

нуть, что только создание надежной теории эволюции источников, например эволюции тех или иных типов галактик, позволит по наблюдаемым зависимостям определить q_0 и, следовательно, тип модели. Еще раз отметим, что значение q_0 может быть найдено (в предположении $\Lambda=0$) не из зависимостей $m-z$ или $N-z$, а непосредственно — выявлением всех видов материи в ближайших окрестностях нашей Галактики (см. об этом далее).

Есть одно важное исключение из общего утверждения, что любую космологическую модель можно согласовать с любой наблюдаемой функцией $N(S)$ за счет произвола в предположениях об эволюции.

Этим исключением является космологическая модель стационарной Вселенной (steady state theory на языке ее авторов). Эта теория подробно охарактеризована в § 10 гл. 23. Здесь достаточно сказать, что в теории предполагается неизменность всех свойств Вселенной и заполняющего ее вещества на всем бесконечном времени ее эволюции, $-\infty < t < 0$. В теории стационарной Вселенной исключена возможность эволюции (в среднем, за исключением неизбежных статистических флуктуаций) и предсказывается одна, вполне определенная функция $N(S)$. Вид ее зависит (впрочем, слабо) только от функции $W(P)$ распределения источников по мощности, которую можно определить в нашей окрестности.

Наблюдения радиосточников не согласуются с теорией стационарной Вселенной. Ниже будут указаны и другие трудности этой теории.

Именно острая дискуссия по поводу теории стационарной Вселенной вызвала особое внимание к подсчету радиосточников, особенно в Англии (где эта теория создавалась и обсуждалась) в последние два десятилетия.

§ 8. Эволюция радиосточников

Прежде чем обращаться к способам определения H_0 и Ω по наблюдению обычных галактик, закончим вопрос о том, что же дали подсчеты радиосточников.

Систематические наблюдения, проведенные кембриджскими радиоастрономами, возглавляемыми Райлом, явились основой для теоретических исследований.

Как показано в предыдущем параграфе, данные наблюдений дают сведения о законе эволюции радиосточников. Эти сведения неполны, поскольку интерпретация данных зависит от предположений, относящихся к космологии (значения H_0 , Ω). Приведем результаты работы Лонгейра (1966) — одной из работ этого направления.

Лонгейр принимает для расчетов модель плоского мира, т. е. случай критической плотности $\Omega=1$. При этом $(1+z) \sim t^{-2/3}$. Он задается различными вариантами закона эволюции. Удовлетворительное согласие с наблюдениями вплоть до достаточно малых

потоков $S \cong 0,4 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ дали два варианта. В варианте, обозначенном Лонгейром (b), предполагается, что источники с абсолютной величиной $M_r > -29,5$ (т. е. сравнительно слабые) *) не эволюционируют, а более мощные, $M_r < -29,5$, эволюционируют так, что мощность их растет пропорционально $t^{-2,2}$, т. е. пропорционально $(1+z)^{3,3}$. Этот закон относится к области $z < 3$. При $z > 3$ предполагается, что нет никаких источников, ни сильных, ни слабых.

Второй вариант, обозначенный (d), предполагает, что плотность источников с $M_r < -33$ в прошлом была больше, пропорционально $\sim t^{-3,8} \sim (1+z)^{6,7}$. Плотность (на единицу сопутствующего объема) и мощность более слабых источников, $M_r > -33$, была неизменной. При $z > 4$ источников нет.

Эти два варианта, как выяснилось позже, хорошо описывают также и результаты, относящиеся к источникам вплоть до еще меньших потоков, $S = 0,06 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

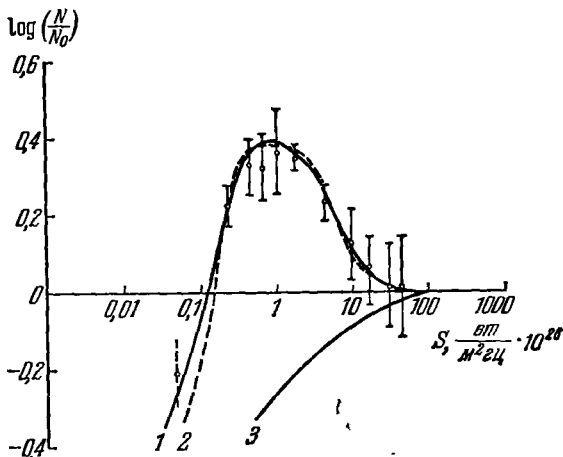


Рис. 14. Стношение числа источников N с потоком меньше данного к величине $N_0 = AS^{-3/2}$. Кривая 1 — в предположении (b) об эволюции источников (см. текст), кривая 2 — в предположении (d) об эволюции, кривая 3 — без учета эволюции. По сси абсцисс отложен поток на частоте 178 Мгц в единицах $10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

На графике, приведенном на рис. 14, показана кривая зависимости отношения $N(S)$ к $N_0 = AS^{-3/2}$ в зависимости от S . Кривая дана в логарифмическом масштабе. Закон $N_0 \sim S^{-3/2}$ соответствует плоскому пространству, без учета эволюции и красного смещения, константа A выбрана в соответствии с числом близких источников; поэтому для больших S отношение $N/N_0 \rightarrow 1$. Для сравнения приве-

*) Радиосветимость M_r определяется формулой $M_r = 33,95 - 2,5 \lg P_{178}$, где P_{178} — мощность в вт/стер·гц на частоте 178 Мгц (длина волны 1,7 м).

дена кривая 3 без учета эволюции, но с учетом космологических эффектов ($\Omega=1$), эта кривая целиком лежит под осью абсцисс. Подъем кривой в области $10 < S < 1$ обусловлен эволюционным эффектом — возрастанием числа источников или их мощности. Спад кривой при $S < 1$ требует для своего описания эволюционного эффекта противоположного знака — отсутствия или резкого уменьшения числа радиогалактик при $z > 3$ или $z > 4$. Крайняя левая точка получена Шоломицким по данным работы Кендердина, Райла и Поолея (1966) и в работе Лонгейра не была учтена, тем не менее она отлично легла на кривую.

На графике, приведенном на рис. 15, представлено распределение по мощности радиоисточников, находящихся вблизи нас в области $z < 0,01$. Для них эволюционный эффект мал.

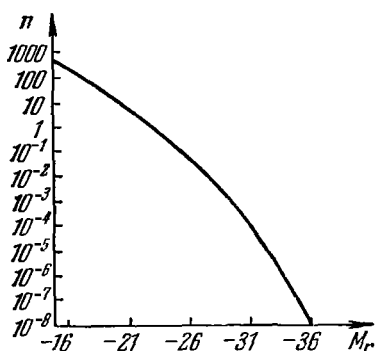


Рис. 15. Распределение по мощности радиоисточников, находящихся в области с $z < 0,01$. По вертикали отложено количество источников с $z < 0,01$, приходящихся на стерадиан, имеющих абсолютную радиояркость от M_r до $M_r + 0,5$.

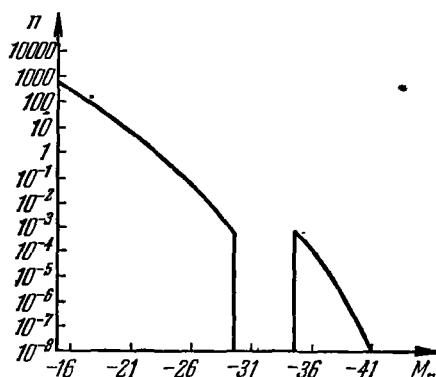


Рис. 16. Эволюция радиоисточников в варианте (b). Представлена кривая плотности радиоисточников, какой она должна быть на момент, соответствующий $z=3$. Эволюционируют только радиоисточники с $M_r < -29,5$. Плотность дана на объем сопутствующего пространства, который в настоящее время совпадает с объемом, используемым для получения n на рис. 15.

Эволюционные предположения Лонгейра соответствуют своеобразной деформации кривой для разных z : в варианте (b) при $z=3$ кривая приведена на рис. 16, в варианте (d) при $z=4$ вид кривой приведен на рис. 17. Кривая существенно меняет свою форму!

Особенно надо подчеркнуть «обрезание» при $z=3$ или 4. Предполагается, следовательно, что при $z > 3$ или 4, т. е. раньше определенного момента ($t < 5 \cdot 10^8$ лет), радиогалактик не было. Эта оценка момента начала массового рождения радиогалактик совпадает с оценками, полученными из других соображений.

Однако такая оценка основана на соотношении между размерами скоплений (диаметр порядка $D=3 \text{ Mpc}$) и средним расстоянием между ними (порядка $l=10 \text{ Mpc}$)*. Где-то при $z \approx 3,5$ скопления соприкасались, заполняли все пространство, а следовательно, именно при

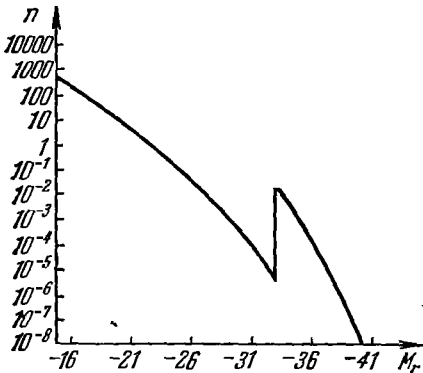


Рис. 17. Эволюция радиисточников в варианте (d). Кривая $n=n(M_r)$ на момент $z=4$. Меняется число источников с $M_r < -33$. Плотность отложена в тех же единицах, что и на рис. 16.

кварзары. Необъяснимым остается только тот факт, что в настоящее время две группы источников дают плавную кривую $\rho(P)$, без изломов или разрывов.

Насколько однозначной является картина эволюции, предложенная Лонгейром? Если предположить, что эволюционируют все источники, т. е. вся кривая $\rho(P)$ смещается вправо или вверх без изменения формы, нельзя получить резкий завал $N(S)/N_0(S)$ при малых S . Его нельзя получить ни за счет выбора z , выше которого нет источников, ни за счет учета рассеяния.

В самом деле, если при увеличении чувствительности приемной аппаратуры (т. е. при уменьшении S) мы не видим более далеких источников (потому что их нет за пределами определенного z или они скрыты пеленой рассеяния), то зато мы видим новые, более слабые источники. Лишь при немонотонной кривой вида рис. 16 или рис. 17 можно добиться того, чтобы прекращался быстрый рост $N(S)$.

Лонгейр не учитывает рассеяния света электронами. Предполагая, что ионизованный газ составляет долю α средней плотности, и используя соотношения для оптической толщины τ (σ — сечение рассеяния, μ_e — молекулярный вес на один электрон)

$$\tau = c\sigma \int n_e dt = c\sigma \frac{6 \cdot 10^{23}}{\mu_e} \int \rho_{\text{газ}}(z) \frac{dt}{dz} dz$$

этом z произошло их обособление друг от друга (Цвикки дает значение $z=4,25$). Другая оценка связана с рассмотрением теплового баланса газа до образования галактик (см. далее).

На первый взгляд представляется неестественным резкое изменение самой формы кривой $\rho(P)$ в прошлом по сравнению с плавной кривой в настоящее время: появление разрыва или горба на рис. 16 и 17. Это означает, что современные радиосточники состоят из двух групп. По Лонгейру, с данными наблюдений совместимо предположение, что мощная эволюционирующая группа представляет собой

*) Для крупных скоплений $D \approx 8 \text{ Mpc}$, $l \approx 40 \text{ Mpc}$, см. § 11 гл. 14.

и для плотности газа $\rho_{\text{газ}}(z) = \alpha \rho_0 (1+z)^2 = \alpha \rho_c \Omega (1+z)^3$, получим формулу для оптической толщи рассеяния (считаем $\mu_e = 1,16$):

$$\tau = 0,04\alpha \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}} \right) \Omega \int_0^z \frac{(1+z) dz}{\sqrt{1+\Omega z}}. \quad (3.8.1)$$

При $H_0 = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$, $\Omega = 1$ и $\alpha \approx 1$ формула (3.8.1) дает

$$\tau = 0,04 \cdot \frac{2}{3} [(1+z)^{3/2} - 1], \quad (3.8.2)$$

т. е. $\tau = 1$ при $z \approx 10$.

Для эволюционных моделей Лонгейра $\tau \approx 0,2-0,3$ на границе образования источников (при $z=4$). Следовательно, необходимо предположить дополнительное ничтожное изменение мощности источников, чтобы компенсировать влияние рассеяния. Напомним, что эволюционное изменение мощности по Лонгейру составляет $(1+z)^{3,3}$, т. е. при $z=3$ достигает 100 раз!

Вопрос о статистической точности кривой $N(S)$ осложняется тем, что в $N(S_1)$ с малым S_1 входит как слагаемое $N(S_2)$ с большим потоком S_2 , т. е. два значения $N(S_1)$ и $N(S_2)$ не являются независимыми.

В связи с этим Джонси (1970) предложил пользоваться дифференциальной кривой $\frac{dN}{dS}$ в зависимости от S . Практически целесообразно находить $\Delta_n N$ — число источников с мощностью в интервале S , меняющемся в геометрической прогрессии $\Delta S_n = S(\beta^n - \beta^{n-1})$, $\beta < 1$. При степенной функции $N(S)$ получится линейная зависимость $\log \Delta_n N$ от n . Преимущество дифференциального или разностного представления результатов подсчета радиоисточников заключается в том, что случайная флуктуация количества близких источников при этом не влияет на последующий ход кривой.

Против работ Лонгейра выдвигались возражения: в частности, Келлерман (1972) утверждал, что на самом деле в нашей окрестности не хватает мощных источников, что и приводит к кажущемуся эффекту эволюции. По нашему мнению, статья Лонгейра и Риса (1972) содержит убедительную защиту эволюционной картины*).

Рассмотрим теперь соотношение между подсчетами радиоисточников и общим фоном радиоизлучения.

Особенно интересны данные о суммарной интенсивности радиоизлучения на частоте 178 МГц . Измерения показывают, что эффективная температура равна 80°К (в направлении на полюс Галактики); предполагается, что из этого излучения на внегалактические источники приходится $28 \pm 5^\circ$ или, по другим данным, $23 \pm 5^\circ$ (см. § 2

*) В последнее время выполнены новые подсчеты в диапазоне от 178 МГц до 5 ГГц . При обсуждении этих подсчетов необходимо принимать во внимание разные спектры источников. Новые данные подтверждают общую картину, приведенную выше [см. Лонгейр (1974)].

гл. 5). Отсюда следует еще вычесть 3° реликтового излучения. Таким образом, на все, в том числе и неразрешенные, источники излучения приходится от 15 до 30° . Важная особенность суммарного излучения состоит в том, что на него не влияет рассеяние, способное изменить лишь направление, но не частоту и интенсивность излучения.

Обозначим общую радиомощность единицы сопутствующего объема через P_1 :

$$P_1 = 4\pi \int P_\rho(P) dP.$$

С учетом эволюционного эффекта $P_1 = P_1(t)$; удобнее, зная связь t и z , перейти к $P_1 = P_1(z)$. Светимость в единице физического объема равна $(1+z)^3 P_1(z)$. Для степенного спектра $P_1 \sim \nu^{-\alpha}$ закон изменения плотности энергии на данной частоте в ходе расширения имеет вид $\epsilon_\nu \sim (1+z)^{-3-\alpha}$.

Используя зависимость (3.4.7):

$$dt = \frac{1}{H_0} \frac{dz}{(1+z)^2 \sqrt{1+\Omega z}},$$

получим для плотности излучения в настоящее время выражение

$$\begin{aligned} \epsilon_\nu &= \frac{1}{H_0} \int P_1(z) (1+z)^3 (1+z)^{-3-\alpha} \frac{dz}{(1+z)^2 \sqrt{1+\Omega z}} = \\ &= \frac{1}{H_0} \int P_1(z) (1+z)^{-\alpha-2} \frac{dz}{\sqrt{1+\Omega z}}. \end{aligned} \quad (3.8.3)$$

Удобно от плотности излучения перейти к эффективной температуре. Для радиочастот ($h\nu \ll kT$) эти величины связаны формулой Рэлея — Джинса:

$$\epsilon_\nu = 8\pi kT \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{c} (\nu \rho / \text{см}^3 \cdot \text{гц}),$$

поэтому формула для эффективной температуры будет иметь вид

$$T = A \int P_1(z) (1+z)^{-\alpha-2} \frac{dz}{\sqrt{1+\Omega z}},$$

где

$$A = \frac{\lambda^2 c}{8\pi k H_0}.$$

Если выделить эволюционный фактор, т. е. записать $P_1 = P_0 f(z)$, где P_0 — радиомощность в настоящее время, последнее выражение приобретает вид *)

$$T = 16^\circ \int f(z) (1+z)^{-2-\alpha} \frac{dz}{\sqrt{1+\Omega z}}.$$

*) Численное значение константы взято для частоты 178 Мгц и $H_0 = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$.

Предположим степенной закон эволюции от некоторого z до $z=0$; положим, далее, $\Omega=1$. Для $f=(1+z)^2$, $\alpha=1$ найдем $T=16^\circ \cdot 2 (\sqrt{1+z}-1)$; при $z=4$ было бы $T \approx 40^\circ$.

Если же взять более крутой рост, $f(z) \sim (1+z)^{4,5}$, который необходим для описания роста $N(S)$, то $T=16^\circ \cdot \frac{1}{2} [(1+z)^2 - 1] \approx 190^\circ$ при $z=4$. Предположение об общей эволюции всех источников, и сильных и слабых, с обрезанием при $z=4$ противоречит измеренной температуре.

Любопытно оценить вклад в температуру, который дают только идентифицированные источники. Принято характеризовать их функцией $N(S)$ — числом источников в одном стерадиане, у которых поток превышает S . Число источников с потоком в интервале от S до $S+dS$ равно $-\frac{dN}{dS} dS$, следовательно, полный поток

$$g = \int_S^\infty S \left(\frac{dN}{dS} \right) dS = \int_S^\infty N dS + SN(S). \quad (3.8.4)$$

В широком интервале от $S=0,3 \cdot 10^{-26}$ до $S \approx 30 \cdot 10^{-26}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ наблюдательные данные описываются степенной формулой

$$N = 1,6 \cdot 10^3 S^{-1,7}.$$

При таком показателе полный поток определяется нижним пределом интегрирования S_n в (3.8.4) (S — в единицах 10^{-26} $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$), т. е. в основном зависит от многочисленных слабых источников и оказывается равным

$$g = 4 \cdot 10^3 S_n^{-0,7} \cdot 10^{-26} \text{ (вт/м}^2 \cdot \text{гц} \cdot \text{стерад)}.$$

Если же выражать его через эффективную температуру (для $\nu=178$ Мгц), то

$$g = 960T \cdot 10^{-26} \text{ (вт/м}^2 \cdot \text{гц} \cdot \text{стерад)}.$$

Вследствие того, что при $S < 0,3$ рост $N(S)$ резко замедляется, все источники с $S > 0,3$ дают, согласно Лонгейру, $T \sim 10^\circ$; более поздние данные до $S=0,03$ незначительно увеличивают это значение. Однако если бы замедление роста $N(S)$ было связано с рассеянием, то источники, которые без рассеяния давали бы поток $S > 0,03$, дали бы $T = 44^\circ$, что выходит за допустимый предел $15^\circ - 30^\circ$.

Следовательно, если в принципе замедленный рост $N(S)$ можно описать как влияние рассеяния, то наблюдаемую температуру описать нельзя, не предполагая, что где-то при $z > 4$ (или, соответственно $S < 0,03$) источников нет или по крайней мере закон эволюции таков, что излучение источников не столь резко нарастает в прошлое.

После опубликования работы Лонгейра последующие измерения подтвердили его предсказания для малых S .

Число источников при S меньше определенной величины не растет так быстро, как прежде. Лонгейр предполагал резкое обрезание $P_1(z)=0$ при $z>z_c$. Как показано позже Дорошкевичем, Лонгейром и Зельдовичем (1970), нельзя исключить, что $P_1(z)=\text{const}=P_1(z_c)$ при $z>z_c$. Даже функция совершенно иного типа, $P_1=\text{const}\cdot e^{-1/z}$, без какого-либо обрезания также достаточно хорошо объясняет измерения. Необходимость обрезания характерна только для степенного закона $(1+z)^{\beta}$ — такой закон нельзя экстраполировать неограниченно к $z\rightarrow\infty$. Имеются физические причины полагать, что при больших z , скажем $z\gg 10$, нет радиоисточников, так как достаточно рано во Вселенной вообще не было отдельных объектов. Но здесь утверждается только, что измерения $N(S)$ не дают определенных указаний о величине максимально возможного z для радиоисточников.

Непосредственные наблюдения дают картину, внешне напоминающую островную Вселенную с нашей Галактикой в центре. При удалении от центра плотность источников вначале нарастает, но затем, на определенном расстоянии, резко падает. Однако вся совокупность теоретических взглядов заставляет нас эту кажущуюся пространственную неоднородность истолковывать как эволюционный эффект в пространственно-однородном мире.

Все расчеты в статье Лонгейра были сделаны в предположении $\Omega=1$, $H_0=100$ км/сек·Мпс. Насколько они чувствительны к этим предположениям? Определение $\rho(P)$ было основано на счете идентифицированных источников с $z<0,01$, для которых известен поток S . Пересчет этой величины на плотность на единицу объема выражается через $\rho_{100}(P)$ (где ρ_{100} рассчитано для случая $H_0=100$ км/сек·Мпс):

$$\rho(P) dP = \frac{100}{H_0} \rho_{100} \left[P \left(\frac{H}{100} \right)^2 \right] dP;$$

от Ω пересчет не зависит.

Однако вид эволюционных кривых $f(z)$ не зависит от H_0 , но зависит от Ω . Иначе говоря, данная функция $f(z)$ дает одинаковый результат при любом H_0 , но для получения одних и тех же наблюдательных результатов при различных Ω нужно менять закон эволюции.

Чтобы выяснить, как велики эти изменения, можно сравнить данные для $\Omega=1/3$, $\Omega=1$ и $\Omega=3$ при $z=4$. Легко вычислить величины $\frac{dt}{dz}$, D^2 , $D^2 \frac{dt}{dz}$, τ , e^{τ} на момент $z=4$. Оказывается, что изменения при переходе от одной модели к другой отнюдь не малы и достигают одного порядка. Однако их надо сравнивать с предполагаемыми эволюционными эффектами. Согласно Лонгейру, эволюционные эффекты, как показано выше, составляют в разных вариантах от двух до четырех порядков. По сравнению с такой эволюцией изменения при переходе от одной модели к другой малы; малое изменение показа-

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-