

При этом теория приводит к тому, что масса электромагнитных квантов должна равняться нулю, в отличие от массы W , — бозона. Одно и то же значение p_0 (при определенных предположениях о спектре масс фермионов) дает разумные значения для постоянной гравитации, заряда элементарной частицы и константы слабого взаимодействия.

Возвращаясь к теории тяготения, отметим возможное значение изложенных идей для проблем экстремальных состояний: коллапса, сингулярности и т. п.

Для астрофизики особенно интересно, что развитие этих идей должно, в принципе, дать и следующие поправки, зависящие от квадратичных инвариантов кривизны, с коэффициентами порядка $\hbar \ln [p_0/mc]$, где m — масса частиц. Таким образом, намечается путь получения поправок к уравнениям Эйнштейна. Эти поправки будут заметны при кривизне порядка 10^{64} см^{-2} и, возможно, дадут условия перехода от сжатия к расширению в окрестности сингулярности. Заметим, что речь идет при этом о нелинейных (по кривизне) поправках к самим уравнениям ОТО, а не о той нелинейности (по отклонениям метрики от плоской), которая уже содержится в классических уравнениях ОТО. См. работу Гинзбурга и др. (1971).

Но здесь с идеями Сахарова, в которых пространство описывается детерминистически, не квантово, конкурируют (или присоединяются к ним) другие идеи. В принципе, квантованию подлежит и само пространство. Этот круг вопросов подробно изложен в ряде работ Уилера и в несколько ином аспекте — в работах супругов Де Витт (1964).

§ 6. Квантование тяготения

Наиболее общие рассуждения указывают, что гравитационное поле должно подчиняться квантовым законам. Если не предполагать, что существует квантовый предел на точность измерения гравитационного поля (т. е. измерения пространственно-временной метрики), то неизбежно возникает противоречие с принципом неопределенности для электронов, фотонов и т. д. Квантование тяготения вовсе не исключает классическую (неквантовую) теорию гравитационного поля; она остается справедливой как предельный случай квантовой теории. Связь между этими теориями аналогична хорошо известному случаю квантовой нерелятивистской теории и классической механики. Еще лучшей аналогией является классическая электромагнитная теория поля и квантовая электродинамика.

В обоих случаях (электромагнетизм и тяготение) классическая теория исторически была разработана задолго до создания квантовой теории. Очевидно, что эффекты, вызванные квантованием тяготения, количественно ничтожны как в лабораторных, так и в

современных космологических условиях. В докладе на Варшавской конференции по гравитации Фейнман (1963) писал: «Существует определенная иррациональность любой работы в гравитации, поэтому трудно объяснить, почему мы ее делаем» *). Вот почему мы ограничиваемся в этой книге лишь несколькими качественными замечаниями и перечислением ссылок, по которым можно детально изучить квантование тяготения.

Общая теория относительности, использующая искривленное пространство — время, не похожа на электродинамику, в которой полевые переменные (A , E , H) квантуются в плоском пространстве — времени Минковского. Для того чтобы проквантовать общую теорию относительности, обычно обращаются к релятивистской теории тяготения в плоском пространстве, рассматривая малые поправки к метрике h_{ik} как полевые переменные. Наиболее важным результатом квантования этих переменных является тот факт, что гравитационные волны состоят из квантов — «гравитонов», которые также реальны, как и кванты (фотоны) электромагнитного поля. Гравитоны представляют собой нейтральные частицы с массой покоя, равной нулю, со спином, равным 2 (в единицах постоянной Планка \hbar), причем проекция спина на направление распространения может принимать только два значения, $+2$ или -2 ; суперпозиция волн с этими двумя значениями описывает все возможные состояния поляризации гравитационной волны. Гравитоны подчиняются статистике Бозе: возможны состояния, в которых многие гравитоны имеют одинаковый импульс, т. е. одинаковые частоту и длину волны. Как известно, такие состояния описываются классической (не квантовой) теорией поля; классическое описание тем точнее, чем больше число таких гравитонов. Гравитационное излучение двойной звезды нет надобности описывать как поток гравитонов именно по той причине, что велик поток и применима классическая теория: точно так же излучения радиостанции мы описываем уравнениями Максвелла и не думаем о квантах.

Первые указания на свойства гравитонов и связь с классической теорией поля можно найти у Розенфельда (1930), а более подробное исследование см. Бронштейн (1936). Общую теорию полей с высокими спинами см. Паули и Фирц (1939). Проблема деления квантованного поля на статическую, кулоновскую часть плюс квантовое поле гравитонов исследована в работах Гупты (1950, 1952) и в обзоре Киббла (1968). О гравитационных взаимодействиях фермионов см. Кобзарев и Окунь (1962). Рассматривался и вопрос о поправках более высокого порядка в квантовой теории тяготения. В высших порядках проявляется нелинейность теории. Гравитационные волны и другие гравитационные поля имеют

*) Этот доклад интересен не только с научной точки зрения, но и как автобиографический документ, иллюстрирующий фейнмановскую манеру мыслить и методы научного исследования.

энергию и импульс, т. е. сами становятся источниками гравитационного поля. Правда, эти нелинейности практически очень малы. Однако их необходимо принимать во внимание, чтобы сделать теорию полной и самосогласованной [подробнее см. Утияма (1956), Фейнман (1963), Киббл (1965)]. О других трудностях см. работу Фадеева (1967) и его доклад на 5 Международной конференции по общей теории относительности. Отметим также интересные работы Иваненко и Соколова (1947), Владимирова (1963) и Уилера (1964), касающиеся взаимопревращений гравитонов и других частиц; см. также Кобзарев, Захаров (1968; 1970).

Высокочастотные гравитоны подобны гамма-квантам, но отличаются весьма слабым взаимодействием с веществом из-за малости $Gm^2/\hbar c$, где m — масса элементарной частицы. Поэтому рождение и поглощение гравитонов во всех процессах на молекулярно-атомно-ядерном уровне представляет собой возможное в принципе, но крайне редкое экзотическое явление, не играющее никакой заметной роли в природе. Например, в звездах испускание пар нейтрино (процесс, похожий на испускание гравитонов по своим последствиям) в 10^{10} раз сильнее испускания гравитонов.

В качестве примера рассмотрим «комптоновское рассеяние» гравитона на частице со спином нуль. Этот процесс можно понимать как поглощение и переизлучение гравитона; в этом смысле это процесс второго порядка. Эффективное сечение как функция угла рассеяния имеет вид

$$\sigma(\theta) = \text{const} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \left(\frac{Gm^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{1 + 6 \cos^2 \theta + \cos^4 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \bullet$$

Размерный коэффициент $\left(\frac{Gm}{c^2} \right)^2 \approx 10^{-104} \text{ см}^2$ для частицы с массой протона. Сечение не зависит от постоянной Планка. Отклонение гравитона гравитационным полем частицы (аналогичное $1'',75$ — отклонению света в поле Солнца) является полной и правильной основой этого эффекта [Гросс и Якиф (1968), Мицкевич (1958, 1969)]. Областью, где поглощение и рождение гравитонов существенны, может быть ситуация вблизи сингулярного состояния в горячей модели Вселенной (см. гл. 18 нашей книги «Релятивистская астрофизика»), при сверхвысоких плотностях и температурах: в этой ситуации гравитационного взаимодействия может оказаться достаточно для того, чтобы установилось термодинамическое равновесие между гравитонами и другими видами материи. В равновесии общая плотность энергии гравитонов равна плотности энергии электромагнитного излучения. Это равенство приближенно сохраняется и позже в ходе расширения. Наличие сегодня в пространстве теплового электромагнитного излучения с температурой $2,7^\circ \text{ К}$, являющееся результатом расширения горячей в прошлом среды, позволяет предположить, что во Вселенной есть

и фоновое тепловое (с планковским спектром для однородной изотропной космологической модели*) гравитационное излучение. Его средняя длина волны около $0,15$ см, частота $2,10^{11}$ гц, плотность энергии $10^{-14} \div 10^{-15}$ эрг/см². Детектирование такого излучения необычайно трудно. Впрочем, в последнее время проявляются новые идеи в области молекулярной генерации и детектирования гравитационных волн (Копвилем и Нагибаров, 1965).

В связи с квантованием тяготения Фейнман (1963) сделал следующее интересное замечание: «Ясно, что задача, над которой мы работаем, некорректна; корректная задача заключается в нахождении того, что определяет величину тяготения». Напомним, что в предыдущем разделе мы отмечали попытку Сахарова объяснить малость гравитационной постоянной.

Существует несколько других методов квантования тяготения: исследование топологии пространства — времени и его флуктуаций (Уилер, 1968), изучение эволюции Вселенной как целого на основе квантовых идей [(Де Витт, доклад на 5 Международной конференции по общей теории относительности и гравитации (1968)].

Отметим одно распространенное неверное утверждение о том, что гравитационное взаимодействие представляет собой «обмен гравитонами». При этом иногда утверждают даже, что все частицы испускают гравитоны и при этом теряют энергию [(см. Станюкович (1965); рецензия Зельдовича и Смородинского (1966)]. В действительности, например, электромагнитное поле можно подразделить на продольные и поперечные компоненты**). Поперечные компоненты описывают распространяющиеся волны; их квантование приводит к понятию световых квантов как частиц с определенным импульсом и энергией и нулевой массой покоя. Продольные компоненты описывают кулоновское взаимодействие; их квантование не вносит ничего нового. Кулоновское поле стационарно, оно не зависит от времени: не существует квантов продольного поля, которые могли бы удаляться от источника поля.

Таким образом, электростатическое взаимодействие и испускание квантов — это два разных следствия одной теории; электростатическое взаимодействие не является результатом обмена свободными (поперечными) квантами.

Различный характер полей в смысле продольности и поперечности наглядно иллюстрирует нелепость буквального понимания термина «взаимодействие есть обмен квантами». Однако еще важнее помнить, что испускание волн, уносящих энергию, обязательно связано с ускоренным движением заряда в классической

*) О возможности существенно иной ситуации с фоновым гравитационным излучением см. гл. 18 и § 8 гл. 21 «Релятивистской астрофизики».

**) Подразумевается, что поле разложено в интеграл Фурье, т. е. по волнам $\alpha_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}$. Для каждого \mathbf{k} есть два сорта $\alpha_{\mathbf{k}}$: параллельные \mathbf{k} (продольные компоненты) и перпендикулярные \mathbf{k} (поперечные компоненты).

теории. В квантовой теории испускать кванты может лишь система, находящаяся в возбужденном состоянии. При этом система переходит, прямо или каскадно, в основное, нижнее состояние, и теряет способность испускать волны. Между тем кулоновское поле существует у покоящегося заряда и у заряженной системы, находящейся в нижнем квантовом состоянии.

Это нужно иметь в виду и в случае ядерных сил. Теория скалярных мезонов (теория Юкавы; здесь не существенно, что мезоны псевдоскалярны, а не скалярны) предусматривает два факта:

1) существование свободных мезонов с определенной массой, со спином 0, подчиняющихся статистике Бозе;

2) взаимодействие нуклонов.

Когда мезонов много, можно говорить о классической теории мезонного поля; это поле скалярное, т. е. подобно полю температуры $T(r)$, а не векторному полю скорости $v(r)$; понятия продольных и поперечных волн здесь нет.

Однако и в мезонной теории остается в силе утверждение: испускать свободные мезоны может только ускоренно движущийся или возбужденный нуклон. Покоящийся нормальный нуклон создает вокруг себя мезонное поле, воздействующее на другие нуклоны, но это поле статическое, мезоны не испускаются, и нуклон, естественно, не теряет массы и энергии. Это видно также и из того, что статическое мезонное поле убывает экспоненциально с расстоянием, как $e^{-mcr/\hbar}$.

Гравитационное взаимодействие тел (ньютоновское притяжение) нельзя представлять как результат излучения гравитонов, сопровождающегося потерей энергии (массы) по обоим причинам: как из-за поперечности гравитонов, так и по энергетическим причинам. Идеи гравитационной потери энергии легко привести к абсурду простым сопоставлением: почему не предположить, в таком случае, потерю энергии электростатическую или связанную с ядерными силами, в 10^{40} раз более сильную? Время изменения массы порядка 10^{10} лет (гравитационное) превратилось бы в 10^{-23} сек!

§ 7. Скалярная теория тяготения

В заключение этой главы вернемся к рассмотрению скалярной теории тяготения (Бранс, Дикке). Результат для скалярного поля можно сформулировать в очень общем виде: его источник *) должен

*) Полное решение всегда есть сумма поля источника плюс свободно распространяющаяся волна. Как указано ранее, свободные волны исключаются в векторном и тензорном случаях, если наложить условие сферической симметрии, поскольку свободные волны векторного и тензорного поля поперечны. В скалярном случае существуют сферические свободные волны, которые следует исключить при получении статического решения для статического источника.