моделей Леметра, но все же представляется довольно искусственным объяснять ими то, что, быть может, является просто деталью эволюции квазаров [1]).

§ 3. Еще раз о стационарной модели

Если Вселенная не только изотропна и однородна в пространстве, но еще и однородна во времени, то, как показано в § 8 гл. 14, она должна иметь метрику Робертсона — Уокера с

$$k = 0, \qquad R(t) \sim e^{Ht}, \tag{16.3.1}$$

где H — постоянная Хаббла, в этом случае настоящая постоянная, данная нам природой. Кроме того, все скаляры, такие, как ρ и p, не должны зависеть от времени так же, как и от положения:

$$\dot{\rho} = \dot{p} = 0. \tag{16.3.2}$$

Уравнения поля, на которых основана стационарная модель в § 8 гл. 14, не уточнялись, но ясно, что в применении к ней уравнения Эйнштейна следует видоизменить. Уравнения Эйнштейна согласуются с тождествами Бианки только при сохраняющемся тензоре энергии-импульса, но постоянство давления не нарушает уравнения сохранения энергии (14.2.19) только при условии $\rho = -p$, которое требует в свою очередь выполнения одного из двух неравенств: $\rho < 0$ или $p < 0$.

Таким образом, необходимо видоизменить уравнения Эйнштейна, добавив поправочный член [17]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R^{\lambda}{}_{\lambda} + C_{\mu\nu} = -8\pi G T_{\mu\nu}. \tag{16.3.3}$$

Непосредственным вычислением с использованием (16.3.1) в уравнениях (15.1.6), (15.1.7) и (15.1.11) получаем

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R^{\lambda}{}_{\lambda} = 3H^2 g_{\mu\nu}.$$

Следовательно, поправочный член, требующийся в стационарной модели, имеет вид

$$C_{\mu\nu} = -(8\pi G p + 3H^2)\, g_{\mu\nu} - 8\pi G\, (\rho + p)\, U_{\mu} U_{\nu}, \tag{16.3.4}$$

где U^{μ} — вектор 4-скорости, причем $U^t = 1$, $U^i = 0$.

Для того чтобы что-то извлечь из формулы (16.3.4), нужно выдвинуть какие-то априорные идеи относительно вида тензора

[1]) Надо иметь в виду, что далекие квазары трудно обнаружить из-за бедности спектра, который становится доступным наблюдению при очень больших красных смещениях. По-видимому, резких аномалий в распределении квазаров на самом деле нет.— *Прим. ред.*

$C_{\mu\nu}$. Хойл [17] предлагает в качестве общего условия равенство

$$C_{\mu\nu} = C_{;\,\mu;\,\nu}, \tag{16.3.5}$$

где C — скаляр, названный им «C-поле». Далее Хойл считает, что при полном отсутствии неоднородностей и анизотропий C-поле просто пропорционально космической временной координате, используемой в системе координат Робертсона — Уокера:

$$C = At, \qquad A = \text{const}. \tag{16.3.6}$$

Вторую ковариантную производную легко вычислить:

$$C_{;\,\mu;\,\nu} = -AH\,(g_{\mu\nu} + U_\mu U_\nu). \tag{16.3.7}$$

Сравнение выражений (16.3.7)и (16.3.4) показывает, что плотность должна принять значение

$$\rho = \frac{3H^2}{8\pi G}, \tag{16.3.8}$$

а коэффициент пропорциональности в (16.3.6) должен быть равен

$$A = \frac{8\pi G\,(\rho + p)}{H}. \tag{16.3.9}$$

Давление может принимать любое значение.

Предсказываемая плотность (16.3.8) такая же, что и в фридмановской модели с нулевой кривизной [см. (15.2.1)]. Таким образом, выполнение равенства (16.3.8) не могло бы служить настоящим аргументом в пользу стационарной модели. Кроме того, стационарность космологии не требует, чтобы тензор $C_{\mu\nu}$ обязательно имел вид (16.3.5), (16.3.6), а поэтому, если бы обнаружилось, что плотность отличается от (16.3.8), это еще не вынуждало бы нас отказаться от стационарной модели.

Наиболее сильным свидетельством против стационарной модели является наблюдаемый космический микроволновый фон, который является, по всей видимости, реликтом сильно отличающейся от современной ранней стадии Вселенной (§ 5 гл. 15). Однако нельзя полностью исключить того, что микроволновый фон возник вместе с барионами в стационарной Вселенной. Согласно (15.4.9), плотность фотонов в единичном интервале частот в стационарной модели равна

$$n_\gamma(\nu) = 8\pi\nu^2 \int\limits_{-\infty}^{t_0} \exp\left(-\int\limits_{t}^{t_0} \{\Lambda\,(\nu e^{H(t_0-t')}) - \Omega\,(\nu e^{H(t_0-t')})\}\,dt'\right) \times$$
$$\times\, \Omega\,(\nu e^{H(t_0-t)})\,dt,$$

где $\Lambda(\nu)$ — скорость поглощения фотонов частоты ν, а $8\pi\nu^2\Omega(\nu)\,d\nu$ — скорость излучения в единице объема фотонов с с частотой между ν и $\nu + d\nu$. Простой заменой переменных это

выражение можно переписать в виде, не зависящем от t_0:

$$n_\gamma(\nu) = 8\pi\nu^2 \int_\nu^\infty \frac{d\nu'}{H\nu'} \Omega(\nu') \exp\left(-\int_\nu^{\nu'} \frac{d\nu''}{H\nu''} [\Lambda(\nu'') - \Omega(\nu'')]\right). \quad (16.3.10)$$

Дифференцируя по ν, получаем дифференциальное уравнение для $n_\gamma(\nu)$, которое можно представить как формулу для $\Omega(\nu)$ через $\Lambda(\nu)$, $n_\gamma(\nu)$ и $n'_\gamma(\nu)$:

$$\Omega(\nu) = \frac{[\Lambda(\nu) + 2H]\, n_\gamma(\nu) - H\nu n'_\gamma(\nu)}{8\pi\nu^2 + n_\gamma(n)}. \quad (16.3.11)$$

Таким образом, подходящим выбором скорости излучения фотонов мы можем получить такую функцию распределения фона $n_\gamma(\nu)$, какая нам нужна. Например, если мы требуем, чтобы наблюдалось рэлей-джинсовское поведение $n_\gamma(\nu) \sim \nu$ [см. (15.5.19)], то формула (16.3.11) в пределе $\nu \to 0$ дает

$$\Omega(0) = \Lambda(0) + H. \quad (16.3.12)$$

Член H соответствует чисто космологическому непрерывному рождению фотонов, не связанному какими-либо процессами поглощения. Можно получить и функцию распределения Планка

$$n_\gamma(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{[\exp(h\nu/kT) - 1]},$$

выбирая $\Omega(\nu)$ в виде

$$\Omega(\nu) = e^{-h\nu/kT}\Lambda(\nu) + \frac{Hh\nu/kT}{[\exp(h\nu/kT) - 1]}. \quad (16.3.13)$$

Первый член соответствует обычным процессам излучения, которые всегда будут сопровождаться некоторым поглощением [ср. с (15.4.7)], в то время как второй член характеризует непрерывное рождение фотонов. Однако нет никакой априорной причины, приводящей к тому, что скорость непрерывного рождения имеет конкретную частотную зависимость, выражаемую формулой (16.3.13), поэтому с точки зрения стационарной модели распределение Планка возможно, но крайне искусственно. Разумеется, нет никакой особой причины, по которой низкочастотные фотоны должны были бы непрерывно возникать именно со скоростью $8\pi H\nu^2\, d\nu$, требуемой формулой (16.3.12), так что даже рэлей-джинсовское низкочастотное поведение не выглядит естественным.

Некоторую поддержку стационарная модель получает из совсем другого источника. Время от времени делаются попытки сформулировать электродинамику и другие полевые теории непосредственно в терминах дальнодействия [18—20]. Препятствием на пути таких попыток было то обстоятельство, что в них электромагнитные эффекты заряженных частиц описывались полусуммой опережающего и запаздывающего решений уравнений Максвелла,

а не просто обычным запаздывающим решением. В 1945 г. Уилер и Фейнман [21] показали, что эта трудность может быть обойдена при учете электромагнитного взаимодействия на расстоянии ускоренного и пробного зарядов со всеми остальными зарядами во Вселенной. Однако они рассматривали статическую космологическую модель и поэтому могли получить электромагнитное взаимодействие, соответствующее или чисто запаздывающему или чисто опережающему решению. Позднее Хогарт [22] указал, что эта неоднозначность могла бы быть устранена при рассмотрении более реалистических моделей, учитывающих расширение Вселенной. Согласно Хойлу и Нарликару [23], в стационарной модели возможно только чисто запаздывающее решение, а в фридмановской модели с $k \leqslant 0$ — чисто опережающее решение. Хойл и Нарликар впоследствии распространили свои результаты на C-поле [24], теорию гравитации [25] (см. также [26]) и квантовую электродинамику [27]. Эта линия развития несомненно является интригующим подходом к старой проблеме связи физики микромира со свойствами Вселенной в целом. К этой проблеме мы еще вернемся в следующем параграфе. Однако на сегодняшний день было бы слишком рано считать, что из микрофизики следует требование стационарности Вселенной, поскольку нет никаких оснований полагать, что электродинамику и другие полевые теории нужно формулировать в терминах дальнодействия.

§ 4. Модели с переменной гравитационной постоянной

Гравитационные силы исключительно слабы по стандартам атомной и ядерной физики. Например, отношение гравитационной и электрической сил, действующих между протоном и электроном, равно

$$Gm_p \frac{m_e}{e^2} = 4{,}4 \ 10^{-40}. \tag{16.4.1}$$

Несмотря на многочисленные попытки (см., например, [28]), не было дано никакого убедительного объяснения причин, по которым такая ничтожная безразмерная величина должна появиться в фундаментальных законах физики. Один из подходов к объяснению этого основан на предположении, что числа, подобные (16.4.1), возникают не только из микрофизики, но в какой-то степени определены влиянием всей Вселенной. В этом подходе используется тот факт, что из величин G, $\hbar$, c и постоянной Хаббла H_0 можно построить массу, которая не слишком отличается от массы типичной элементарной частицы, например пиона:

$$\left(\frac{\hbar^2 H_0}{Gc}\right)^{1/3} \approx m_\pi. \tag{16.4.2}$$