

индикаторов расстояния, обсуждаются в следующем параграфе.

Если теперь составить вместе все ступени космической лестницы, то сразу становится ясным, сколь шаткой она получилась. Ко времени написания этой книги расстояние до Гиад определено по наблюдению собственных движений и радиальных скоростей их звезд; расстояние до пяти открытых галактических скоплений и ассоциаций $h + \chi$ Персея определено путем фотометрии их звезд главной последовательности, абсолютные звездные величины которых известны по измерениям в Гиадах; расстояние до туманности М31 Андромеды определено по классическим цефеидам, $P - L$ -соотношение для которых калибровано по девяти известным цефеидам в открытых скоплениях и ассоциации $h + \chi$ Персея; расстояние до скопления Девы определено в предположении, что наиболее яркое шаровое скопление в М87 имеет такую же абсолютную светимость, как и наиболее яркое шаровое скопление В282 в М31; наконец, расстояния до более далеких скоплений галактик определены в предположении, что их наиболее яркие E -галактики имеют такую же абсолютную светимость, что и наиболее яркая галактика NGC 4472 в скоплении Девы. Обнаружение новых ошибок вполне вероятно на любой ступени, а тогда пришлось бы подправлять все последующие ступени космической лестницы.

§ 6. Зависимость красного смещения от расстояния

Рассмотрим теперь, как может быть использована корреляция красного смещения и расстояния для получения информации о космическом масштабном факторе $R(t)$. Для наших целей достаточно будет пользоваться лишь фотометрическим расстоянием; из соотношений (14.4.22), (14.4.23) видно, что изучение корреляции красного смещения и угловых диаметров или собственных движений вместо видимых светимостей не может дать какой-либо новой информации.

Допустим теперь, что астрономы могут выделить совокупность объектов с известными абсолютными светимостями L , таких, как ярчайшие E -галактики, обсуждавшиеся в конце предыдущего параграфа. Измеряя их видимые светимости, можно по формуле (14.4.13) вычислить фотометрические расстояния до них:

$$d_{\Phi} = \left(\frac{L}{4\pi I} \right)^{1/2}.$$

Допустим также, что измерены красные смещения z этих объектов и, следовательно, известна эмпирическая кривая $d_{\Phi}(z)$. Что мы узнаем отсюда относительно $R(t)$?

Теоретически наблюдаемые d_{Φ} и z связаны с неизвестными координатами источника света соотношениями (14.3.1), (14.3.6)

и (14.4.14):

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_0^{r_1} dr [1 - kr^2]^{-1/2},$$

$$z = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1,$$

$$d_{\Phi} = r_1 \frac{R^2(t_0)}{R(t_1)} = r_1 R(t_0) (1 + z).$$

В настоящее время кривая $d_{\Phi}(z)$ известна с приемлемой точностью лишь для малых z , и поэтому первоначально мы должны обратиться к случаю, когда $t_0 - t_1$ и r_1 малы. Космический масштабный фактор $R(t)$ можно тогда представить в виде степенного ряда

$$R(t) = R(t_0) \left[1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \dots \right], \quad (14.6.1)$$

где t_0 — настоящий момент времени, а H_0 и q_0 — параметры, известные как *постоянная Хаббла* и *параметр замедления*:

$$H_0 \equiv \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}, \quad (14.6.2)$$

$$q_0 \equiv -\ddot{R}(t_0) \frac{R(t_0)}{(\dot{R}(t_0))^2}. \quad (14.6.3)$$

(Точка означает производную по времени.) В следующей главе будет показано, что, зная значения H_0 и q_0 , мы можем вычислить функцию $R(t)$ полностью, используя уравнения Эйнштейна с $k > 0$ при $q_0 > 1/2$ и $k < 0$ при $q_0 < 1/2$. Поэтому теперь предметом нашего обсуждения будет измерение этих двух критических параметров.

Подстановка разложения (14.6.1) в (14.3.6) дает для красного смещения как функции времени распространения света $t_0 - t_1$ выражение в виде степенного ряда

$$z = H_0(t_0 - t_1) + \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) H_0^2 (t_0 - t_1)^2 + \dots \quad (14.6.4)$$

Обращая этот ряд, мы выразим время распространения через красное смещение:

$$t_0 - t_1 = \frac{1}{H_0} \left[z - \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) z^2 + \dots \right]. \quad (14.6.5)$$

Чтобы найти r_1 , разложим (14.3.1):

$$\frac{1}{R(t_0)} \int_{t_1}^{t_0} dt \left[1 + H_0(t_0 - t) + \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) H_0^2 (t_0 - t)^2 + \dots \right] = r_1 + O_1(r_1^3),$$

откуда

$$r_1 = \frac{1}{R(t_0)} \left[t_0 - t_1 + \frac{1}{2} H_0 (t_0 - t_1)^2 + \dots \right]. \quad (14.6.6)$$

Подставляя (14.6.5) в (14.6.6), выразим r_1 через красное смещение:

$$r_1 = \frac{1}{R(t_0) H_0} \left[z - \frac{1}{2} (1 + q_0) z^2 + \dots \right]; \quad (14.6.7)$$

тогда формула (14.4.14) дает фотометрическое расстояние в виде степенного ряда

$$d_\Phi = H_0^{-1} \left[z + \frac{1}{2} (1 - q_0) z^2 + \dots \right]. \quad (14.6.8)$$

Это выражение можно переписать как формулу для видимой светимости:

$$l = \frac{L}{4\pi d_\Phi^2} = \frac{L H_0^2}{4\pi z^2} [1 + (q_0 - 1) z + \dots] \quad (14.6.9)$$

или как эквивалентную формулу для модуля расстояния:

$$m - M = 25 - 5 \lg H_0 [\text{км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})] + 5 \lg cz (\text{км}/\text{с}) + \\ + 1,086 (1 - q_0) z + \dots \quad (14.6.10)$$

[1 Мпс = 10^6 пс и $100 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) = (9,78 \cdot 10^9 \text{ лет})^{-1}$.] Дальнейшая программа состоит в том, чтобы сравнить одну из формул (14.6.8) — (14.6.10) с астрономическими данными и таким образом определить критические параметры q_0 и H_0 .

Для измерения q_0 нужны большие значения z (скажем, $z \gtrsim 0,1$), при которых в качестве индикаторов расстояния могут быть использованы лишь наиболее яркие скопления галактик и, возможно, сверхновые. Вместе с тем при этом необходимо знать только форму кривой зависимости d_Φ , l или m от z .

Для измерения H_0 вполне достаточно одного объекта с $z \gtrsim 0,1$, но нужно знать и его абсолютную светимость, и красное смещение, и видимую светимость, причем красное смещение должно быть все же и не слишком малым (скажем, $z \gtrsim 0,01$), чтобы соответствующая ему радиальная скорость отражала общее расширение Вселенной, а не локальную аномалию скорости. К сожалению, радиальная скорость скопления Девы, светимость которой известна по наблюдению его наиболее ярких звезд и шаровых скоплений (четвертая ступень лестницы космических расстояний, описанной в предыдущем параграфе), всего лишь около $1000 \text{ км}/\text{с}$, т. е. недостаточно велика, чтобы с уверенностью приписывать основную часть ее космологическому расширению. Не исключено, что, используя, скажем, угловые диаметры областей III, можно растянуть четвертую ступень до расстояний, соответствующих

большим красным смещениям. Однако в настоящее время единственная возможность измерять H_0 и q_0 при больших красных смещениях состоит в том, чтобы использовать все пять ступеней лестницы космических расстояний, привлекая в качестве индикаторов расстояния наиболее яркие галактики в богатых скоплениях.

Эта программа сталкивается с многочисленными осложнениями; некоторые из них в настоящее время учитываются введением поправок в соответствующие данные. Среди них:

А. Вращение Галактики. Вращение Галактики сообщает Солнцу скорость около 215 км/с. Это приводит к систематическому голубому или красному смещению в спектрах удаленных галактик, которые обычно вычитаются из наблюдаемых красных смещений при вычислении «космологического» красного смещения z .

Б. Апертура. Поскольку края галактик плавно бледнеют до фонового света неба, необходимо относить все измерения видимой светимости к некоторой стандартной апертуре телескопа.

В. k -член. Как уже обсуждалось в § 4 этой главы, красное смещение искажает распределение частот света удаленных источников, вследствие чего их визуальные или голубые звездные величины определяют их абсолютные светимости на более высоких частотах, чем у близких объектов. Если известно исходное распределение частот, можно учесть эффект с помощью формулы (14.4.35); в результате левую часть в (14.6.10) нужно будет заменить на $m_B - M_B - k_B(z)$, где $k_B(z)$ — функция от z , явный вид которой был получен Оке и Сэндиджем [52]. По альтернативной процедуре, развитой Баумом [53], распределение светимостей измеряется непосредственно для каждой изучаемой галактики; тогда все видимые звездные величины можно относить к одной и той же частоте в момент излучения и нет необходимости в k -члене.

Г. Поглощение. Известно, что наша Галактика поглощает определенную часть света, приходящего к нам от внегалактических объектов. Если рассматривать нашу Галактику как бесконечную плоскую пластину, расстояние, пройденное в пределах Галактики лучом света на его пути к нам, будет пропорционально $\cos \theta$, где θ — угол между лучом зрения и плоскостью Галактики. Следовательно, свет будет ослабляться в $e^{-\lambda \cos \theta}$ раз, где λ — некоторая постоянная. Подбирая λ из исследований ближайших внегалактических объектов, получим, что левая часть равенства (14.6.10) должна быть заменена на скорректированный модуль расстояния:

$$(m - M)_{\text{корр}} = m_B - M_B - k_B(z) - A_B(\theta),$$

где в грубом приближении $A_B(\theta) \approx 0,25 \cos \theta$. Здесь мы несколько упрощаем процедуру. На самом деле Сэндейдж [54]

сначала вводит поправку на поглощение $A_V(b) = 0,18 (\operatorname{cosec} b - 1)$ в визуальные величины, потом переводит их в голубые величины и затем вводит дополнительную поправку $A_B = 0,25$. Какие-либо поправки в связи с внегалактическим поглощением обычно не вводятся [55] (§ 4 гл. 15).

В дополнение к этим осложнениям, характер которых довольно точно установлен, имеется некоторое число других возможных источников ошибок, относительно которых значительно больше сомнений.

Д. Неопределенность в L . Как было подчеркнуто в § 5 этой главы, новые исправления на любой ступени лестницы космических расстояний, например изменение расстояния до Гиад или до скопления Девы, потребовали бы соответствующих поправок в оценках абсолютных светимостей наиболее ярких E -галактик. Из (14.6.9) или (14.6.10) видно, что это повлияло бы на численное значение постоянной Хаббла, но не привело бы к изменениям в параметре замедления q_0 .

Е. Эффект Скотт. В предыдущем параграфе было также подчеркнуто, что в случае отсутствия резкой верхней границы для абсолютных светимостей галактик в скоплениях тенденция к выбору все более богатых скоплений при увеличении расстояния означала бы, что абсолютные светимости их наиболее ярких галактик растут с ростом z . Согласно (14.6.9), этот эффект селекции привел бы к *завышению* параметра замедления q_0 . Однако этот эффект Скотт, если он на самом деле существует, дает вклад лишь при очень больших расстояниях и потому очень мало влияет на значение H_0 .

Ж. Анизотропия скоростей. По предположению Вокулера [56, 57], поле скоростей галактик анизотропно в области, включающей Местную Группу и скопление Девы. Если такая анизотропия действительно существует, это может означать, что красные смещения с cz , меньше чем 4000 км/с, нельзя приписать полностью общему расширению Вселенной.

З. Эволюция галактик. По мере перехода ко все более далеким областям космоса мы наблюдаем, по-видимому, все более и более молодые галактики. Поэтому возможно, что светимость наиболее ярких E -галактик является функцией момента времени, в который происходит излучение: $L = L(t_1)$. Из (14.6.5) вытекает, что в этом случае следовало бы L в (14.6.9) заменить на

$$L(t_1) = L(t_0) [1 - E_0(t_0 - t_1) + \dots] = L(t_0) \left[1 - \frac{E_0 z}{H_0} + \dots \right],$$

где

$$E_0 \equiv \frac{\dot{L}(t_0)}{L(t_0)}. \quad (14.6.11)$$

Результатом этого была бы замена q_0 в (14.6.9) на *эффективный параметр замедления*

$$q_0^{\text{эфф}} = q_0 - \frac{E_0}{H_0}; \quad (14.6.12)$$

это означало бы, что при астрономических наблюдениях измеряется на самом деле $q_0^{\text{эфф}}$, а не q_0 . Недавно Сэндейдж дал две различные оценки для скорости относительного изменения L наиболее ярких E -галактик; в наших обозначениях они равны [58]

$$E_0 = (0,04 \pm 0,02) \cdot 10^{-9} \text{ (лет)}^{-1} \quad (14.6.13)$$

и [59]

$$E_0 = (0,00 \pm 0,05) \cdot 10^{-9} \text{ (лет)}^{-1}. \quad (14.6.14)$$

Из дальнейшего будет видно, что скорость E_0 порядка $0,04 \times 10^{-9} \text{ (лет)}^{-1}$ может сильно повлиять на численное значение $q_0^{\text{эфф}}$.

Обращаясь вновь к измерениям красных смещений и фотометрических расстояний, следует вернуться к тому пункту нашего изложения, на котором мы остановились в § 3 этой главы, а именно к открытию Хабблом [16] в 1929 г. линейной связи между d_{ϕ} и z . Хаббл получил оценки для расстояний до восемнадцати соседних галактик по видимым величинам их наиболее ярких звезд и представил свои результаты в виде диаграммы «расстояние — красное смещение»; красное смещение этих объектов было уже измерено Слайфером. [Абсолютные величины наиболее ярких звезд были известны из исследований галактик Местной Группы; расстояния до этих галактик были найдены по наблюдениям их цефеид, $P - L$ -соотношения для которых в свою очередь были калиброваны Шепли из статистического анализа собственных движений и радиальных скоростей (об этом подробно говорилось в предыдущем параграфе).] Наиболее удаленные галактики из использованных Хабблом входили в скопление Девы и имели радиальную скорость 1000 км/с. Это ненамного больше, чем среднеквадратичная случайная скорость галактик, так что, точки Хаббла на диаграмме « $d_{\phi} - z$ » были сильно разбросаны. Тем не менее он каким-то образом смог вывести «грубое линейное» соотношение между cz и d_{ϕ} с параметром наклона

$$H_0 \approx 500 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)} \approx (2 \cdot 10^9 \text{ лет)}^{-1}.$$

В то же самое время Хьюмасон приступил к своей программе измерений красного смещения на значительно больших расстояниях; для изучения ярчайших галактик в скоплениях он использовал 100-дюймовый рефлектор обсерватории Маунт-Вильсон. Его первый результат — радиальная скорость галактики NGC7619 $cz = 37\,779$ км/с — был использован Хабблом в его

работе 1929 г. [16] для проверки линейности соотношения между cz и d_{ϕ} . Предполагая это соотношение линейным с параметром наклона $500 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$, Хаббл получил, что NGC7619 находится на расстоянии $7,8 \text{ Мпс}$, а отсюда — что абсолютная звездная величина этой галактики $M = -17,65$, поскольку ее видимая величина равна $m = 11,8$. Хаббл вычислил также абсолютные величины для восемнадцати галактик, использованных им при определении H_0 , и еще шести других объектов из Местной Группы по их расстояниям и видимым величинам и нашел затем, что M лежит в пределах от $-12,7$ до $-17,7$. Эту оценку и результат $M = -17,65$ можно считать довольно хорошо согласующимися, ибо, надо думать, абсолютная величина NGC7619, наиболее яркой галактики в скоплении, ближе к «верхней» границе ($M = -17,7$). Такое согласие означает, что скорость cz в грубом приближении действительно пропорциональна d_{ϕ} вплоть до $z \approx 0,013$.

Затем в 1931 г. Хаббл и Хьюмасон совместно проверили [60] линейность связи между cz и d_{ϕ} для скоростей до $20\,000 \text{ км}/\text{с}$ ($z = 0,067$), что привело к пересмотру значения H_0 : оно получилось равным $550 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$. Предел возможностей телескопа был достигнут в 1936 г., когда Хьюмасон [61] получил для скорости скопления II Большой Медведицы величину $42\,000 \text{ км}/\text{с}$ ($z = 0,14$). Изображая графически (с поправкой на поглощение и k -член) зависимость $\lg z$ от видимой фотографической величины пятой по яркости галактики в каждом из десяти скоплений, расположенных по расстоянию между скоплением Девы и БМ II, Хаббл [62] нашел, что параметр наклона близок к $1/5$, чего и следовало ожидать, если красное смещение является линейной функцией фотометрического расстояния вплоть до $z \approx 0,14$. Убедительного измерения q_0 пришлось ждать до тех пор, пока не был сооружен 200-дюймовый рефлектор на г. Паломар.

В 1936 г. Хаббл [62] дал новую оценку H_0 , используя в качестве пятой ступени лестницы космических расстояний сто девять полевых галактик с cz до $19\,070 \text{ км}/\text{с}$. За абсолютную звездную величину этих полевых галактик была взята средняя абсолютная величина $\bar{M} = -15,18$ для ста сорока пяти разрешимых галактик (из них только 29 принадлежали к выборке из ста девяти галактик), расстояние до которых могло быть определено по видимым величинам их наиболее ярких звезд. Из диаграммы « $m - \bar{M}$ как функция $\lg cz$ » получилось $H_0 = 520 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$. Независимое определение H_0 , основанное на наиболее ярких звездах 29-ти разрешимых полевых галактик, дало $526 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$.

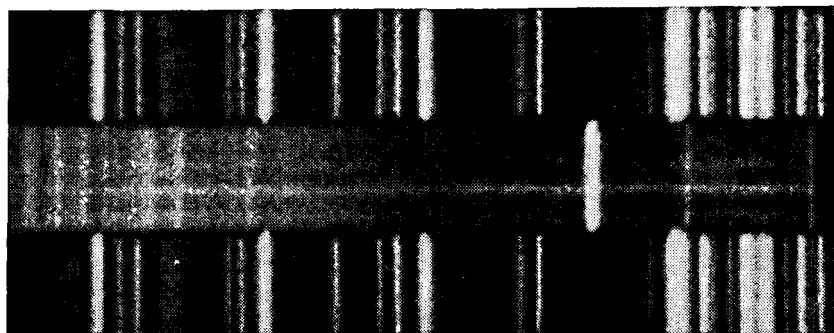
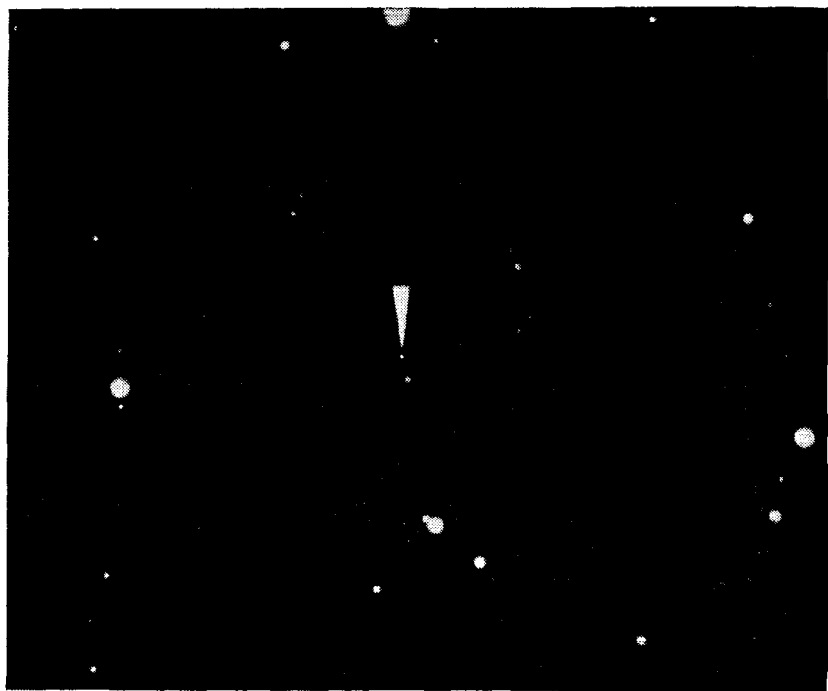
В 1950 г. обсерватория на г. Паломар вступила в строй, и к программе Хаббла приступили вновь. Как уже было отмечено в предыдущем параграфе, первым следствием наблюдений на г. Паломар была перекалибровка соотношения «период — светимость» для

цефеид, произведенная Бааде [33]. Это сразу удвоило масштабы внегалактических расстояний и уменьшило вдвое значение постоянной Хаббла — до 260 км/(с·Мпс). В 1956 г. Хьюмасон, Мэйолл и Сэндидж [63] опубликовали исчерпывающий обзор имевшихся в то время данных по красным смещениям и расстояниям. В предположении, что наиболее яркие галактики в скоплениях имеют те же абсолютные величины, что и М31, прямая, стягивающая кривую зависимости $m_v - k_v - A_v$ от $\lg cz$ для наиболее ярких галактик в восемнадцати скоплениях (вплоть до $z = 0,18$), соответствовала $H_0 = 180$ км/(с·Мпс). [Независимое определение, основанное на среднем красном смещении скопления Девы и на видимых величинах наиболее ярких звезд в галактике NGC4321 скопления Девы, дало $H_0 = 176$ км/(с·Мпс).] Кроме того, без каких-либо эволюционных поправок по кривизне графика зависимости $m_v - k_v - A_v$ от $\lg z$ получалось $q_0 = 3,7 \pm 0,8$. Годом позже Баум [53] сообщил об исследовании восьми скоплений с применением восьмицветной фотометрии для того, чтобы избежать необходимости в поправке k -членом; его результат $-q_0 = 1 \pm 0,5$. Затем Сэндидж [64] пересмотрел использованные Хабблом наиболее яркие звезды четвертой ступени лестницы расстояний и в 1958 г. пришел к заключению, что некоторые из этих «наиболее ярких» звезд являются областями H II, которые на 1,8 величины ярче, чем настоящие наиболее яркие звезды. Масштаб космических расстояний опять увеличился, и значение H_0 снизилось до 75 км/(с·Мпс). Дальнейший анализ привел Сэндиджа [65] в 1961 г. к $H_0 = 98$ км/(с·Мпс). Кроме того, из предварительных расчетов эволюции галактик Сэндидж [66] получил оценочные данные о том, что светимость галактик *убывает*, причем $E_0 = -0,8H_0$, и, следовательно, полученное Баумом значение для $q_0^{\text{эфф}}$ приводит к $q_0 = 0,2 \pm 0,5$.

Тем временем стали появляться данные о красных смещениях радиогалактик. В 1960 г. Минковский [67] обнаружил, что одна из них, 3C295, имеет красное смещение $z = 0,46$, самое большое из известных на сегодняшний день для любых галактик (фиг. 14.11). В 1968 г. Сэндидж [44] использовал эти новые красные смещения вместе с данными, полученными ранее Хьюмасоном, Мэйоллом, Сэндиджем [63] и Баумом [53] при исследовании наиболее ярких членов скоплений в количестве 41. Его результаты, пересчитанные на голубые звездные величины, хорошо описывались соотношением

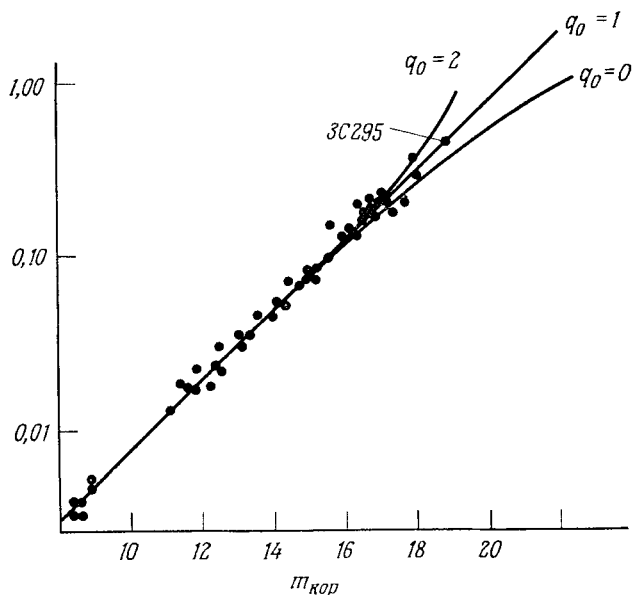
$$m_{B, \text{корр}} \equiv m_B - k_B - A_B = 5 \lg cz - 6,06, \quad (14.6.15)$$

где $c \equiv 3 \cdot 10^5$ (фиг. 14.12). Дисперсия точек относительно этой кривой равна лишь $\pm 0,3$ звездной величины. Это означает, что наиболее яркие галактики действительно имеют одинаковую абсолютную звездную величину M_B . Таким образом, соотноше-



Фиг. 14.11. Радиогалактика 3С295 в созвездии Волопаса.

Спектр этой галактики, показанный внизу, имеет красное смещение $z = 0,46$, самое большое из наблюдавшихся до сих пор для галактик. Эти фотографии и спектрограмма получены на 200-дюймовом телескопе в обсерватории Маунт-Паломар.



Фиг. 14.12. Красные смещения и исправленные видимые величины для сорока двух наиболее ярких скоплений галактик.

Данные взяты из обзора Сэндиджа 1970 г. [44]. Видно, что кривые, соответствующие соотношению (14.6.10), согласуются с данными наблюдений.

ния (14.6.10) и (14.6.15) надежно определяют постоянную Хаббла:

$$5 \lg H_0 \text{ (км/(с} \cdot \text{Мпс))} = M_B + 31,06. \quad (14.6.16)$$

Определив расстояние до скопления Девы по шаровым скоплениям вместо наиболее ярких звезд, Сэндидж [44] получил оценку для абсолютной величины наиболее ярких E -галактик: $M_B = -21,68$, из которой следовало, что

$$H_0 = 75,3_{-15}^{+19} \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)} = (13,0_{-2,7}^{+3,7} \cdot 10^9 \text{ лет})^{-1}. \quad (14.6.17)$$

[Указанные здесь ошибки состоят из неопределенности в $\pm 0,3$ звездной величины в видимой величине наиболее яркого шарового скопления в М87, из неопределенности в $\pm 0,2$ звездной величины в видимой величине галактики NGC 4472, выбранной в качестве наиболее яркой в скоплении Девы, и из разброса данных на $\pm 0,3$ звездной величины относительно кривой (14.6.15).] То, что точки на фиг. 14.12 до $z = 0,46$ неизменно ложатся на прямую, означает, что $q_0^{\text{эфф}}$ не может сильно отличаться от единицы. Пич [68] получает без учета эволюции

$$q_0 = 1,5 \pm 0,4, \quad (14.6.18)$$

в то время как у Сэндиджа [69]

$$q_0 = 1,2 \pm 0,4. \quad (14.6.19)$$

Что же мы в действительности узнали из этой сорокалетней программы астрономических наблюдений? Мало сомнений в том, что (14.6.15) хорошо выполняется в случае малых z , так что H_0 определяется равенством (14.6.16). Эти результаты мало изменились с 1936 г., когда появились работы Хаббла на эту тему. Что действительно претерпело драматические изменения, так это лестница расстояний, от которой зависят оценки M_B для галактик, отбираемых в скоплениях, и которая поэтому играет решающую роль в определении H_0 . Согласно недавнему обзору Сэндиджа [58],

$$50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)} \leq H_0 \leq 130 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)},$$

или

$$20 \cdot 10^9 \text{ лет} \geq H_0^{-1} \geq 7,5 \cdot 10^9 \text{ лет},$$

что является, по-видимому, надежной оценкой пределов, в которых возможны ошибки в определении H_0 из-за неопределенности лестницы расстояний. Другое изменение, которое произошло с 1936 г., — это увеличение втрое верхнего предела доступных для измерения красных смещений. Теперь можно довольно уверенно полагать, что $q_0^{\text{эфф}}$ лежит между $1/2$ и $3/2$. Вместе с тем роль эффектов эволюции и селекции все еще очень неясна. Если $H_0 = 75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$, а светимости галактик возрастают с относительной скоростью (14.6.13), то истинное значение параметра замедления q_0 связано с наблюдаемым $q_0^{\text{эфф}}$ соотношением

$$q_0 = q_0^{\text{эфф}} + 0,5.$$

Эта поправка очень ненадежна; достаточно вспомнить, что еще несколько лет назад ее вводили с противоположным знаком! Итак, в настоящее время мы знаем H_0 с точностью до множителя 2; кроме того, весьма похоже, что $q_0 > 0$, т. е. имеет место гравитационное торможение, но о точном численном значении q_0 мы знаем почти так же мало, как и в 1931 г. [Пока эта книга готовилась к печати, прошел слух, что значение H_0 опять «поползло» вниз, возможно, даже ниже $50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$.]

В 1963 г. М. Шмидтом было сделано открытие [70], которое поначалу вселило надежды на большую прогресс в нашем знании космического масштабного фактора. Начиная с 1960 г. некоторые радиоисточники были идентифицированы с *квазизвездными объектами (квазарами)* — оптическими источниками, угловые диаметры которых малы настолько, что они не могут быть разрешены телескопом в Паломаре. Шмидт обнаружил, что один из этих источников, 3С273, имеет красное смещение $z = 0,158$, что соответствует фотометрическому расстоянию 630 Мпс [если $H_0 = 75 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$]. При таком удалении его абсолютная свети-

мость должна быть больше, чем у целой галактики, хотя его размеры должны быть менее 1500 пс из-за малости углового диаметра ($< 0,5''$). С 1963 г. до настоящего времени было найдено несколько сотен квазаров¹⁾, значительная часть которых имеет $z > 1$, а несколько — $z > 2$. В то же время были проведены наблюдения квазаров при покрытии их Луной и при помощи радиоинтерферометра с большой базой и были обнаружены их короткопериодические вариации. Из этих исследований стало ясно, что в квазарах огромная энергия излучается областями менее 1 пс в диаметре. По этой причине открытие квазаров оживило интерес к теории гравитационного коллапса, уже обсуждавшегося нами в гл. 11. Это открытие дало бы также возможность продолжить эмпирическое соотношение между d_Φ и z в область действительно больших расстояний и красных смещений, если бы можно было найти какой-нибудь метод определения абсолютной светимости квазаров.

К сожалению, диаграмма « $m_v - \ln z$ » не обнаруживает какой-либо ясной корреляции видимой величины и красного смещения [71, 72]. Если квазары действительно находятся на космологических расстояниях (насчет этого есть еще некоторые сомнения [73, 86]), то их абсолютные светимости должны быть разбросаны в весьма широком диапазоне значений. Сравнение красных смещений и видимых величин квазаров станет интересным для космологии, лишь когда мы научимся отличать друг от друга квазары с разными абсолютными светимостями.

Тем не менее в принципе интересен ответ на вопрос, что узнали бы мы относительно k и $R(t)$, если бы смогли точно определить зависимость фотометрического расстояния d_Φ от красного смещения. Общее мнение, по-видимому, таково, что знание $d_\Phi(z)$ позволило бы однозначно определить k и $R(t)$. Но на самом деле это не так [74]. Определяющими теоретическими соотношениями в данном вопросе являются равенства (14.3.1), (14.3.6) и (14.4.14). Равенство (14.3.1) можно заменить эквивалентным дифференциальным уравнением

$$-\frac{1}{R(t_1)} \frac{dt_1}{dz} = (1 - kr_1^2)^{-1/2} \frac{dr_1}{dz} \quad (14.6.20)$$

с начальным условием

$$t_1 = t_0 \quad \text{при} \quad r_1 = 0. \quad (14.6.21)$$

Равенства (14.3.6) и (14.4.14) служат лишь для исключения неизвестных $R(t_1)$ и r_1 , после чего (14.6.20) принимает вид

$$(1+z) \frac{dt_1}{dz} = -[1 - kR^{-2}(t_0)(1+z)^{-2} d_\Phi^2(z)]^{-1/2} \frac{d}{dz} [(1+z)^{-1} d_\Phi(z)].$$

¹⁾ Обзор результатов по квазарам дан в книге [71].

Отсюда можно одним интегрированием получить t_1 как функцию z :

$$t_1(z) = t_0 - \int_0^z (1+z')^{-1} [1 - kR^{-2}(t_0)(1+z')^{-2} d_{\Phi}^2(z')]^{-1/2} \times \\ \times \frac{d}{dz'} [(1+z')^{-1} d_{\Phi}(z')] dz'$$

и затем из функционального уравнения

$$t = t_0 - \int_0^{[R(t_0)/R(t)-1]} dz (1+z)^{-1} [1 - kR^{-2}(t_0)(1+z)^{-2} d_{\Phi}^2(z)]^{-1/2} \times \\ \times \frac{d}{dz} [(1+z)^{-1} d_{\Phi}(z)] \quad (14.6.22)$$

определить $R(t)$. Заметим, однако, что эта процедура дает решение для любых наперед заданных постоянных k , $R(t_0)$ или t_0 . Следовательно, из измерений фотометрического расстояния и красного смещения никак нельзя определить k или $R(t)$, если не дополнить метрику Робертсона — Уолкера динамическими уравнениями для $R(t)$, что будет сделано в гл. 15. Эта любопытная неоднозначность может быть усмотрена также и в разложении $d_{\Phi}(z)$ по степеням z : член первого порядка зависит от $\dot{R}(t_0)/R(t_0)$, второго — от $\dot{R}(t_0)/R(t_0)$ и $\ddot{R}(t_0)/R(t_0)$, третьего — от $\dot{R}(t_0)/R(t_0)$, $\ddot{R}(t_0)/R(t_0)$, $\ddot{\ddot{R}}(t_0)/R(t_0)$ и $k/R^2(t_0)$; вообще члены порядка z^N с $N > 3$ зависят от $k/R^2(t_0)$ и от первых N логарифмических производных $R(t)$ при $t = t_0$. Следовательно, какое бы число производных $d_{\Phi}(z)$ ни было измерено, это все равно не даст возможности определить $k/R^2(t_0)$. Однако если задать значения k и $R(t_0)$, то из эмпирической связи d_{Φ} и z [формула (14.6.22)] можно вычислить $R(t)$ как функцию $t - t_0$.

В принципе вид функции $R(t)$ можно еще определить, наблюдая одну выделенную спектральную линию в течение достаточно длительного времени. Согласно (14.3.6) и (14.3.1), красное смещение сопутствующего источника изменяется во времени со скоростью

$$\frac{dz}{dt_0} = \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_1)} - \frac{R(t_0)\dot{R}(t_1)}{R^2(t_1)} \frac{dt_1}{dt_0} = \frac{\dot{R}(t_0) - \dot{R}(t_1)}{R(t_1)}. \quad (14.6.23)$$

При $z \ll 1$ можно аппроксимировать $t_0 - t_1$ первым членом ряда (14.6.5); тогда (14.6.23) приводится к виду

$$\frac{1}{z} \frac{dz}{dt_0} \approx \frac{\ddot{R}(t_0)}{H_0 R(t_0)} = -q_0 H_0. \quad (14.6.24)$$

Измерить столь малые изменения красного смещения с помощью современной аппаратуры не представляется возможным [75].