# ГЛАВА 4
# КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ

## § 1. Отлична ли космологическая постоянная от нуля?

Основой теории тяготения является представление о возможности искривления реального пространства-времени (его римановой метрики).

Замечательно, что эта идея практически однозначно приводит к определенному виду уравнений ОТО при использовании только самых общих и естественных предположений о том, что теория в пределе переходит в специальную теорию относительности и ньютоновскую теорию тяготения.

Все же, как показал сам Эйнштейн в 1917 г. [см. Эйнштейн (1966)] существует одна возможность изменения ОТО — введение в ОТО параметра, который должен определяться из наблюдения или опыта. Этот параметр оказывается существенным лишь в масштабе всей Вселенной и потому получил название «космологическая постоянная». Ее обозначают $\Lambda$, размерность $\Lambda$ — $см^{-2}$.

В принципе величину $\Lambda$ можно было бы определить и достаточно точным лабораторным методом. Однако уже из размерности $\Lambda$ видно, что связанные с этой величиной эффекты характеризуются безразмерным произведением $\Lambda l^2$, где $l$ — характерная длина (размер экспериментального прибора или области наблюдения). Внегалактические, космологические наблюдения ограничивают значение $\Lambda$ такой величиной ($|\Lambda| \leqslant 10^{-55}$ $см^{-2}$), при которой лабораторное ее определение становится безнадежным. Вопрос о $\Lambda$ оказывается (как уже отмечено во введении) как раз той новой проблемой, которая возникает при переходе к гигантским масштабам Вселенной.

Перед тем как будут выписаны уравнения, остановимся кратко на истории вопроса (в этом месте неизбежны некоторые повторения сказанного во введении к книге) и некоторых принципиальных моментах.

Приступая к развитию космологии на базе ОТО, Эйнштейн считал желательным найти статическое решение с замкнутой геометрией трехмерного пространства. Предполагалось, что статичность, т. е. независимость от времени, соответствует большому возрасту небесных тел (начиная с Земли, для которой уже был известен возраст в несколько миллиардов лет). Замкнутая модель считалась предпочтительной, как более соответствующая физическим идеям Маха — принципу Маха (см. об этом раздел V). В замкнутой модели содержится конечное количество вещества, и можно было предположить, что именно это вещество как-то выделяет локально инерциальную систему координат. Мах полагал, что инерция тела зависит от взаимодействия этого тела с остальным веществом; такая точка зрения более приемлема, если количество остального вещества ограничено.

Все исследования и расчеты предыдущих глав проделаны в предположении $\Lambda=0$. Среди этих решений нет статического решения, а замкнутый или открытый характер геометрии зависит от плотности вещества.

В 1917 г. Эйнштейн не располагал нестатическими решениями (они были получены Фридманом в 1922—1924 гг.). Однако прямая подстановка статической метрики $g_{\mu\nu}$ для замкнутого мира в уравнения тяготения указывала, что уравнениям удовлетворить нельзя, если не видоизменить их. Оказалось, что как раз естественный способ изменения — введение $\Lambda$ — позволяет удовлетворить уравнениям с помощью статических $g_{\mu\nu}$ и, что особенно замечательно, такой статический мир автоматически оказывается замкнутым. Казалось, что одни только очень общие принципы фиксируют вид уравнений тяготения вместе с $\Lambda$-членом и, что еще важнее, позволяют угадать строение Вселенной как замкнутого статического мира.

Однако в 20-х годах появились работы Фридмана, в которых было показано, что, во-первых, космологические уравнения ОТО (2.1.8) — (2.1.10) имеют решения и без $\Lambda$-члена (вопреки мнению Эйнштейна), но что эти решения должны быть нестатическими, а вовторых, что и уравнения с $\Lambda$-членом могут давать и статические и нестатические решения. Все эти модели с $\Lambda$-членом могут быть и с замкнутым пространством и открытые. Статический мир с $\Lambda$-членом (автоматически являющийся замкнутым) оказался весьма вырожденным решением уравнений Эйнштейна. После краткого недоразумения Эйнштейн признал теоретическую корректность этих работ.

Вскоре, в 1929 г. (Фридман не дожил до этого времени), Хаббл объявил об открытии закона красного смещения, которое было истолковано как подтверждение эволюционирующей модели Вселенной. Весьма поучительно не только с научной, но и с точки зрения психологии научного творчества («падающего — толкни»), как одновременно отпали те доводы, которые приводились в пользу статической замкнутой модели. Стало ясно, что звезды расходуют ядерную энергию на излучение, так что они могут светить долго (Солнце $\sim 10^{10}$ *лет*, очень массивные звезды — $10^6$ *лет*), но не бесконечно долго. Уже с этой точки зрения статическая модель не годится! К тому же выяснилось, что статическая модель неустойчива по отношению к малым возмущениям плотности.

Правда, одно время казалось, что модели без $\Lambda$-члена дают слишком короткую «шкалу времени» — времени от сингулярности до сегодняшнего дня — всего несколько миллиардов лет, так как постоянная Хаббла оценивалась тогда в 500 *км/сек·Мпс*. Время $H_0^{-1}$ оказалось меньше даже возраста Земли! Поэтому считалось желательным введение $\Lambda$-члена, чтобы растянуть время расширения Вселенной. Однако в послевоенные годы выяснилось, что расстояния до галактик были сильно занижены. Пересмотр этого вопроса привел к значению $H_0 \approx 75$—50 *км/сек·Мпс*, и противоречия с короткой шкалой отпали. Отпала и необходимость в $\Lambda$-члене.

Принцип Маха постепенно поблек и не может служить аргументом в пользу замкнутости Вселенной. Критический анализ основ классической физики, проделанный Махом, был психологически полезен для подготовки новых теорий. Однако СТО, как и ОТО, построенные на фундаменте (не на развалинах!) классической физики, оказались локальными теориями, теориями без дальнодействия, и идеи Маха о том, что инерция тел определяется далекими массами, в этих теориях не реализуются.

Эйнштейн после открытия Фридманом нестационарных решений заявил, что введение $\Lambda$-члена было ненужным осложнением теории, что нет данных, которые бы требовали введения $\Lambda$. Такую же точку зрения высказывают Ландау и Лифшиц (1973).

Нельзя, однако, отрицать, что этот подход является субъективным; астрономические данные не требовали $\Lambda$, отличного от нуля, но и не опровергали такой возможности. Это $\Lambda \neq 0$ должно быть достаточно малым по модулю для того, чтобы теория не вступила в противоречие с данными о нашей окрестности до 1000—1500 *Мпс* [или $(3—5)\cdot 10^9$ *лет* по шкале времени], и вместе с тем такое $\Lambda$ может быть достаточным для того, чтобы радикально повлиять на строение и эволюцию Вселенной как целого.

Уже одного стремления к объективности и полноте должно бы хватить для того, чтобы теория с $\Lambda \neq 0$ нашла место хотя бы петитом в приложении. Здравые, спокойные решения часто принимают лишь под давлением чрезвычайных обстоятельств, в обстановке пожара и (или) наводнения и паники.

Роль факела сыграли квазары. В 1967 г. появились данные — статистическая их значимость до сих пор не ясна и, скорее всего, сводится к нулю — о концентрации квазаров при определенном значении красного смещения $z=1,95$ [последний обзор с библиографией см. Бэрбидж и О'Делл (1973)]. Было выдвинуто объяснение этого в рамках космологической модели, длительное время «почти статической» при указанном $z$ за счет космологической постоянной $\Lambda \neq 0$ (см. стр. 131). Последовало бурное обсуждение доводов за и против такого объяснения *). Знание основных свойств теории с $\Lambda \neq 0$ стало необходимым уже для того, чтобы понимать статьи, публикуемые в журналах. Мы считаем целесообразным привести здесь основные формулы, касающиеся однородных изотропных моделей с Λ-членом [см. также Зельдович (1967)]. Во всей остальной книге мы считаем $\Lambda = 0$.

## § 2. Космологические модели с Λ-членом

Уравнения Эйнштейна при введении Λ-члена имеют следующий вид:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{\varkappa}{c^2} T_{ik} + g_{ik} \Lambda$$

(обозначения см. § 1 гл. 2). Из этого выражения мы видим, что новый член эквивалентен дополнительному члену в тензоре энергии-импульса. Этот член дает плотность энергии

$$\varepsilon_\Lambda = \frac{c^4 \Lambda}{8\pi G} \tag{4.2.1}$$

и давление

$$P_\Lambda = -\varepsilon_\Lambda = -\frac{c^4 \Lambda}{8\pi G}. \tag{4.2.2}$$

Можно ввести также плотность массы

$$\rho_\Lambda = \frac{\varepsilon_\Lambda}{c^2} = \frac{c^2 \Lambda}{8\pi G}. \tag{4.2.3}$$

Введенные величины не зависят от плотности частиц, поэтому можно говорить о $\rho_\Lambda$, $\varepsilon_\Lambda$ и $P_\Lambda$ как о плотности массы, плотности энергии и давлении пустого пространства, вакуума. Мы проанализируем влияние этих величин на поведение Вселенной в ньютоновской манере, как в гл. 1. Такой анализ позволит объяснить также, почему Эйнштейн назвал Λ «космологической» постоянной.

При этом, однако, будет учтено, что в уравнение для ускорения входит $\varepsilon + 3P$ [см. (1.6.2) и (2.1.8)], так что при $\Lambda \neq 0$ в уравнение войдет комбинация

$$\varepsilon_\Lambda + 3P_\Lambda = \varepsilon_\Lambda - 3\varepsilon_\Lambda = -2\varepsilon_\Lambda = -\frac{c^4 \Lambda}{4\pi G}.$$

Далее, уравнение (1.6.5) для «кинетической энергии» будет написано сразу с тем значением константы, которое следует из ОТО [см. уравнение (2.1.9)], когда масштабный фактор выбран как радиус мира:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{4\pi G}{3c^2} a^2 (\varepsilon + \varepsilon_\Lambda) - \frac{kc^2}{2}. \tag{4.2.4}$$

*) В этой же связи дискутировался и вопрос о соотношении ОТО (и, в частности, космологической постоянной) и теории элементарных частиц. Этот круг вопросов рассмотрен в ТТ и ЭЗ. В свете новых физических теорий мы коснемся этих вопросов в гл. 23.