

§ 15. Теория тяготения Бранса — Дикке и ее космологические следствия*)

Указанная в заглавии теория, именуемая далее кратко ТБД [см. Бранс, Дикке (1961); Дикке (1962, 1964, 1968)], тесно связана с принципом Маха. В этой теории, так же как и в ОТО, рассматривается неевклидово, искривленное 4-мерное многообразие — пространство-время.

В этом многообразии, наряду с известными частицами и полями, рассматривается еще гипотетическое «ранее неизвестное»**) скалярное безмассовое поле, так называемое φ -поле. Авторы вводят его необычным способом, поэтому в теории тяготения и в космологии φ -поле играет роль, существенно отличающуюся от роли других полей например скалярного поля нейтральных пионов.

В первоначальной формулировке ТБД в действии $\int R dV$ скаляр кривизны R умножается на функцию φ .

Таким образом, полное действие ТБД состоит из трех членов:

$$S = \int \left[\frac{c^3}{16\pi G_0} (-\varphi R + \mathcal{L}_\varphi) + \frac{1}{c} \mathcal{L}_m \right] dV, \quad (23.15.1)$$

где V — четырехмерный объем, $dV = \sqrt{-g} d^4x^i$, \mathcal{L}_m — лагранжиан известных частиц и полей, \mathcal{L}_φ — лагранжиан φ -поля, также имеющий не вполне обычный вид:

$$\mathcal{L}_\varphi = \omega \frac{\varphi, i \varphi'^i}{\varphi}, \quad (23.15.2)$$

где запятая означает ковариантное дифференцирование, а ω есть безразмерный численный параметр. Специфика ТБД заключена в том, как написан первый член.

Идеи, связанные с такой записью, заключаются в том, что при $\varphi=0$ теперь нет теории тяготения, так как исчезает член, описывающий упругость пространства (исчезает R). С другой стороны, поле φ оказывается зависящим от распределения материи во всем пространстве. Таким образом, в ТБД, в соответствии с идеями Маха, лишь при наличии (обычной) материи оказывается возможным найти метрику и определить локально инерциальную систему координат. На протяжении данного параграфа много раз будут употребляться выражения типа «удаётся», «оказывается», «соответствует»; надо сразу же сказать, что эти выражения не означают, что ТБД правильна и адекватно описывает природу. «Соответствие» принципу Маха, с точки зрения авторов ТБД, является достоинством теории. Но принцип Маха не доказан (см. § 11) и «соответствие»

*) При написании данного параграфа большую помощь оказали Л. Э. Гуревич и А. М. Финкельштейн, за что мы им искренне благодарны.

**) Здесь пародируется терминология патентов; однако в данном случае существование поля, «неизвестного ранее», остается недоказанным и поныне.

ему не есть доказательство правильности ТБД. То же относится и к другим свойствам ТБД.

Дифференциальные уравнения ТБД получаются, естественно, варьированием приведенного выше действия. Варьирование метрики приводит к уравнениям, похожим на уравнения стандартной ОТО. Скалярное поле также дает обычный вклад в тензор энергии-импульса $T_{ik(\varphi)}$ наряду с тензором обычной материи $T_{ik(m)}$. Но эффективная гравитационная «постоянная» не является больше универсальной константой, на ее место входит $\frac{\text{const}}{\varphi}$, причем φ есть функция точки! Итак, имеем

$$\frac{\varphi c^4}{8\pi G_0} \left(R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R \right) = T_{ik(m)} + T_{ik(\varphi)}.$$

Варьируя действие по φ , получим уравнение

$$2\omega\varphi^{-1} \square\varphi - \frac{\omega}{\varphi^2} (\varphi^{,i}\varphi_{,i}) + R = 0. \quad (23.15.3)$$

Но так как R , в свою очередь, выражается через $T_{(m)}$ и $T_{(\varphi)}$, то уравнение можно переписать так, чтобы выявить роль материи как источника поля:

$$\square\varphi = \frac{8\pi G_0}{(3+2\omega)c^4} T. \quad (23.15.4)$$

В правую часть последнего уравнения входит скаляр T — след тензора энергии-импульса, т. е. плотность энергии, точнее, (ρc^2) для «пыли» (при $P=0$) или $(\varepsilon - 3P)$ для жидкости. Любопытно, что для ультрарелятивистского газа $T \equiv 0$ и, следовательно, $\square\varphi = 0$. Все операции (дифференцирование, \square) производятся, как уже говорилось, в неевклидовом пространстве-времени.

В ТТ и ЭЗ рассматривались разные варианты теории тяготения в плоском пространстве-времени: тензорный, векторный и скалярный. Скалярный вариант связывался с именами Бранса и Дикке (ТТ и ЭЗ, стр. 104). Более точно, следует сказать, что в ТБД роль скалярной функции сложнее, функция φ не является аналогом скалярного ньютоновского потенциала. ТБД содержит безразмерный свободный параметр ω . Наблюдаемые выводы зависят от избранного значения ω . При этом $\omega = \infty$ соответствует стандартной ОТО.

Итак, характерной особенностью ТБД является тот факт, что гравитационная «постоянная» оказывается функцией точки, $G \sim [\varphi(x, y, z, t)]^{-1}$, и функция эта подчиняется определенным уравнениям, в которых в роли источника выступает материя. Безразмерные величины $\frac{Gm^2}{e^2}$, $\frac{Gm^2}{\hbar c}$, где m, e — масса и заряд элементарных частиц, не являются постоянными. Вся остальная «физика», характеризующаяся числами $\frac{e^2}{\hbar c}$, $\frac{m_p}{m_e}$, одинакова во всем пространстве и всег-

да. ТБД напоминает теории Иордана (1948, 1955) и Дирака (1938), в которых G также не является постоянной. Выгодным отличием ТБД (в связи с которым мы подробнее останавливаемся именно на этой теории) является то, что в ТБД не предполагается изменение числа частиц, ТБД не вступает в противоречие с законами лабораторной физики.

Как показал Дикке (1962), возможна и другая, эквивалентная формулировка теории, в которой поле φ прямо взаимодействует со скаляром T вещества, гравитационная постоянная (без кавычек) постоянна, но зато эффективные массы \bar{m} всех частиц зависят от φ и, следовательно, не постоянны. Не постоянна и локально наблюдаемая величина $\frac{G\bar{m}^2}{\hbar c}$, как и раньше, в первом варианте ТБД (см. выше).

На первый взгляд такой вариант теории ближе к привычным уравнениям, результаты легче поддаются интерпретации. Однако в действительности, если масса элементарных частиц переменна, то, следовательно, атомные часы идут непостоянным темпом, атомная единица времени и атомная единица длины зависят от локального мгновенного значения скалярного поля φ . Время и длина, измеренные атомными стандартами, не совпадают с тем временем и длиной, которые входят в определение метрики $ds^2 = dt^2 - dl^2$ (после локального приведения к форме Минковского). Таким образом, в интерпретации любого эксперимента возникают осложнения. По этой причине будем придерживаться ниже первого варианта теории, в котором φ -поле взаимодействует непосредственно с кривизной R , но не с материей, так что гравитационная «постоянная» G не постоянна ($G \sim \varphi^{-1}$), но зато постоянны массы. Для того чтобы определить φ , нужно не только уравнение и задание источников, но нужны и начальные и граничные условия. Далёкие источники влияют на φ в данной точке с коэффициентом, обратно пропорциональным расстоянию r , число таких источников возрастает с расстоянием пропорционально $r^2 dr$. Поэтому в первом приближении поле φ определяется далёкими источниками и можно считать его постоянным, не зависящим от пространственных координат (даже в Галактике, или в Солнечной системе, или на Земле, несмотря на гигантские отличия плотности от среднего космологического значения *). В случае простейшего космологического решения (однородная и изотропная модель, «пыль», $P=0$, плоский мир, $\varphi=0$ при $t=0$)

*) Заметные отличия φ от среднего появляются лишь там, где гравитационный потенциал изолированной массы становится порядка c^2 (c — скорость света). Поэтому ТБД вносит количественные изменения в теорию нейтронных звезд и особенно существенно (качественно) изменяет теорию коллапса и «черных дыр» [Бранс (1962), Нариаи (1969а, б)]; однако этот вопрос выходит за рамки данной книги.

получается

$$\varphi \sim t^r, \quad a \sim t^q, \quad r = \frac{2}{4+3\omega}, \quad q = \frac{2+2\omega}{4+3\omega}. \quad (23.15.5)$$

При $\omega \rightarrow \infty$ это решение содержит стандартные результаты: φ и G постоянны, $a \sim t^{1/2}$.

В частности, при $\omega=6$ *) предсказывается изменение константы тяготения (или массы частиц):

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = -0,14H \approx -5 \cdot 10^{-12} \text{ лет}^{-1}, \quad (23.15.6)$$

где H — постоянная Хаббла.

В теории Дирака $\frac{dG}{dt}$ в 10 раз больше. Точность радиолокационных межпланетных измерений расстояний позволяет надеяться на прямой ответ — есть ли такие изменения — на протяжении ближайших 10 лет. Сейчас эксперименты Шапиро (1965), Шапиро и др. (1971, 1972) дают \dot{G}/G не более $4 \cdot 10^{-11} \text{ лет}^{-1}$.

В настоящее время более интересны тесты, не требующие долгого ожидания. Наблюдаемые выводы ТБД развиты подробно. ТБД дает поправки к классическим тестам ОТО. Отклонение α луча при прохождении вблизи края Солнца в ТБД выражается формулой $\alpha = 1,75'' \frac{3+2\omega}{4+2\omega} = 1'',75 \left(1 - \frac{1}{4+2\omega}\right)$, изменяется также вековое смещение перигелия Меркурия.

Измерения последних лет неблагоприятны для ТБД: последние данные дают для α величину, из которой следует, что $|\omega| > 6$ или $|\omega| > 10$. Смещение перигелия Меркурия согласуется с ОТО с очень хорошей точностью.

Дикке (1964) полагал, что гравитационное поле Солнца обладает значительным квадрупольным моментом. Совпадение смещения перигелия с ОТО, по его мнению, является результатом случайной компенсации двух поправок — одной, связанной с ТБД, и другой, зависящей от квадрупольного момента Солнца. Доказательство квадрупольного момента Дикке видел в сплюснутости солнечного диска. Новые данные Хилла и др. (1974) показывают отсутствие сплюснутости Солнца. Небесно-механические следствия ТБД рассматриваются в ряде работ [Нутку (1969), Шапиро и др. (1971, 1972), Финкельштейн и Крайнович (1974)]: Эти следствия до сих пор не нашли экспериментального подтверждения.

Специфическим предсказанием ТБД являются продольные гравитационные волны (точнее, волны φ -поля). Измерения типа веберовских в момент взрыва близкой сверхновой могли бы подтвер-

*) Наблюдения (о которых см. далее) приводят к выводу, что $|\omega| \geq 6$; напомним, что ТБД совпадает с ОТО в пределе при $\omega \rightarrow \infty$.

дить ТБД или дать чувствительную оценку параметра ω . Даже при малых отклонениях от ОТО (т. е. при большом $|\omega| \gg 6$) эффект может быть значительным, так как излучение скалярных волн (в отличие от гравитационных волн в ОТО) происходит также и при сферически-симметричных колебаниях или коллапсе [Дикке (1964); Гуревич и Дынкин (1972)]. «Обычные», предусмотренные ОТО, гравитационные волны являются тензорными и излучаются лишь постольку, поскольку колеблющееся или коллапсирующее тело отклоняется от сферической симметрии, имеет квадрупольный момент (см § 2 гл. 16 и более подробно ТТ и ЭЗ). Как известно, однако, повторные опыты Вебера не подтвердило наличие импульсов, скалярные волны также не наблюдались. Итак, с ТБД возникла часто встречающаяся ситуация. Нет экспериментальных доказательств недостаточности ОТО, нет экспериментальных аргументов в пользу ТБД. Вместе с тем, благодаря предусмотрительно введенному параметру ω , все недовольные жесткой формой стандартной ОТО имеют право перевести вопрос в количественную плоскость. Такие исследователи говорят, что ТБД не опровергнута, но лишь подвергнута количественному ограничению.

Каковы космологические следствия ТБД?

Для «пыли» и при определенном выборе начальных условий выше выписана формула (23.15.5), показывающая, как меняется показатель в космологическом решении. Для ТБД уравнение состояния $P = \varepsilon/3$ является особым. Существенны отклонения от этого закона. Нуклеосинтез в ТБД рассмотрен в работе Дикке (1968). В первом варианте теории с постоянными массами элементарных частиц и с временами, измеренными по атомным часам, суть изменений нуклеосинтеза сводится к тому, что в космологии в ТБД ускоряется темп космологического расширения. Но мы знаем, что ускоренное расширение приводит к увеличению доли нейтронов, выживающих после адронной эры. При увеличении скорости расширения в s раз при s от 10 до 1000 содержание гелия оказывается больше 40%, что недопустимо. При s от 1000 до 10^6 содержание гелия меньше 10%, но недопустимо велико предсказываемое количество дейтерия ($>3\%$) и He^3 ($>2 \cdot 10^{-4}$). Поэтому необходимо $s > 10^6$. Конкретно Дикке отстаивает скалярно-тензорную космологическую модель с $s = 1,5 \cdot 10^6$ (соответствующую $\omega = 5$), с практически нулевым содержанием гелия. Однако если $\omega > 6$ (как указывают, по-видимому, небесно-механические и радиоизмерения в Солнечной системе), то в космологии возникнут трудности!

Отметим, что в ТБД, наряду с «обычными» решениями с начальным условием $t=0$, $\varphi=0$, можно также рассматривать решения с $\varphi_0 \neq 0$ или $\varphi^a = \text{const} \neq 0$, т. е. со «свободным» φ -полем. Эти решения обладают любопытными особенностями. Поле ведет себя в определенных условиях как предельно жесткое ($P = \varepsilon$) вещество. При определенном выборе параметров $P = \varepsilon < 0$ и возможен плавный пере-

ход от сжатия к расширению в изотропной (Фридмановской) модели.

Положительное ω , когда сингулярность сохраняется (но зависит от φ -поля, а не от материи), рассмотрел Гринстейн (1968), см. также Моргенстерн (1973), а для анизотропных решений — Белинский и Халатников (1972), Рубан и Финкельштейн (1973), Матцнер, Райан и Бтон (1973). Принципиально новый случай отрицательного ω рассмотрели Гуревич, Финкельштейн и Рубан (1973). На первый взгляд отсутствие сингулярности в этом случае реализует давнишнюю мечту теоретиков (и философов). Сингулярность означает необходимость привлечения новых теоретических идей, только несингулярное решение является полным и логически замкнутым. Однако, избавившись от сингулярности, мы сталкиваемся с новыми вопросами: как происходил нуклеосинтез? каким образом получилось равновесное планковское реликтовое излучение? Бесконечная плотность, может быть, и не является необходимой, но плотность порядка 10^6 — 10^8 г/см³ и температура выше 10^{10} °К нужны для понимания наблюдаемой картины Вселенной.

Наконец, наиболее важна принципиальная трудность: избавление от сингулярности возможно лишь в рамках теории с полем, которое может дать отрицательную плотность энергии. Без отрицательной плотности энергии сингулярность неизбежна — в этом состоят теоремы Пенроуза и Хоукинга (см. § 2 гл. 22). Но поле, дающее отрицательную плотность энергии, способно также вызвать «взрыв вакуума». В квантовой теории такого поля в вакууме (плоском, стационарном!) могут рождаться кванты этого поля вместе с обычными частицами. Как было показано Зельдовичем (1974), такое спонтанное рождение частиц противоречит наблюдениям.

Подведем итог обсуждению ТБД. Разнообразие решений оказалось значительно большим, чем предполагали авторы теории. Появились новые, не связанные с идеями Маха, варианты, рассматриваются свободные поля. Появляется значительное число публикаций по ТБД. Несмотря на это, наблюдения и общие соображения, выдвинутые в последние годы, неблагоприятны для ТБД, и представляется вероятным, что в ближайшие годы интерес к ТБД исчезнет.

§ 16. Новые гипотезы в теории поля и космология

В 70-х годах получило дальнейшее развитие и стало популярным особое направление теории квантовых полей и теории элементарных частиц — идея спонтанного нарушения симметрии, или, кратко, «сломанной симметрии».

Вкратце идея сводится к следующему: в природе усматриваются определенные симметрии, которые, однако, оказываются неточными. Такова например *CP*-инвариантность, т. е. симметрия по отношению к зеркальному отражению, сопровождающемуся заменой частиц