

ьясь, картина мира многоцветна, а гравитационное поле дает только черно-белую фотографию, по которой нельзя воспроизвести буйные цвета природы.

Принципиальные вопросы науки не решаются большинством голосов. Все же читатель должен знать, что подавляющее число физиков в настоящее время считают невыполнимой программу единой теории поля в смысле Эйнштейна, т. е. считают, что невозможно из одних уравнений ОТО получить все законы природы.

Однако, как заметил Уилер, происхождение свойств элементарных частиц и их разнообразие, возможно, связаны с разнообразием топологических свойств пространства — времени в малых масштабах. Если к величинам, входящим в ОТО (скорость света $c = 3 \cdot 10^{10}$ см·сек⁻¹, гравитационная постоянная $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³·сек⁻²·г⁻¹) добавить квантовую постоянную Планка $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ см²·сек⁻¹·г, то получается набор, из которого можно построить величину размерности длины $l_g = \left(\frac{\hbar G}{c^3}\right)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33}$ см, времени $t_g = \left(\frac{\hbar G}{c^5}\right)^{1/2} = 5 \cdot 10^{-44}$ сек и массы $m_g = \hbar^{1/2} c^{1/2} G^{-1/2} = 2 \cdot 10^{-5}$ г. Эта характерная масса гигантски превышает массы элементарных частиц, например, $m_e = 0,9 \cdot 10^{-27}$ г, $m_p = 1,6 \cdot 10^{-24}$ г. Отсюда большинство физиков делает вывод, что теория элементарных частиц (и, в частности, теория массы элементарных частиц) не связана с теорией гравитации и имеет совсем другой (пока не известный) фундамент *). Заметим, что составленная из \hbar , G и c единица заряда $e_g = (\hbar c)^{1/2}$ не зависит от G и в $\sqrt{137} = 11,6$ раз больше элементарного заряда.

§ 3. Теория тяготения в плоском пространстве — времени **)

Разочарование в единой теории поля породило новое направление в подходе к теории тяготения. Это направление можно изложить следующим образом. Бесспорно, ОТО является удовлетворительной теорией тяготения. Однако является ли ОТО единственно возможной, «неизбежной» теорией тяготения? (Наконец,

*) Марков (1966), (1969) и некоторые другие физики защищают точку зрения, согласно которой в глубокой основе теории элементарных частиц лежит все же гравитация и массы частиц в будущей теории получатся как величина $\hbar^{1/2} c^{1/2} G^{-1/2}$, умноженная на безразмерный множитель ($\sim 10^{-20}$), который будет следовать из теории. Они предполагают также, что могут существовать частицы с фундаментальной массой $m_g = \hbar^{1/2} c^{1/2} G^{-1/2}$. См. об этом также книгу К. П. Станюковича (1965).

**) Здесь и ниже, конечно, имеется в виду пространство — время Минковского; специальная теория относительности не подвергается ни сомнению, ни модификации.

мы подходим к тому вопросу, который вынесен в заголовок гл. 2.) Другие полевые теории могут быть развиты в рамках плоского пространства — времени. Нельзя ли и гравитацию рассматривать как особое поле, действие которого разыгрывается в плоском пространстве — времени? Каковы должны быть свойства этого поля? Обязательно ли представление об искривлении пространства — времени?

Рассмотрим свойства гравитационного поля в плоском пространстве — времени и попытаемся сконструировать теорию, не обращаясь к ОТО.

Сходство между законом Кулона и законом Ньютона вселяет надежду на успех программы построения поля тяготения в плоском пространстве. Очень поучительно, что основные свойства искомой теории можно получить из простого мысленного эксперимента. Рассмотрим покоящуюся частицу, которая создает в окружающем пространстве потенциал $\varphi = -a/r$. Потенциал частицы, движущейся с постоянной скоростью, можно получить из потенциала покоящейся частицы с помощью преобразований Лоренца, т. е. рассматривая тот же потенциал $\varphi = -a/r$ с точки зрения движущегося наблюдателя. Теперь рассмотрим не одну частицу, а совокупность заключенных в сферический сосуд частиц, движущихся по всем возможным направлениям. Предполагается, что все направления равновероятны, так что эта совокупность частиц образует стационарную сферически-симметричную систему, ограниченную стенками сосуда. Вычислим суммарный потенциал частиц. Ответ, который мы при этом получим, зависит от природы φ , т. е. от того, как ведет себя φ при лоренц-преобразовании.

Если φ есть скаляр, то оказывается (вычисления проведены в приложении к этому параграфу), что для совокупности движущихся частиц

$$\varphi = n\varphi_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

т. е. φ меньше, чем для покоящихся частиц. Если φ есть нулевая компонента 4-вектора, то $\varphi = n\varphi_1$, так что движение частиц не влияет на их потенциал и на создаваемое ими поле.

Наконец, если φ есть 0,0-компонента *) тензора второго ранга φ_{ik} , то получается, что

$$\varphi = \frac{n\varphi_1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

(Наиболее просто этот результат можно получить, рассматривая нестационарную, сферически-симметричную систему частиц, ко-

*) По отношению к чисто пространственным поворотам потенциал φ во всех случаях ведет себя как 3-скаляр, а поле $\text{grad } \varphi$ как 3-вектор (вектор поля, силы).

торые одновременно вылетают из начала координат по всем направлениям с одинаковыми скоростями). Второй случай как раз соответствует электромагнитной теории. Электроны в атоме движутся с большими скоростями (в тяжелых атомах порядка скорости света), однако это не меняет их наблюдаемого заряда, не нарушает точной компенсации заряда ядра зарядом электронов. Хорошо известно, что электростатический потенциал ϕ есть нулевая компонента 4-вектора $A_\mu = (\phi, \mathbf{A})$, соответственно электрическое и магнитное поля вместе образуют тензор второго ранга $F_{ik} = -F_{ki}$.

Для гравитационного поля, очевидно, нужно выбрать третий вариант, т. е. ϕ рассматривать как 0,0-компоненту тензора второго ранга. В этом (и только в этом) случае гравитационное воздействие n движущихся частиц на покоящуюся пробную частицу вдали от масс оказывается пропорциональным сумме их масс. При этом автоматически учитывается, что масса движущейся частицы возрастает с увеличением скорости, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$, в соответствии со специальной теорией относительности.

Можно еще иначе сформулировать результат. Принцип эквивалентности требует, чтобы различные тела испытывали одинаковое ускорение в поле тяготения, т. е. чтобы действующая на них сила была пропорциональна их массе. Третий закон Ньютона — равенство действия и противодействия — требует чтобы гравитационное поле тела было пропорционально его массе. Движение частиц, составляющих тело, увеличивает его массу. Следовательно, движение частиц должно увеличивать и создаваемое ими гравитационное поле, в отличие от электрического поля частиц, не зависящего от скорости заряда. Поэтому теория гравитационного поля должна отличаться от теории электромагнитного поля (несмотря на сходный вид в статическом случае; ср. замечания выше о сходстве закона Кулона и закона Ньютона).

Сделаем два принципиальных замечания.

Скалярная теория тяготения дает результаты, существенно отличающиеся от тензорной теории, а значит, и от эксперимента — для быстро движущихся тел. Мы вернемся к вопросу о скалярной теории ниже, стр. 104, в связи с идеями Дикке и Бранса. Мы увидим, что движение частиц, сдерживаемое силами взаимодействия, не вызывает различия между скалярной и тензорной теорией. С другой стороны, при распространении света создаваемое светом гравитационное поле существенно различно в этих двух теориях; естественно, что оказывается различным и действие «чужого» гравитационного поля на свет, т. е. различны предсказания, касающиеся отклонения световых лучей, проходящих мимо Солнца. Опыт в последние годы систематически улучшает совпадение с ОТО, оставляет все меньше места для возможной примеси скалярного взаимодействия.

Второе замечание касается векторной теории тяготения. Эта теория в чистом виде не может быть правильной уже по той причине, что она предсказывает притяжение частиц и античастиц, но отталкивание частиц между собой.

Вместо доказательства, основанного на квантовой теории поля (так как необходимо понятие античастицы!) ограничимся напоминанием ситуации с хорошо известным векторным, электромагнитным полем. Одинаковые электрические заряды отталкиваются.

Но в природе наблюдается гравитационное притяжение. Следовательно, векторная теория может давать только поправку к теории тяготения.

Вопрос о такой поправке, пропорциональной барионному заряду, поставили Ли и Янг (1957). Вследствие дефекта массы, зависящего от энергии связи ядра, добавка, пропорциональная числу барионов данного тела, не в точности пропорциональна инертной массе тела. Таким образом, предсказываются отклонения от строгого равенства инертной и гравитационной массы. Опыт показывает, что таких отклонений нет с точностью до 10^{-12} . Отсюда следует, что гипотетического векторного поля Ли — Янга либо вовсе не существует либо взаимодействие этого поля с барионом по крайней мере в 10^{22} раз слабее, чем взаимодействие электромагнитного поля с элементарным зарядом.

Гравитационный потенциал в теории с плоским пространством — временем описывается тензором второго ранга. Гравитационное поле имеет соответственно три индекса Γ_{ke}^i . (В пределе почти покоящейся пробной частицы только компоненты Γ_{00}^x дают вклад в силу. Именно их обычно отождествляют с градиентом ньютоновского скалярного потенциала.)

Основываясь на понятиях гравитационного потенциала и поля, можно сформулировать релятивистскую теорию тяготения в плоском пространстве — времени (РТТПП). РТТПП правильно предсказывает такие критические с точки зрения проверки теории наблюдаемые явления, как отклонение светового луча в гравитационном поле и красное смещение фотона, излученного осциллятором (атомом) вблизи тяжелого тела.

Таким образом, релятивистская теория тяготения в плоском пространстве — времени (РТТПП) позволяет сделать весьма важные предсказания, выходящие за рамки ньютоновской теории тяготения. Еще раз подчеркнем, что перечисленные выводы РТТПП полностью согласуются с выводами ОТО, так как слабое поле в ОТО можно рассматривать как тензор в плоском пространстве — времени. Исследование гравитационных эффектов или гравитационных волн не даст возможности выбрать между РТТПП и ОТО.

Следовательно, к РТТПП нужно относиться вполне серьезно. Есть область, в которой РТТПП методически гораздо удобнее ОТО: это вопрос о квантовании гравитационного поля, который мы ниже вкратце рассмотрим (см. § 6).

ПРИЛОЖЕНИЕ К § 3

Покажем, как вычисляется потенциал совокупности движущихся частиц, заключенных в сферический сосуд. Рассмотрим сначала случай скалярного потенциала Φ , который удовлетворяет уравнению

$$\square\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = a\rho.$$

Предположим, что все частицы покоятся. Тогда $\rho = \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$, где \mathbf{r}_i — положение i -й частицы. Когда имеется много близко расположенных друг к другу частиц, можно заменить сумму δ -функций гладкой функцией координат $\rho(\mathbf{r})$, которая отлична от нуля только в области, где сконцентрированы частицы (т. е. внутри сосуда).

В стационарном случае ($\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0$) из условия

$$\nabla^2\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = -a\rho$$

находим, что вне сосуда

$$\Phi = \frac{a}{r} \int \rho dV = aN/r, \quad (2.3.1\text{п})$$

где N — полное число частиц.

Пусть теперь частицы движутся. Рассмотрим сначала частицы, обладающие одной определенной скоростью и движущиеся в одном определенном направлении. Тогда в системе покоя этих частиц Φ описывается формулой (2.3.1а). При переходе к «лабораторной» системе отсчета, относительно которой частицы движутся, значения Φ и ρ в каждой точке пространства — времени остаются неизменными, так как Φ и ρ скаляры: $\Phi = \Phi'$, $\rho = \rho'$. Однако решение для Φ , стационарное в системе покоя частиц, будет нестационарным в лабораторной системе отсчета (оно зависит в ней не только от пространственных координат, но и от времени).

Вместо того, чтобы складывать нестационарные решения для потенциалов Φ , вызванных частицами, движущимися с различными скоростями в сосуде, мы будем складывать источники с разными скоростями. Поле, обусловленное суммарным источником, очевидно, будет стационарно, так как задача стационарна.

Для данной группы частиц (с идентичными скоростями) значение ρ инвариантно, но объем, в котором содержатся частицы, в лабораторной системе отсчета меньше, чем в системе покоя. Обозначая штрихом величины, относящиеся к лабораторной системе отсчета, имеем

$$\int \rho' dV' = \int \rho dV' = (1 - \beta^2)^{1/2} \int \rho dV = N(1 - \beta^2)^{1/2}.$$

Пусть несколько групп частиц (ρ_1, ρ_2, \dots) внутри сосуда движутся с одинаковой скоростью $v = \beta c$ в различных направлениях. В результате столкновений со стенками сосуда направление скорости каждой частицы время от времени изменяется, т. е. частицы переходят из одной группы в другую, так что