

Например, если давление космической материи пренебрежимо мало, то (14.2.19) дает результат, аналогичный (14.2.17):

$$\rho(t) R^3(t) = \text{const.} \quad (14.2.20)$$

Исключительное удобство сопутствующих координат не должно заслонять от нас того факта, что на самом деле типичные галактики удаляются друг от друга или сближаются при увеличении или уменьшении $R(t)$. Чтобы уяснить это, нужно более четко определить, что мы подразумеваем под расстоянием между галактиками. Представим себе цепочку галактик, расположенных близко друг к другу на луче зрения между нами и некоторой удаленной галактикой с координатами r_1 , θ_1 , ϕ_1 , и предположим, что в один и тот же момент t космического времени наблюдатели на каждой галактике измеряют расстояние до соседней, скажем, измеряя время хода светового сигнала. (Заметьте, что это не то же самое, что измерение времени хода одного светового сигнала от $r = 0$ до $r = r_1$.) Сложение всех отдельных расстояний дает *собственное расстояние*:

$$d_{\text{соб}}(t) = \int_0^{r_1} \sqrt{g_{rr}} dr = R(t) \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}}. \quad (14.2.21)$$

Очевидно, никто не собирается организовывать подобного рода космический заговор, а потому, с точки зрения наблюдательной космологии, нет необходимости иметь дело с понятием *собственное расстояние*. Однако мы увидим в § 4 этой главы, что более привычные способы измерения расстояний, основанные на видимых светимостях и угловых диаметрах при $r_1 \ll 1$, приближают нас к собственному расстоянию (14.2.21). Следовательно, в том или ином смысле галактики разбегаются, если $R(t)$ растет, или сближаются, если $R(t)$ уменьшается.

Космологическая теория выдвигает перед наблюдательной астрономией проблему измерения функции $R(t)$ и определения значения постоянной k — равна ли она $+1$, 0 или -1 . Это не единственные данные, нужные космологии, но их получение является одной из центральных проблем, которые необходимо решить, если мы стремимся понять Вселенную. В оставшейся части главы говорится о том, в какой степени возможен ответ на этот вопрос.

§ 3. Красное смещение

Наиболее важную информацию о космическом масштабном факторе $R(t)$ мы получаем из наблюдения сдвигов частоты света, излучаемого удаленными источниками. Чтобы вычислить такие сдвиги частот, мы расположимся в начале ($r = 0$) координат (согласно космологическому принципу, это лишь вопрос удоб-

ства) и рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль направления $-r$, когда θ и ϕ фиксированы. Тогда уравнение движения заданного гребня волны имеет вид

$$d\tau^2 = dt^2 - R^2(t) \frac{dr^2}{1-kr^2} = 0.$$

Отсюда, если волна покидает типичную галактику, расположенную в точке r_1, θ_1, ϕ_1 , в момент t_1 , то она достигает нас в момент t_0 , определяемый равенством

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = f(r_1), \quad (14.3.1)$$

где

$$f(r_1) \equiv \int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = \begin{cases} \arcsin r_1, & k = +1, \\ r_1, & k = 0, \\ \text{Ar sh } r_1, & k = -1. \end{cases} \quad (14.3.2)$$

В предыдущем параграфе было установлено, что типичные галактики имеют постоянные r_1, θ_1, ϕ_1 и поэтому $f(r_1)$ не зависит от времени. Следовательно, если следующий гребень волны покидает r_1 в момент $t_1 + \delta t_1$, он придет к нам в момент $t_0 + \delta t_0$, который снова определяется соотношением вида (14.3.1)

$$\int_{t_1 + \delta t_1}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{R(t)} = f(r_1). \quad (14.3.3)$$

Вычитая (14.3.1) из (14.3.3) и пользуясь тем, что $R(t)$ очень мало изменяется за время порядка 10^{-14} с (период типичного светового сигнала), получаем

$$\frac{\delta t_0}{R(t_0)} = \frac{\delta t_1}{R(t_1)}.$$

Таким образом, наблюдаемая нами частота ν_0 связана с частотой в момент излучения ν_1 соотношением

$$\frac{\nu_0}{\nu_1} = \frac{\delta t_1}{\delta t_0} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)}. \quad (14.3.4)$$

Эта связь выражается обычно через *параметр красного смещения* z , определяемый как относительное увеличение длины волны:

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1}. \quad (14.3.5)$$

Поскольку $\lambda_0/\lambda_1 = \nu_1/\nu_0$, из (14.3.4) следует, что

$$z = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1. \quad (14.3.6)$$

Во избежание путаницы следует помнить, что ν_1 и λ_1 — это значения частоты и длины волны света, измеренные вблизи от излучателя сразу после излучения, и можно предполагать, что

они равны частоте и длине волны излучения при наблюдении тех же самых атомных переходов в земных лабораториях, тогда как ν_0 и λ_0 — частота и длина волны света, наблюдаемые в конце его длинного пути к нам. Если $z > 0$, то $\lambda_0 > \lambda_1$, и мы говорим о *красном* смещении; если $z < 0$, то $\lambda_0 < \lambda_1$, и тогда мы говорим о *фиолетовом* смещении.

Если Вселенная расширяется, то $R(t_0) > R(t_1)$ и, согласно (14.3.6), возникает красное смещение, тогда как при сжатии Вселенной $R(t_0) < R(t_1)$ и из (14.3.6) следует фиолетовое смещение. Эти сдвиги частоты естественно объясняются эффектом Доплера, обсуждаемым в § 2 гл. 2. Из (14.2.21) вытекает, что сравнительно близкие галактики движутся относительно Млечного Пути с радиальной скоростью

$$v_r \approx \dot{R}(t_0) r_1. \quad (14.3.7)$$

Из (14.3.6) и (14.3.1) при $r_1 \rightarrow 0$, $t_0 \rightarrow t_1$ получаем

$$z \rightarrow \frac{\dot{R}(t_0)(t_0 - t_1)}{R(t_0)} \rightarrow r_1 \dot{R}(t_0) \rightarrow v_r \quad (14.3.8)$$

в согласии с (2.2.2). Однако на частоту света влияет также и гравитационное поле Вселенной, и поэтому объяснение сдвигов частоты света очень далеких источников только релятивистским эффектом Доплера не является вполне строгим или достаточным. [Тем не менее следует иметь в виду, что астрономы обычно даже очень большие сдвиги частот выражают через скорость убегания, т. е. говорят о «красном смещении» в v км/с, подразумевая под этим, что $z = v/(3 \cdot 10^5)$.]

Первые данные о систематическом красном смещении спектральных линий были получены в результате наблюдений, выполненных В. Слайфером на 24-дюймовом рефракторе Лоуэллской обсерватории в период между 1910 г. и серединой 20-х годов. В 1922 г. Слайфер подытожил данные для сорока одной спиральной туманности¹⁾, причем тридцать шесть из них имели линии поглощения, сдвинутые в красную сторону на величины до $z \approx 0,006$, и только у пяти, самая большая из которых — туманность Андромеды, наблюдалось голубое смещение с $z \approx -0,001$.

С самого начала эти сдвиги частот объясняли эффектом Доплера, но при этом ожидали, что их можно приписать движению Солнечной системы, а не галактик. Преобладание красного смещения во всех частях неба делало это объяснение все более шатким, и к 1918 г. Виртц [13] выдвинул предположение о том, что в дополнение к указанному движению Солнца имеется еще общее разбегание спиральных туманностей (названное «*K*-член») во всех направлениях от нас. Конечно, возможны были и другие

¹⁾ См. таблицу в книге [12].

объяснения, как, например, гравитационное красное смещение, вызванное очень сильными локальными гравитационными полями. (Такое объяснение могло быть особенно привлекательным ввиду триумфа общей теории относительности во время экспедиции 1919 г. по наблюдению солнечного затмения.) Однако в серии статей, относящейся к 20-м годам, Виртц [13, 14] и К. Лундмарк [15] показали, что красное смещение Слайфера возрастает с ростом расстояния до спиральной туманности, а потому этот факт проще всего интерпретировать как разбегание удаленных галактик, причем более удаленными, естественно, являются те галактики, у которых скорость больше. Интерпретация красного смещения как космологического эффекта Доплера окончательно установилась в мнении большинства астрономов после сообщения Э. Хаббла [16] в 1929 г. о «приблизительном линейном соотношении между скоростями и расстояниями». Эта интерпретация пережила десятилетия и действует поныне.

Обсуждение этого вопроса нельзя продолжить, не уяснив сначала, как определяются космологические расстояния и как они связаны с координатным расстоянием r_1 . Мы вернемся к красному смещению в § 6 этой главы.

§ 4. Измерения расстояний

В настоящее время есть только два (не считая измерений красного смещения) способа определения расстояний до объекта вне нашей Галактики. Когда известна абсолютная светимость¹⁾ объекта, мы можем сравнить ее с наблюдаемой видимой светимостью, или когда мы знаем истинный диаметр объекта, мы можем сравнить его с наблюдаемым угловым диаметром. Кроме того, расстояние до достаточно близкого объекта можно определить, измеряя его *параллакс*, т. е. изменение его видимого положения на небе вследствие вращения Земли вокруг Солнца, или измеряя его *собственное движение*, т. е. смещение его видимого положения вследствие реального движения относительно Солнца. Для объектов, расположенных ближе чем 10^9 световых лет, расстояния, измеряемые всеми четырьмя методами, совпадают, но при больших расстояниях они отличаются друг от друга и от «собственного расстояния», рассмотренного в § 2 этой главы. Таким образом, для того чтобы использовать корреляцию между красными смещениями и видимыми светимостями или угловыми диаметрами для измерения $R(t)$ и k , необходимо будет в первую очередь выразить расстояния, определенные в видимых светимостях или угловых диаметрах, через r_1 и t . Поучительно сделать то же самое и для

¹⁾ Термины «абсолютная светимость» (absolute luminosity) и «видимая светимость» (apparent luminosity) определены на стр. 448. Они не вполне отвечают принятым в астрономии. — *Прим. перев.*