случаев потенциал и взять соответствующие пределы, то мы обнаружим, что когда обменная частица переносит нечетный спин, одноименные заряды отталкиваются, а разноименные притягиваются, как в примере с электродинамикой. С другой стороны, когда обменная частица несет четный целый спин, потенциал является универсально притягивающим (и одноименные, и разноименные заряды притягиваются). Следовательно, спин гравитона должен принадлежать последовательности 0, 2, 4, ...

Чтобы исключить возможность спина 0, заметим, что эксперимент Этвеша и его недавние усовершенствования эмпирически устанавливают, что гравитация взаимодействует с энергией тела, следовательно, объекты, подобные фотонам, должны подвергаться воздействию гравитации, то есть, они должны "падать" в гравитационном поле. Если мы предположим, что гравитон имеет спин 0, то мы потеряем взаимодействие гравитации с фотоном спина 1. Так как нам известно, что свет отклоняется массивными объектами, например, Солнцем, то гравитон не может иметь спин 0.

На качественном языке теории поля, функции Грина распространения обменной частицы от частицы 1 к частице 2 в пространстве импульсов имеют вид:

$$\begin{aligned} &\Delta_0 \sim \frac{1}{k^2} \quad \text{скалярное поле} \\ &\Delta_1 \sim \frac{\eta_{\mu\nu}}{k^2} \quad \text{векторное поле} \\ &\Delta_2 \sim \frac{\eta_{\mu\nu}\eta_{\sigma\rho}}{k^2} \quad \text{тензорное поле} \end{aligned} \qquad (K.2)$$

где k^2 — квадрат 4-импульса, переносимый виртуальной обменной частицей при взаимодействии, а $\eta_{\mu\nu}$ — метрика плоского пространства-времени Минковского. Скалярное поле представляет спин 0, векторное поле — спин 1, а соответствующим образом спроектированное тензорное поле представляет спин 2. Чтобы вычислить амплитуды обмена мы вставляем пропагаторы Δ между тензорами энергии-импульса $T^{\mu\nu}(1)$ и $T^{\mu\nu}(2)$ для двух частиц. Для обмена спином 0 пропагатор Δ_0 не дает никаких множителей $\eta_{\mu\nu}$ в числителе для свертки $T^{\mu\nu}(1)$ с $T^{\alpha\beta}(2)$, следовательно, мы должны свернуть индексы каждого тензора отдельно для двух тензоров энергии-импульса. Таким образом, для обмена частицей с нулевым спином амплитуда будет пропорциональна

$$T^{\mu}_{\ \mu}(1)\frac{1}{k^2}T^{\alpha}_{\ \alpha}(2). \qquad (K.3)$$

Иными словами, гравитон нулевого спина взаимодействует только со следом тензора энергии-импульса. Однако, тензор энергии-импульса электромагнитного поля в пространстве Минковского является бесследовым, поэтому скалярные гравитационные поля не позволяют гравитации взаимодействовать со светом, следовательно, гравитон не может иметь нулевой спин.

Поскольку гравитон не является бесспиновым, следующая возможность — это спин 2. С классической точки зрения, ничто не запрещает нам принять спин 2, поэтому, следуя правилу “если работает — не мешай (if it works, don’t fix it)”, возможностью высших спинов пренебрегают. Итак, гравитационное поле представляется тензорным полем ранга 2. Однако, мы еще не все сделали. Общее тензорное поле еще содержит части, которые мы хотим исключить. Например, антисимметричная часть ведет себя как пара полей спина 1 (напомним, что тензор напряженности электромагнитного поля антисимметричен) и поэтому должна быть отброшена. У нас остается симметричное тензорное поле.

Подводя итоги, гравитон является безмассовым, потому что гравитация — это дальнодействующая сила, и он имеет спин 2, чтобы взаимодействовать с энергетическим содержанием материи путем универсального притяжения.

В э1.2 Фейнман кратко обсуждает отношения между гравитацией и антиматерией, то, что популярно называют “антигравитацией”. Был проведен только один эксперимент, который непосредственно измерял поведение гравитации и антиматерии для случая, когда частица и античастица не идентичны. Этот эксперимент, проведенный У. Фаэрбэнком и Ф. Виттеборном [WiFa 67, FWIviL 74], был, очевидно, мотивирован замечанием де Витта на конференции в Чапел Хилл в 1957 году (см. Предисловие, [DeWi 57]), где присутствовал Фаэрбэнк (см. [NiGo 91], где также дается обзор этого вопроса), и является ярким примером тех трудностей, с которыми сталкивается экспериментальная гравитационная физика. В э1.2 Фейнман упоминает о двух аргументах против антигравитации, основанных на каоне [Good 61] и поляризации вакуума в квантовой электродинамике [Schi 58,59]. Если бы пертурбативная программа квантования гравитации, освещенная Фейнманом в этих лекциях, привела к непротиворечивой теории, то антигравитации бы не существовало. Поскольку теория возмущений квантовой гравитации начинается с пространства Минковского, мы могли бы надеяться, что CPT-теорема будет выполняться во всех порядках, и таким образом, частица и античастица будут иметь одну и ту же массу. Кроме того, обсужденные выше свойства гравитона останутся без изменений, приводя к универсальности силы притяжения, в том числе и для антиматерии.

К сожалению, теория возмущений не является самосогласованной, и было потрачено много творческой энергии на поиски непротиворечивой квантовой гравитации. Хотя мы ожидаем, что при низких энергиях, на больших расстояниях и в пределе слабых полей, квантовая гравитация будет сводиться к общей теории относительности [Wein 64a,64b], Природа для самосогласованности может потребовать гравитационных различий между материей и антиматерией на очень малых расстояниях. Такие эффекты вполне могут оказаться слабее, чем современные экспериментальные ограничения, и опровергнуть аргументы против антигравитации, но это не значит, что мы когда-нибудь увидим “падение на потолок”.

Калибровочная инвариантность и принцип эквивалентности:

Другим преимуществом теоретико-полевого развития теории гравитации является то, что мы получаем Принцип Эквивалентности, фундаментальный принцип, лежащий в основе общей теории относительности, в виде следствия калибровочной инвариантности. Поскольку мы строим теорию гравитации обратным путем, эта калибровочная инвариантность появляется вроде бы вполне невинным образом.

Свободный гравитон имеет нулевую массу и движется со скоростью света, так что нам никогда не найти системы отсчета, в которой он покоится. Поэтому, можно инвариантным образом определить проекции его спина на направление его движения и в противоположном направлении. Безмассовый гравитон должен появляться только в двух поляризациях или спиральностях и не более. Вообще говоря, симметричное тензорное поле имеет больше двух *динамических* степеней свободы. Следовательно, поле ранга 2, имеющее только две динамические степени свободы, не является тензором, и мы рискуем потерять лоренц-инвариантность. Эта ситуация напоминает электродинамику. Выход состоит в том, чтобы использовать калибровочную симметрию. Таким образом, когда мы строим в пространстве Минковского действие для описания свободных безмассовых гравитонов спина 2, мы должны, для редукции числа динамических степеней свободы до двух, ввести в игру калибровочную симметрию. Если мы не сделаем этого, квантовая теория не будет лоренц-инвариантной. Действие, обладающее необходимой калибровочной симметрией и содержащее производные полей не выше второго порядка — это действие Паули-Фирца [FiPa 39]. Этого достаточно, чтобы снарядить нас и направить к общей теории относительности (см. Предисловие). Мы определенно приходим к Принципу Эквивалентности, начав с калибровочной инвариантности. Калибровочная инвариантность возникает с самого начала, для того чтобы квантовая теория свободного безмассового гравитона спина 2 была *лоренц*-инвариантной.

Сражение с бесконечностями:

Не секрет, что объединение гравитации с квантовой механикой подразумевает их борьбу. При квантовании поля каждая его мода обладает энергией нулевых колебаний. Так как поле состоит из бесконечного числа мод, энергия вакуума квантового поля оказывается бесконечной. Эта бесконечность быстро обнаруживает себя при нормальном упорядочивании полевых операторов. Оправдание последнего состоит в том, что мы просто переопределяем начало отсчета энергии, которое является произвольным. Вакуумные флуктуации квантованных полей порождают физические эффекты, так что, даже если мы урежем число мод, плотность энергии вакуума, возникающая из нулевых энергий оставшихся мод, может быть весьма велика. Такая плотность энергии вакуума проявляется в теории гравитации как космологическая постоянная. Так как космологическая постоянная очень мала, это порождает большую проблему [Wein 89].

Далее, гравитационная константа взаимодействия, в единицах $\hbar = c = 1$, имеет размерность (энергия)$^{-2}$. Теории, в которых константа взаимодействия имеет положительную размерность, часто оказываются конечными, а те, где константа безразмерна, являются кандидатами на перенормируемые теории. Теории с отрицательной размерностью константы связи обычно содержат расходимости всюду, что требует для поглощения этих расходимостей бесконечного числа параметров, поэтому они оказываются неперенормируемыми. Квантовая общая теория относительности попадает в последнюю категорию.

В процессе перенормировки генерируются контрчлены для сокращения высокоэнергетических, или ультрафиолетовых, расходимостей, которые обнаруживаются в отдельных членах ряда теории возмущений. Если процесс перенормировки является успешным, то контрчлены образуют конечное эффективное действие, которое можно понимать как классическую теорию поля, включающую в себя все квантовые эффекты (см. например [Hatf 92]). Все возможные контрчлены согласуются с симметриями исходного голого действия. Другими словами, внутренние симметрии могут сильно ограничить типы тех контрчленов, которые могут возникнуть, и, таким образом, ограничить число соответствующих расходимостей. Следовательно, теории с большей симметрией, вообще говоря, являются более сходящимися.

С известными симметриями пертурбативной квантовой гравитации согласуется много возможных контрчленов, например, члены, пропорциональные R^2, $R^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$, R^3 и т.д. Когда обнаружилась потребность в ковариантных духах и стали известны ковариантные правила вычислений по теории возмущений до любого порядка ([DeWi 67a, 67b], [FaPo 67]), стало очевидным, что к квантовой теории поля вполне применим Закон Мэрфи (если нет симметрии, позволяющей занулить контрчлен, то появляется расходимость), и теория скорее всего будет неперенормируемой. Один луч надежды на этом пути блеснул, когда было показано, что чистая квантовая гравитация в одной петле (первые квантовые поправки) является *конечной* [tHVe 74, Kore 74]. Контрчлены для лагранжевой плотности имеют вид

$$\mathcal{L}^{(1)} = \sqrt{g}\left[\frac{1}{120}R^2 + \frac{7}{20}R^{\mu\nu}R_{\mu\nu}\right]. \qquad (K.4)$$

Эти члены исчезают на классическом уровне для чистой гравитации, так как мы имеем здесь $R = 0$ и $R_{\mu\nu} = 0$. Однако, это еще не причина того, что чистая однопетлевая гравитация конечна. Причиной ее конечности на массовой поверхности является то, что $\mathcal{L}^{(1)}$ может быть поглощено в одной петле после переопределения метрики, и поэтому, его влияние не является физически наблюдаемым. Напомним, что для чистой гравитации

$$\frac{\delta\mathcal{L}^{(0)}}{\delta g_{\mu\nu}} = R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg^{\mu\nu}, \qquad (K.5)$$

классические уравнения поля генерируются принципом наименьшего действия. Если мы переопределим метрику с помощью

$$g'_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + \epsilon\delta g_{\mu\nu}, \quad \delta g_{\mu\nu} \propto \frac{7}{20}R_{\mu\nu} - \frac{11}{60}Rg_{\mu\nu}, \qquad (K.6)$$

тогда

$$\mathcal{L}^{(0)}(g) + \mathcal{L}^{(1)}(g) = \mathcal{L}^{(0)}(g') + \mathcal{O}(\epsilon^2). \qquad (K.7)$$

$\mathcal{O}(\epsilon^2)$ члены являются двухпетлевыми процессами, и следовательно, в одной петле все конечно. Когда с гравитацией взаимодействуют поля материи, однопетлевой ответ больше не является конечным даже на классическом уровне.

Была надежда, что может существовать некоторый вид скрытой симметрии, которая сделает однопетлевой ответ конечным, и что эта симметрия может сделать конечным чисто гравитационный сектор теории. Однако, компьютерное вычисление двухпетлевых поправок дает расходящийся результат [GoSa 86], перечеркивающий эту надежду. Обзор недавних результатов по ультрафиолетовым расходимостям см. в [Wein 79] и в [Alva 89].

Одним из способов улучшить ультрафиолетовое поведение является увеличение числа симметрий, встроенных в теорию. Таким образом, обобщения или изменения общей теории относительности с целью улучшить ее квантовое поведение основаны на дополнительных симметриях. Один популярный подход называется “супергравитацией” (см. например, [vanN 81]). Он основан на симметрии между бозонными и фермионными полями, которая называется “суперсимметрией”. Когда суперсимметричная теория превращается в калибровочную, так что суперсимметрия становится локальной (различные преобразования суперсимметрии становятся возможными в разных точках пространства-времени), калибровочная симметрия с необходимостью включает в себя принцип общей ковариантности, и следовательно, гравитацию. В сущности, каждое бозонное поле имеет суперсимметричного фермионного партнера, и наоборот. Ультрафиолетовое поведение квантовой теории улучшается, потому что часто обычные расходящиеся бозонные (фермионные) вклады петель сокращаются вкладами фермионных (бозонных) суперпартнеров. Иначе говоря, суперсимметрия сильно ограничивает типы возможных контрчленов. К сожалению, когда размерность пространства-времени равняется 4, возможные контрчлены все еще существуют (начиная с *семи* петель, в наилучшем случае). Пока никто не знает, требуется ли некоторая дополнительная или скрытая симметрия или магия, чтобы сделать теорию конечной.

В настоящее время, наиболее обещающим кандидатом на роль квантовой гравитации является теория струн. Теория струн — это квантовая теория, в которой фундаментальными составляющими являются 1-мерные протяженные объекты (в противоположность точечным частицам в обычной квантовой теории поля, см. например, [GSW 87], [Hatf 92]). Когда струнная теория используется для объединения всех фундаментальных сил (то есть, как "теория всего"), основная идея состоит в том, что вся материя сделана из очень маленьких струн, размер которых имеет порядок планковской длины. При обычных энергиях такие струны неотличимы от точек. Объединение достигается тем, что все частицы сделаны из одного вида струн, то есть, различные типы частиц, которые мы наблюдаем, являются просто разными возбуждениями одной и той же струны. Одной из мод колебаний струны является безмассовое состояние спина 2, которое можно отождествить с гравитоном, следовательно, теория струн с необходимостью включает в себя квантовую гравитацию. Воодушевление теорией струн является результатом открытия, что имеются пертурбативные решения, являющиеся математически самосогласованными, то есть, свободными от аномалий, и оказывающиеся *конечными* в каждом порядке теории возмущений.

Интуитивно, улучшенное ультрафиолетовое поведение струнной теории возникает из-за того, что струнная теория обладает jumbo-симметрией (модулярной инвариантностью). Теория струн изменяет гравитацию точечных частиц на малых расстояниях благодаря обмену массивными струнными состояниями, что напоминает способ, которым электрослабая теория улучшает ультрафиолетовое поведение старой 4-фермионной теории слабых взаимодействий, заменяя 4-фермионную вершину обменом массивными калибровочными бозонами $W^{\pm}$ и Z^{0}. Константа взаимодействия в старой теории Ферми обладала отрицательной размерностью массы и теория была неперенормируемой. Электрослабая теория заменяет это взаимодействие на взаимодействие с безразмерной константой связи, ассоциированной с обменом бозоном, и теория становится перенормируемой. Теория струн также вводит новую константу взаимодействия, натяжение струны T, которая в обычных единицах эквивалентна обратному квадрату длины, $L = \sqrt{c\hbar/\pi T}$. Напомним, что единственная длина, которая может быть построена из гравитационной постоянной G, $\hbar$ и скорости света c, есть планковская длина $L_p = \sqrt{G\hbar/c^3}$. Естественный для струны выбор единиц делает безразмерными скорость света и натяжение струны, $c = 1$ и $T = 1/\pi$. В этих единицах (исключающих $\hbar$ с помощью предыдущих формул для L и L_p) гравитационная постоянная будет безразмерной, $G = (L_p/L)^2$.

Одной необычной чертой теории струн, которая резко отличает ее от теорий точечных частиц, является то, что размерность пространства-времени не задана самой теорией. Вместо этого, размерность пространства-времени определяется частными решениями. Могут быть найдены свободные от аномалий решения, обладающие суперсимметрией $N = 1$ на мировой поверхности, с размерностью пространства-времени D, меньшей или равной так называемой критической размерности $D_c = 10$.

К сожалению, несмотря на то, что отдельные члены ряда теории возмущений конечны, сумма этого ряда расходится [GrPe 88]. И хотя теория струн, вероятно, единственна, ее решения, определенно, неединственны. Не существует механизма, основанного на теории возмущений, который позволял бы выбрать отдельное решение или истинный вакуум. В этом смысле, пертурбативная формулировка теории струн теряет свою предсказательную силу. Подобным образом, мир не является суперсимметричным при обычных энергиях. В теории возмущений нет способа выбрать решения, допускающие несуперсимметричный энергетический спектр.

Непертурбативная гравитация:

В настоящее время кажется, что согласованная и конечная пертурбативная формулировка квантовой гравитации отсутствует. При определении разложения по теории возмущений мы должны решить, как выбрать на пространстве-времени фоновую метрику, около которой будет производиться разложение. В непертурбативной формулировке квантовой гравитации все аспекты пространства-времени должны выводиться из полученных решений. Например, в теории струн распространение струны в пространстве-времени должно определять пространственно-временную метрику. Следовательно, было бы предпочтительно, чтобы метрика пространства-времени не возникала при формулировании теории. Поэтому, а также для преодоления других упомянутых выше проблем, в настоящее время ведется поиск жизнеспособной формулировки струны вне рамок теории возмущений.

При отсутствии надежд на пертурбативную квантовую гравитацию возобновляется интерес к выяснению вопроса, имеет ли смысл непертурбативная квантовая гравитация, основанная на общей теории относительности. Возможно, несостоятельность вносится формулировкой, основанной на теории возмущений. Канонический подход к квантованию общей теории относительности с использованием уравнения Уилера-ДеВитта и канонических переменных застопорился из-за сложности уравнений, которые требуется решить. Недавно, однако, переформулировка общей теории относительности на языке новых переменных [Asht 86, 87] привела к новому, петлевому, представлению квантовой общей теории относительности [JaSm 88, RoSm 90], где уравнения решить намного легче и был достигнут некоторый прогресс. Новые переменные также обнаружили связь между общей теорией относительности и теорией Янга-Миллса, которая, возможно, окажется полезной.

Последнее замечание: Фейнман и индексы:

Фейнман однажды сказал мне, что о правильном выводе знаков минус, множителей i, 2 и π стоит беспокоиться только тогда, когда приходит время опубликования результата. Очевидно, правила обращения с индексами и соответствующие обозначения также входят в эту категорию. В первых шести лекциях, в действительности, *все* индексы — “нижние” (см. также [Feyn 63b]). Это приводит к необычному соглашению, что $x_\mu = (t, z, y, x)$ и $x^\mu = (t, -z, -y, -x)$. Игнорирование правил для индексов перестает работать, когда пространство-время больше не является плоским. Я переделал индексы так, чтобы выполнялись стандартные правила, и использовал стандартный символ $\eta_{\mu\nu}$ для метрики Минковского (Фейнман пользовался $\delta_{\mu\nu}$).

В Пасадене у Фейнмана был фургон, на бортах которого, сбоку и сзади, были нарисованы фейнмановские диаграммы. Этот фургон можно видеть в книге [Syke 94]. Я впервые увидел фургон в 1981 году на стоянке около аудитории Бекмана в КалТехе, тогда я не знал, что он принадлежит Фейнману. Только несколько секунд потребовалось, чтобы догадаться об этом, потому что (1) на номерной табличке в слове “QUANTUM” была ошибка — “QANTUM” и (2) диаграмма на заднем борту, единственная диаграмма с индексами, имела все индексы в нижнем положении. Фейнман заявил, что QED (КЭД) было уже использовано для таблички и что QUANTUM было слишком длинно (С другой стороны, я помню, что Фейнман часто писал слово gauge как “guage”.) На диаграмме фургона $\eta_{\mu\nu}$ в пропагаторе фотона отсутствует, следовательно, по общепринятым правилам для индексов, гамма-матрицы, связанные с вершинами, должны иметь один верхний и один нижний индексы. Заглянув в одно из окон кабины и увидев сзади копну сена, я окончательно укрепился в своем подозрении, что машина принадлежит Фейнману.