

телей эволюции, не меняющее качественной картины, позволяет согласовать наблюдения с любой космологической моделью.

Отсюда следует вывод: наблюдения свидетельствуют об эволюции радиоисточников, но они не помогают в определении параметров космологической модели. Способу определения этих параметров посвящен следующий параграф. Одна из «космологических» целей подсчета радиоисточников была все же достигнута: результаты подтвердили направленную эволюцию мира как целого, а значит, опровергли теорию «стационарного состояния» Вселенной. Критический разбор этой теории будет дан в разделе V.

§ 9. Определение H_0 и q_0 из наблюдений

Формулы, приведенные в §§ 2—5 и выражающие различные наблюдаемые величины через параметры космологической модели, в принципе должны (путем сравнения с наблюдениями) приводить к определению двух параметров H_0 и q_0 (или Ω) и нахождению, таким образом, всех параметров однородной изотропной космологической модели. Как подчеркивалось во введении, такая модель с большой точностью описывает сегодняшнее состояние окружающей Вселенной, что подтверждается наблюдениями, и в первую очередь наблюдениями реликтового излучения, о чем подробно говорится далее.

Из всех способов проверки космологических теорий наблюдениями далеких объектов, рассмотренных в предыдущих параграфах, наиболее подходящим для определения H_0 и q_0 оказался способ, основанный на зависимости видимая звездная величина — красное смещение ($m - \lg z$). Все другие способы [см. например, Хьюиш, Ридхид, Дюффе-Смит (1974)] связаны с большими трудностями и ошибками наблюдений, селекции и т. п. Соотношение ($m - \lg z$) описывается формулой (3.4.21) и разложением (3.5.25) этой формулы для $z < 0,3$. Перепишем эти формулы еще раз:

$$m_{\text{бол}} = 5 \lg \frac{1}{q_0^2} [q_0 z + (q_0 - 1) (\sqrt{1 + 2q_0 z} - 1)] + C_1, \quad (3.9.1)$$

$$m_{\text{бол}} = 5 \lg z + 1,086 (1 - q_0) z + C_1, \quad z < 0,3, \quad (3.9.1a)$$

где

$$C_1 = M_{\text{бол}} \text{ (в момент испускания света)} - 45,06 - 5 \lg H_0; \quad (3.9.2)$$

H_0 — в единицах сек^{-1} .

Формулы (3.9.1) — (3.9.2) показывают, что для нахождения q_0 и H_0 достаточно измерить $m_{\text{бол}}$ только у двух источников с известным $M_{\text{бол}}$ (в момент испускания света). Но вся трудность решения космологической проблемы как раз и состоит в определении величины $M_{\text{бол}}$ для какого-либо яркого источника, видимого издалека. В от-

существование такого «стандартного источника» (т. е. источника с известной светимостью) используют возможно большее количество источников со светимостью, известной лишь приближенно, и находящихся на разных от нас расстояниях.

Конкретно предполагается (это предположение проверяется наблюдениями, см. далее), что в различных скоплениях галактик

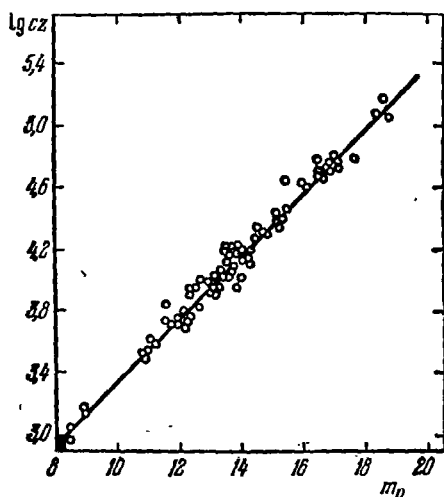


Рис. 18. Зависимость видимая звездная величина — красное смещение для ярчайших галактик скоплений. По оси ординат отложена величина $\lg cz$.

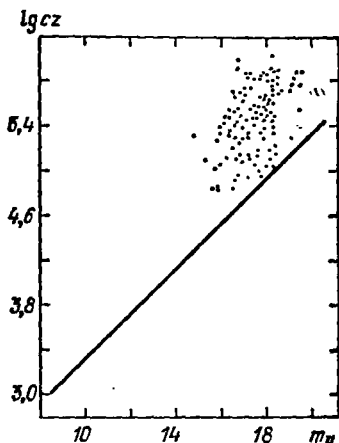


Рис. 19. Диаграмма красное смещение — видимая звездная величина для квазаров. Прямая линия взята с рис. 18.

ярчайшие члены скоплений имеют все одинаковую абсолютную звездную величину, и строится диаграмма видимая звездная величина — красное смещение ($m - \lg z$) для таких объектов («диаграмма Хаббла»).

На рис. 18 изображена такая диаграмма для наиболее ярких галактик скоплений [по данным работы Сэндиджа (19726)]. Подобная диаграмма позволила Хабблу в 1929 г. установить закон красного смещения. В то время он располагал наблюдательными данными, относящимися к области, примерно соответствующей черному прямоугольнику в левом нижнем углу диаграммы. К настоящему времени наблюдательные возможности резко увеличились. Еще недавно казалось, что прогресс будет даже значительно большим. Надежды связывались с мощными источниками радиоизлучения, которые видны с помощью современных радиотелескопов на расстояниях больших, чем галактики. Однако, как было показано в §§ 7 и 8, сильный эволюционный эффект делает эти источники мало пригодными для решения космологических проблем. В прошлом десятилетии

тии были открыты квазары, которые по мощности оптического излучения на полтора-два порядка превосходят галактики. Однако и они оказались непригодными для решения космологической проблемы, так как в отличие от ярчайших галактик в скоплениях, которые действительно оказались приблизительно одной абсолютной величины M , квазары имеют огромный разброс в абсолютных звездных величинах и, по-видимому, сильный эволюционный эффект. Диаграмма ($m - \lg z$) для квазаров, изображенная на рис. 19, не дает никакой определенной зависимости *). Вернемся к диаграмме ($m - \lg z$) для галактик.

Прежде чем идти дальше, заметим, что на диаграмме рис. 18 отложены не $m_{\text{бол}}$, а так называемые фотовизуальные звездные величины m_v , т. е. величины, полученные с помощью селективного приемника света и определяющие, таким образом, не полный поток света (как $m_{\text{бол}}$), а только поток в определенном участке спектра. В них внесена поправка за счет того, что при больших красных смещениях з селективный приемник измеряет интенсивность в других частях спектра по сравнению с малыми z . Эта поправка (так называемая k -поправка) приводит все наблюдения к единому участку спектра (разумеется, спектр считается известным по исследованию ближайших галактик). Кроме того, звездные величины m_v исправлены на поглощение света в межзвездном пространстве нашей Галактики. В звездные величины галактик вносятся и другие поправки, на которых мы здесь не останавливаемся. Обзор этого вопроса читатель может найти в работе Пича (1972) (там же список литературы). Разумеется, формулы для фотовизуальных величин после внесения поправок имеют такой же вид, что и (3.9.1), (3.9.2). Мы будем использовать эти формулы, имея в виду указанные оговорки об астрономических коррекциях. Точки на диаграмме рис. 18 с малым разбросом лежат вдоль практически прямой линии, возможно немного искривленной в верхней части. Эта зависимость для галактик хорошо описывается формулами (3.9.1а) и (3.9.2) с $M_{\text{бол}} = \text{const}$. Член $5 \lg z$ описывает прямую линию на диаграмме (при небольших z этот член главный), а второй член $1,086 (1 - q_0)z$ мал по сравнению с первым и описывает небольшое искривление линии при больших z . Приведенная диаграмма доказывает, что исходные допущения правильны, по крайней мере в первом приближении. Напомним эти исходные допущения:

1. Мир галактик расширяется, и галактики удаляются от нас пропорционально расстоянию [линейность зависимости m от $\lg z$ и тот факт, что коэффициент зависимости равен 5, как требует (3.9.1а)].

*) Впрочем, в ряде работ выделяется и для квазаров класс объектов, для которых наблюдается зависимость ($m - \lg z$); см. Сетти и Волтгер (1973), а также Бакалл, Хиллс (1973), Бэрбидж, О'Делл (1973).

2. Расширение происходит изотропно по разным направлениям (галактики из разных областей неба ложатся на одну и ту же линию диаграммы).

3. Абсолютные величины ярчайших галактик в скоплениях действительно примерно одинаковы (иначе получилась бы не линейная зависимость, а «облако», как на диаграмме для квазаров).

4. Эволюционный эффект не очень велик, иначе бы линия сильно искривлялась (подробнее см. ниже).

Для того чтобы определить H_0 из наблюдений, нужно, согласно формулам (3.9.1а) и (3.9.2), знать абсолютную величину ярчайшей галактики какого-либо скопления. Тогда по линейной части диаграммы находится H_0 . Линейная часть диаграммы, как уже было сказано, включает все слагаемые (3.9.1а), кроме члена $1,086(1-q_0)z$, который мал при малых z . Этот член описывает небольшое искривление линии при больших z и в принципе дает возможность определить q_0 .

Для решения первого вопроса — нахождения H_0 — определяют M ярчайших галактик ближайших скоплений, например скопления в созвездии Девы. Мы очень кратко опишем здесь путь этого определения, отсылая за подробностями к обзору Сэндиджа (1962); новые данные приведены в статьях Симпозиума № 44 МАС [редактор Эванс (1972)] и цитированной там литературе.

Этот метод заключается в постепенном определении расстояний до все более удаленных объектов, пока не доходят до скопления Девы. Сначала находят абсолютные звездные величины звезд ближайших рассеянных звездных скоплений (как правило, обычно используется скопление Гиады). Для этого определяют расстояние до скопления, что делается следующим способом. Измерение перемещений отдельных звезд скопления на небе из-за их движения в пространстве вместе со скоплением позволяет определить угол α между направлением от нас на скопление и направлением его движения в пространстве относительно Солнечной системы*). Затем, используя лучевые скорости звезд $V_{\text{луч}}$, определяют скорость V_t перемещения звезд в картинной плоскости (в км/сек): $V_t = V_{\text{луч}} \operatorname{tg} \alpha$. Сравнивая эту скорость с угловыми перемещениями β , находят расстояние до скопления $R = V_t / \beta$. Оно оказывается около 40 пс ($1,2 \cdot 10^{20}$ см). Зная расстояние и видимые величины звезд, можно определить абсолютную звездную величину звезд скопления, находящихся в стадии горения водорода (звезд «главной последовательности» диаграммы m — цвет). Абсолютные звездные величины звезд на главной последовательности зависят только от их цвета (спектрального класса) и после определения расстояния до Гиад могут считаться известными.

*) Этот угол равен угловому расстоянию на небе между скоплением и точкой, где пересекаются линии направлений перемещения отдельных звезд скопления на небе.

Следующий шаг заключается в определении расстояний до других, более далеких скоплений путем сравнения видимых звездных величин звезд на главной последовательности в этих скоплениях и в Гиадах. Так можно найти расстояния до всех скоплений нашей Галактики, что позволяет определить абсолютные величины M некоторых периодических переменных звезд — цефеид, входящих в эти скопления. Цефеиды подчиняются замечательному соотношению период T — светимость M . Зная абсолютную величину M некоторых из цефеид, входящих в скопления, находят «нуль-пункт» зависимости T — M , т. е. какое M соответствует определенному T . Яркие цефеиды видны с больших расстояний; в частности, они видны и в одной из ближайших спиральных галактик — М-31 (Андромеда). Измеряя период цефеид в М-31, определяют их светимость M (по зависимости T — M) и, сравнивая M с m , находят расстояние до М-31. К сожалению, цефеиды не видны в более далеких галактиках скопления в Деве, которое существенно дальше галактики в Андромеде. Приходится делать еще один шаг. В галактике М-31 видно много шаровых звездных скоплений. Знание расстояния до М-31 позволяет вычислить M шаровых скоплений. Их абсолютная величина оказывается $M \approx -10^m,6$. Шаровые скопления можно видеть в галактике М-87, входящей в скопление в Деве. Измеряя видимые величины шаровых скоплений в М-87 и зная величину M шаровых скоплений, находят расстояние до скопления Девы (около 17×10^6 пс *). Наконец, из этого расстояния и видимой величины ярчайшей галактики NGC 4472 находят величину M ярчайшей галактики. Она приблизительно равна $M = -22,5^m$.

Кроме указанного способа использования цефеид и шаровых скоплений в качестве индикатора расстояний до галактик используют другие яркие объекты с более или менее уверенно известными абсолютными величинами. Такими объектами, например, являются ярчайшие видимые звезды, новые и сверхновые звезды. Кроме того, используют линейные размеры районов ионизованного водорода (HII-области). Эти размеры довольно постоянны и поэтому также могут служить индикаторами расстояния.

Очевидно, что ошибки возможны на каждой ступени длинной лестницы, описанной выше. Поэтому H_0 может считаться известной сейчас с точностью вряд ли лучшей, чем десятки процентов, а может быть, и с точностью не выше $\pm 50\%$. Оценки самого Хаббла в 1936 г. давали для H_0 величину $530 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$. Современные оценки Сэндиджа, Вокулера, Ван ден Берга и др. дают оценки между $100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ и $50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$ и даже еще меньше (обзоры см. в уже упомянутом сборнике под редакцией Эванса). Новые данные приведены в цикле работ Сэндиджа (1972а, б, в, 1973а, б), Сэндиджа,

*) Напомним, что для столь небольших по космологическим масштабам расстояний понятие расстояния имеет однозначный смысл, см. §§ 3, 5.

Таммана (1974а—е). Для конкретных численных оценок будет использоваться величина $H_0=75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$. Но, по-видимому, наилучшее современное значение $H_0=55 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$.

На первый взгляд общая тенденция имеет весьма «угрожающий» характер. Со времен первых определений H_0 ее значение, получаемое из все более точных наблюдений, с течением времени только убывает. Общая причина убывания связана, с одной стороны, с тем, что по ошибке принимали в других галактиках более яркие объекты за более слабые (например, светящиеся облака газа за звезды), с другой стороны — с осознанием того факта, что на большом расстоянии, имея большое число объектов, при наличии статистического разброса мы выбираем более яркие [см. Тамман (1973а)].

Поэтому особенный интерес приобретает оценка величины H_0 снизу. Интересное замечание по этому поводу сделал Пикельнер (1974). Он отмечает, что радиоактивные изотопы позволяют определить, когда в прошлом был период активного нуклеосинтеза в Галактике. Фаулер (1972) дает наиболее современное значение $\tau = (11,7 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ лет}$ для периода, отделяющего нашу эпоху от момента активного нуклеосинтеза в нашей Галактике; новый обзор см. Шрамм (1974).

Предположим, что эта величина того же порядка и для других галактик (практически τ — это возраст галактик). Но в период нуклеосинтеза галактики должны быть во много раз ярче, чем в настоящее время [Партридж, Пиблс (1967а)]. Мы в настоящее время не видим таких сверхъярких галактик, значит, период, когда они были яркими, соответствует $z > 1$, чтобы красное смещение ослабило их яркость. Из условия $\tau \approx 12 \cdot 10^9 \text{ лет}$ и $z > 1$ с помощью (3.4.7) находим, что $H_0 > 40—50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$. При всей грубости рассуждений ценно то, что они дают нижний предел H_0 и никак не связаны с длинными цепями выводов, необходимых для определения шкалы расстояний.

Возраст галактик τ можно оценить еще, считая его приблизительно равным возрасту шаровых скоплений. Определение возраста последних $t_{\text{ш.с}}$ основано на теории звезд главной последовательности. Ибен, Рут (1970) дают $t_{\text{ш.с}} = (10 \pm 3) \cdot 10^9 \text{ лет}$. Другие оценки возраста галактик см. Тэлбот и Арнет (1973а, б). По их данным, $\tau \approx (18,6 \pm 5,7) \cdot 10^9 \text{ лет}$.

Перейдем теперь к нахождению q_0 . Как видно из формулы (3.9.1) или (3.9.1а), q_0 описывает искривление зависимости ($m - \lg z$), отклонение зависимости от прямой. Величина q_0 определяется прямо из диаграммы и не требует знания шкалы внегалактических расстояний; тем не менее, как мы увидим, точность ее определения также очень невелика. По оценкам Сэндиджа (1972а), основанных на обработке данных рис. 18,

$$q_0 = 0,96 \pm 0,4 \text{ (дана вероятная ошибка)}. \quad (3.9.3)$$

На рис. 20 проведены линии, соответствующие зависимостям при разных q_0 . Таким образом, q_0 находится очень неуверенно. К этому надо добавить еще следующее. Как мы неоднократно упоминали выше, зависимость $(m - \lg z)$ искривляется не только благодаря члену с q_0 , но также еще из-за эволюционного эффекта, т. е. из-за того, что M в выражении (3.9.2) нельзя считать постоянной.

Перепишем формулу (3.9.1) с учетом эволюционного эффекта. Для этого воспользуемся уже полученным в § 7 выражением (3.7.10). Переходя к звездным величинам, находим

$$m_{\text{бол}} = 5 \lg z + 1,086 \left(1 - q_0 - 0,92 \frac{\dot{M}_{\text{бол}}}{H_0} \right) z + C_1'. \quad (3.9.4)$$

Таким образом, величина (3.9.3), по существу, есть сумма второго и третьего слагаемых в круглых скобках (3.9.4). Теоретические оценки эволюции галактик [см. Сэндидж (1970), Спинард и Тейлор (1971), Тинсли (1968, 1972, 1973)] показывают, что третье слагаемое может быть столь же существенным, как и q_0 . Для величины \dot{M}_0 может быть очень приближенно принято значение

$$\dot{M}_0 \approx -0,05 (\pm 0,02) \cdot 10^{-9} \quad (\text{звездн. велич. / год}).$$

Поэтому о надежном определении q_0 в настоящее время говорить не приходится*).

Однако, несмотря на это, один важный вывод можно сделать. Согласно космологической теории «стационарного состояния», которая одно время усиленно защищалась Хойлом и некоторыми другими астрономами, Вселенная неизменна во времени. Это ведет к тому,

что $q_0 = -1$, а $\dot{M} \equiv 0$. На рис. 20 приведена соответствующая кривая для $q_0 = -1$. Как подчеркивает Сэндидж, крайне невероятно, чтобы эта кривая соответствовала наблюдениям. Впрочем, теория «стацио-

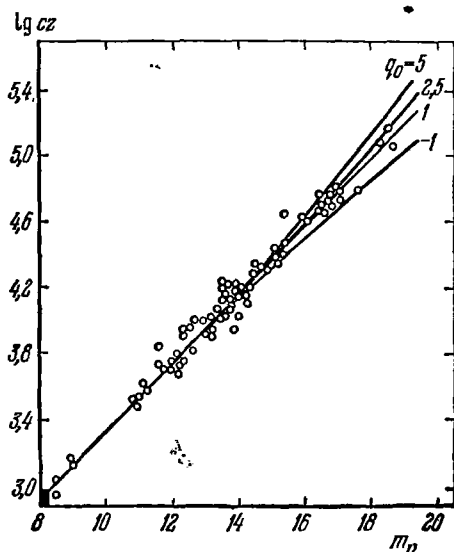


Рис. 20. Зависимость $z - m_D$ для разных q_0 . Значения q_0 указаны у кривых.

* Эти определения могут быть отягощены также и селекционными ошибками наблюдений; см. Пич (1972).

нарного состояния» опровергается и доказательством эволюции радионисточников, приведенным выше (§ 8).

Вопрос о прямом методе определения средней плотности вещества во Вселенной рассмотрен в § 11 гл. 14.

§ 10. Наблюдаемые величины во Вселенной, однородной лишь в среднем

Вселенная однородна в больших масштабах, включающих много галактик. Однако неоднородность распределения вещества во Вселенной в меньших масштабах очевидна: именно этой неоднородности мы обязаны существованием отдельных звезд, галактик, скоплений галактик. Влиянию неоднородности на динамику (геометрию и движение) мира и на распространение света посвящен третий раздел книги. Однако один частный вопрос общей проблемы неоднородности целесообразно изложить уже здесь; речь идет о неоднородности малого пространственного масштаба l , но большой амплитуды т. е. неоднородности с местной плотностью, во много раз отличающейся от средней.

Почему именно этот частный вопрос можно и нужно рассматривать в части, посвященной теории «строго» однородной Вселенной? Дело в том, что неоднородности малого масштаба практически не влияют на динамику Вселенной как целого и на красное смещение далеких объектов.

Совсем грубо можно считать, что закон изменения расстояния R между двумя объектами зависит от массы вещества в шаре диаметром R . Если $R \gg l$, то в этом шаре находится много «неоднородностей», их число $N \approx (R/l)^3$ и отклонение плотности от средней мало *).

Однако необходимо подробнее проследить за распространением того пучка лучей, который приносит энергию от далекого объекта (галактики, квазара) земному наблюдателю. На распространение этого пучка специфически влияют неоднородности, расположенные вблизи лучей, в частности вещество, оказывающееся внутри конуса лучей, принимаемых наблюдателем. Объем этого конуса ничтожно мал по сравнению с объемом шара диаметра R . Именно поэтому неоднородности, которые можно не учитывать в общей картине движения, оказываются существенными для некоторых наблюдаемых величин.

В частности, рассмотрение неоднородной задачи позволит глубже понять физический смысл того, что происходит в строго однородной Вселенной.

*) Прimitивная оценка для случайных неоднородностей есть $\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}$,

но в третьем разделе мы увидим, что отклонение от средней плотности может быть еще меньше,