

§ 5. Космический фон микроволнового излучения

Уравнения Эйнштейна требуют, чтобы масштабный фактор $R(t)$ был предельно мал в некоторый период в прошлом, отделенный от нас конечным промежутком времени (§ 1 этой главы). В эту раннюю эпоху вещество и излучение были предположительно в тепловом равновесии при очень высокой температуре. При последующем расширении Вселенной и излучение, и вещество остывали. Наконец, когда температура упала до ~ 4000 К, свободные электроны были связаны в атомные оболочки, прозрачность вещества резко возросла и тепловой контакт между веществом и излучением нарушился. Все имевшееся в то время излучение претерпело с тех пор значительное красное смещение, но по-прежнему заполняет пространство вокруг нас.

Широко распространено, хотя и не является единодушным, мнение, что фон микроволнового излучения, открытый в 1965 г., есть как раз это остаточное излучение, претерпевшее красное смещение с множителем, равным примерно 1500, с момента, когда Вселенная стала прозрачна. Коль скоро это так, то микроволновый фон дает ни с чем не сравнимую по ценности информацию об истории Вселенной не только с момента, когда электроны стали связанными, но и с намного более раннего времени — от нескольких первых секунд космической истории.

Во-первых, рассмотрим, какого рода спектра фонового излучения следует ожидать чисто теоретически. Плотность собственной энергии остаточных фотонов, частота которых в настоящий момент времени t_0 находится между ν и $\nu + d\nu$, определяется равенством (15.4.10)

$$\rho_{\nu_0}(\nu) d\nu = h\nu \cdot 8\pi\nu^2 d\nu \int_0^{t_0} \exp\left(-\frac{h\nu R_0}{kT(t)R(t)}\right) \times \\ \times \Lambda\left(\frac{\nu R_0}{R(t)}, t\right) P(t_0, t; \nu) dt, \quad (15.5.1)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, R_0 — сокращенное обозначение для $R(t_0)$, $T(t)$ — температура вещества в момент t , $\Lambda(\nu, t)$ — коэффициент поглощения фотона с частотой ν в момент t ; $P(t_0, t; \nu)$ — вероятность того, что фотон с частотой $\nu R_0/R(t)$, существовавший в момент t , «выживет» (с учетом индуцированного излучения) до настоящего времени:

$$P(t_0, t; \nu) \equiv \exp\left\{-\int_t^{t_0} \left[1 - \exp\frac{h\nu R_0}{kT(t')R(t')}\right] \Lambda\left(\frac{\nu R_0}{R(t')}, t'\right) dt'\right\}. \quad (15.5.2)$$

Нижним пределом в интервале (15.5.1) можно выбрать любой момент t_1 , в который вероятностью $P(t_0, t_1; \nu)$ можно пренебречь; выбор $t_1 = 0$, конечно, удовлетворяет этому требованию.

Формулу (15.5.1) можно для удобства переписать в виде

$$\rho_{\gamma 0}(\nu) d\nu = 8\pi h\nu^3 d\nu \int_0^{t_0} \left[\exp\left(\frac{h\nu R_0}{kT(t)R(t)}\right) - 1 \right]^{-1} \frac{d}{dt} P(t_0, t; \nu) dt. \quad (15.5.3)$$

Вероятность выживания P возрастает от $P = 0$ при $t = 0$ до $P = 1$ при $t = t_0$, и она как раз равна взвешенному *среднему от распределения* Планка для излучения черного тела. Если прозрачность возрастает скачкообразно в некоторый момент t_R , то P меняется почти скачком при $t = t_R$ и, согласно (15.5.3),

$$\rho_{\gamma 0}(\nu) d\nu \approx \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{[\exp(h\nu/kT_{\gamma 0}) - 1]}, \quad (15.5.4)$$

где

$$T_{\gamma 0} \equiv \frac{T(t_R)R(t_R)}{R_0}. \quad (15.5.5)$$

Таким образом, в предположении резкого увеличения прозрачности нынешний фон излучения должен иметь спектр излучения черного тела с температурой $T_{\gamma 0}$.

Результаты измерения фонового излучения принято выражать через поток энергии $\phi_{\gamma 0}(\nu)$, принятой в единицу времени единичной площадкой в единичном телесном угле и в единичном интервале частот. Этот поток (в единицах СГС) можно вычислить из предыдущих формул для $\rho_{\gamma 0}(\nu)$, используя выражение

$$\phi_{\gamma 0}(\nu) = \frac{\rho_{\gamma 0}(\nu) c}{4\pi}.$$

Результаты измерения фона часто выражают через *эквивалентную температуру черного тела* $T_{\gamma 0}(\nu)$, определяемую как температура, при которой излучение черного тела будет иметь данную плотность или поток энергии на частоте ν , т. е.

$$\rho_{\gamma 0}(\nu) d\nu \equiv \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{[\exp(h\nu/kT_{\gamma 0}(\nu)) - 1]}. \quad (15.5.6)$$

Тогда спектр излучения черного тела характеризуется тем, что для него $T_{\gamma 0}(\nu)$ не зависит от ν . Наконец, иногда удобно выражать фоновые измерения через *температуру антенны* $T_a(\nu)$, определяемую как температура, при которой данный поток или плотность на частоте ν получаются из формулы (15.5.4) в низкочастотном рэлей-джинсовском приближении ν :

$$\rho_{\gamma 0}(\nu) d\nu \equiv 8\pi k T_a(\nu) \nu^2 d\nu. \quad (15.5.7)$$

Везде, где это возможно, мы будем пользоваться в обсуждении температурой черного тела $T_{\gamma 0}(\nu)$.

Если не делать никаких предположений относительно температурной истории вещества до резкого увеличения прозрачности, то мы можем сказать только, что фоновое излучение должно иметь приблизительно спектр черного тела с температурой, которая указывает нам на значение $R(t)/R_0$ в момент, когда Вселенная стала прозрачной. Положение с теорией значительно улучшается, если ввести допущение, что в течение того времени, когда вещество и излучение были в тепловом контакте, температура вещества убывала по закону

$$T(t) = \frac{A}{R(t)} \quad (15.5.8)$$

с постоянной A . В этом случае первый множитель подынтегрального выражения в (15.5.3) можно вынести за знак интегрирования и таким образом получить формулу излучения черного тела (15.5.4) независимо от того, насколько постепенным был переход от непрозрачной к прозрачной Вселенной. Далее, приняв t_0 в (15.5.3) за произвольный момент времени t , мы видим, что выражение для $\rho_{\gamma 0}$ записывается в виде формулы для излучения черного тела

$$\rho_{\gamma}(\nu, t) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3 d\nu}{[\exp(h\nu/kT_{\gamma}(t)) - 1]}, \quad (15.5.9)$$

причем

$$T_{\gamma}(t) = \frac{A}{R(t)} \quad (15.5.10)$$

во все времена — после, во время и до увеличения прозрачности. Конечно, не удивительно, что в период, когда излучение находится в равновесии с веществом, оно описывается формулой для черного тела, и естественно, что его температура (15.5.10) равна в этот период температуре вещества. Замечательно здесь то, что излучение продолжает подчиняться формуле для излучения черного тела (15.5.9) с температурой (15.5.10) как в течение всего периода перехода от низкой к высокой прозрачности, так и после этого перехода, вплоть до настоящего времени. Постоянную A можно определить, положив в (15.5.8) $t = t_0$, и, следовательно, температура излучения во все времена равна

$$T_{\gamma}(t) = T_{\gamma 0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right], \quad (15.5.11)$$

а температура вещества совпадает с ней в период теплового равновесия:

$$T(t) = T_{\gamma 0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right]. \quad (15.5.12)$$

Таким образом, нынешняя температура излучения $T_{\gamma 0}$ определяет температурную историю ранней Вселенной в течение всего периода, когда величина TR была постоянной.

Чтобы посмотреть, в какие периоды вероятно постоянство TR , рассмотрим модель, представляющую собой идеальный газ в равновесии с излучением черного тела. Плотность энергии этого излучения получается интегрированием (15.5.9) по ν :

$$\rho_{\gamma}(t) = aT_{\gamma}^4(t),$$

где (в единицах СГС)

$$a \equiv \frac{8\pi^5 k^4}{15h^3 c^3} = 7,5641 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{град}^{-4}.$$

Следовательно, полное давление и полная плотность энергии в этой модели равны

$$p = nkT + \frac{1}{3} aT^4,$$

$$\rho = nm + (\gamma - 1)^{-1} nkT + aT^4,$$

где n — плотность частиц газа, m — их масса и γ — отношение удельных теплоемкостей газа, равное $5/3$ для одноатомного газа, вроде атомарного водорода. Уравнение сохранения числа частиц можно записать в виде

$$nR^3 = n_0 R_0^3, \quad (15.5.13)$$

а уравнение сохранения энергии (15.1.24) имеет теперь вид

$$\frac{d}{dR} [nmR^3 + (\gamma - 1)^{-1} nkTR^3 + aT^4 R^3] = -3nkTR^2 - aT^4 R^2.$$

С помощью (15.5.13) и простых преобразований получим

$$\frac{R}{T} \frac{dT}{dR} = - \left[\frac{\sigma + 1}{\sigma + \frac{1}{3}(\gamma - 1)^{-1}} \right], \quad (15.5.14)$$

σk — энтропия фотонов, приходящаяся на одну частицу газа:

$$\sigma \equiv \frac{4aT^3}{3nk} = 74,0 \frac{[T(\text{град})]^3}{n(\text{см}^{-3})}. \quad (15.5.15)$$

При $\sigma \ll 1$ из (15.5.14) следует, что

$$T \sim R^{-3(\gamma - 1)}, \quad (15.5.16)$$

а это совпадает с обычным соотношением между температурой и объемом при адиабатическом расширении идеального газа. С другой стороны, при $\sigma \gg 1$ то же уравнение (15.5.14) дает

$$T \sim R^{-1}. \quad (15.5.17)$$

Далее, при больших σ , если вещество перестает быть в равновесии с излучением, температурная кривая вещества в конечном итоге

смещается от (15.5.17) к (15.5.16). Однако при предельно больших σ , пока есть хоть сколько-нибудь значительный тепловой контакт между веществом и излучением, излучение будет по-прежнему доминировать над веществом и температура вещества будет иметь желаемое поведение (15.5.8). В этом случае из соотношений (15.5.12), (15.5.13) и (15.5.15) получается, что σ постоянна:

$$\sigma = \frac{4aT_{\gamma 0}^3}{3n_0k}. \quad (15.5.18)$$

Отсюда, если энтропия σ была когда-нибудь очень велика, то она остается очень большой все время. Тогда мы говорим, что имеем дело с *горячей Вселенной*. В горячей Вселенной фоновое излучение приближенно удовлетворяет соотношениям (15.5.9) и (15.5.11) во все времена, а температура вещества подчиняется равенству (15.5.12) до тех пор, пока прозрачность не становится предельно большой. Заметим, что плотность фотонов в излучении черного тела есть интеграл от $\rho_{\gamma}(\nu)/h\nu$ по ν или

$$n_{\gamma} = \frac{30\rho(3)}{\pi^4} \frac{aT_{\gamma}^3}{k} = 3,7 \frac{aT_{\gamma}^3}{k},$$

откуда

$$\sigma = 0,36 \frac{n_{\gamma 0}}{n_0},$$

и, следовательно, условием того, что Вселенная горячая, является наличие большого числа фотонов на каждый протон или нейтрон в современной Вселенной. Однако все, что до сих пор рассматривалось, не позволяет вычислить значение $T_{\gamma 0}$ и даже не позволяет судить о том, действительно ли Вселенная горячая.

Первая теоретическая оценка температуры излучения была основана на теории синтеза элементов, разработанной в конце 1950-х гг. Г. Гамовым с сотрудниками [102—108]. (Более детально этот вопрос будет обсужден в § 7 этой главы.) В то время, когда температура была 10^9 К (температура диссоциации дейтерия), для того чтобы 10—50% общего числа протонов и нейтронов могли слиться в ядра более тяжелых элементов, плотность нуклонов должна была равняться приблизительно 10^{18} см $^{-3}$. Следовательно, удельная энтропия фотонов (15.5.15) в то время была равна $\sigma \approx 10^{11}$, и в этой модели Вселенная, несомненно, горячая, а поэтому величина σ должна оставаться постоянной как в период непрозрачности Вселенной, так и после него, вплоть до настоящего времени. При современной плотности барионов 10^{-6} см $^{-3}$ масштабный фактор должен быть в $(10^{18}/10^{-6})^{1,3} = 10^8$ раз больше теперь, чем в момент, когда $T \approx 10^9$ К, так что нынешняя температура излучения должна быть равна $10^{-8} \cdot 10^9$ К, т. е. около

10 К. Несколько более детальный анализ этого вопроса, выполненный в 1950 г. Алфером и Германом [108], дал $T_{\gamma 0} \approx 5$ К. К сожалению, эти авторы постоянно выражали сомнения в том, что это излучение могло сохраниться до настоящего времени. Конечно, верно, что конкретные фотоны, существовавшие при $T \approx 10^9$ К, должны быть поглощены задолго до настоящего времени. Однако, поскольку $\sigma \gg 1$, температура вещества должна спадать как R^{-1} , так что фотоны, излученные именно в тот момент, когда Вселенная стала прозрачной, должны иметь то же значение TR , какое было во время синтеза элементов. Так или иначе, примечательному предсказанию фонового излучения черного тела при 5 К позволили кануть в неизвестность.

Проблема определения $T_{\gamma 0}$ была снова поставлена в 1965 г. Дикке, Пиблзом, Роллом и Уилкинсоном [110]. Они доказывали, что Вселенная должна была когда-то быть горячее 10^{10} К, так как она или расширялась от сингулярности с $R = 0$, или, если она подвержена циклическим осцилляциям между конечными значениями R , должна была достигнуть горячего состояния с температурой, достаточной для диссоциации тяжелых элементов, оставшихся от предыдущего цикла. Этот аргумент не фиксирует значения нынешней температуры фонового излучения, но Дикке и др. решили, что плотность энергии космического излучения черного тела не может быть настолько большой, чтобы получилось $q_0 \gg 1$ (§ 2 этой главы); из этого условия вытекало, что $T_{\gamma 0} \leq 40$ К. Большое достоинство их работы заключалось, однако, не в этой оценке, а прежде всего в том факте, что, наконец, фоновое излучение воспринималось всерьез, причем Роллом и Уилкинсоном были подготовлены эксперимент по измерению $T_{\gamma 0}$.

При измерении температуры излучения менее 40 К трудность состоит, естественно, в том, что цепи приемника имеют значительно большую температуру, и, следовательно, сигнал будет в сотни раз слабее шума приемника. Для выделения сигнала Ролл и Уилкинсон планировали использовать радиометр, изобретенный в 1945 г. Дикке. В этом устройстве приемник сто раз в секунду переключается с одной рупорной антенны, направленной на небо, на другую, направленную на сосуд с жидким гелием. С выхода приемника с помощью фильтров снимается только та часть сигнала, которая изменяется с частотой 100 Гц, и по силе этого сигнала определяется разница между излучением неба и жидкого гелия.

Еще до того, как Ролл и Уилкинсон завершили измерения $T_{\gamma 0}$, они узнали, что Пензиас и Вилсон [109] обнаружили слабый фоновый сигнал на длине волны 7,35 см с помощью рупорной антенны, созданной для наблюдения спутника «Эхо» в Холмделе, штат Нью-Джерси. Температура антенны описывалась кривой

$$T_a(\theta) = 4,4 \text{ К} + 2,3 \text{ К sec } \theta,$$

где θ — угол между осью антенны и зенитом. Толщина атмосферы (рассматриваемой как плоская пластина) вдоль луча антенны пропорциональна $\sec \theta$, и поэтому второй член мог быть приписан излучению атмосферы. Еще 0,9 К получались по оценкам вклада омических потерь в антенне и излучения Земли, попадающего на боковые стенки антенны. Чистая температура антенны $(3,5 \pm 1)$ К оставалась на долю космического микроволнового фона. Поскольку $kT_a \gg h\nu$, она является также и эквивалентной температурой черного тела

$$T_{\nu 0}(7,35 \text{ см}) = (3,5 \pm 1) \text{ К.}$$

Результаты этого эксперимента, являющегося, вероятно, наиболее важным в космологии с тех пор, как Хаббл открыл связь между красным смещением и расстоянием, были опубликованы [109] в 1965 г. под скромным заглавием «Измерение избыточной температуры антенны на частоте 4080 МГц», а в качестве сопровождающей появилась статья Дикке, Пиблза, Ролла и Уилкинсона [110], в которой объяснялось фундаментальное значение этого измерения.

Важно учесть, что, хотя Пензиас и Вилсон сообщали о своем результате как об «избыточной температуре антенны», они измерили поток излучения только на одной частоте. Оставалось еще убедиться в планковской форме (15.5.4) распределения частот этого излучения. В табл. 15.1 перечислены измерения эквивалентной температуры черного тела для фонового излучения, которые были выполнены на различных микроволновых и далеких инфракрасных частотах.

При длинах волн более 100 см космический фон подавлен СВЧ-излучением Галактики. В диапазоне от 75 до 0,3 см фоновое излучение может быть измерено наземными микроволновыми радиометрами, подобными тем, которые использовали Пензиас и Вилсон и Ролл и Уилкинсон. Однако ниже 3 см становятся очень большими помехи от излучения атмосферы и возникает необходимость выполнять наблюдения в высокогорье и на длинах волн, для которых существуют «окна» в атмосфере, например на 0,9 см и 0,3 см. Ниже 0,3 см нет подходящих «окон», и измерительная аппаратура должна быть помещена на шарах-зондах или на ракетах. Кроме того, можно косвенно определить фоновую температуру на некоторых частотах по поглощению света молекулами в межзвездном пространстве. Например, циан имеет видимую линию поглощения при 3874 \AA , которая соответствует переходам из основной электронной конфигурации в возбужденную (фиг. 15.3). Обе конфигурации расщеплены на вращательные уровни, различающиеся вращательными угловыми моментами, и поэтому линия расщепляется на некоторое число компонент [134], наиболее важными из которых являются $R(0) [J = 0 \rightarrow J = 1; \lambda = 3874,608 \text{ \AA}]$,

**Сводка измерений потока фонового излучения в микроволновой
и далекой инфракрасной областях**

Указанные здесь температуры равны температуре излучения черного тела,
к которому имело бы наблюдаемый поток на соответствующей длине волны

λ , см	Метод измерения	$T_V(\lambda)$, К	Литература
73,5	Наземный радиометр	$3,7 \pm 1,2$	[111]
49,2	»	$3,7 \pm 1,2$	[111]
21,0	»	$3,2 \pm 1,0$	[112]
20,7	»	$2,8 \pm 0,6$	[113]
7,35	»	$3,5 \pm 1,0$	[109]
3,2	»	$3,0 \pm 0,5$	[114]
3,2	»	$2,69 \begin{cases} +0,16 \\ -0,21 \end{cases}$	[115]
1,58	»	$2,78 \begin{cases} +0,12 \\ -0,17 \end{cases}$	[115]
1,50	»	$2,0 \pm 0,8$	[116]
0,924	»	$3,16 \pm 0,26$	[117]
0,856	»	$2,56 \begin{cases} +0,17 \\ -0,22 \end{cases}$	[118]
0,82	»	$2,9 \pm 0,7$	[119]
0,358	»	$2,4 \pm 0,7$	[120]
0,33	»	$2,46 \begin{cases} +0,40 \\ -0,44 \end{cases}$	[121]
0,33	»	$2,61 \pm 0,25$	[122]
0,263	CN ($J = 1/J = 0$)	$\approx 2,3$	[123]
0,263	CN ($J = 1, J = 0$)	$\begin{cases} 3,22 \pm 0,15 \zeta \text{Oph}^{**} \\ 3,0 \pm 0,6 \zeta \text{Per} \end{cases}$	[124]
0,263	CX ($J = 1/J = 0$)	$3,75 \pm 0,50$	[125]
0,263	CN ($J = 1/J = 0$)	$< 2,82$	[126]
0,132	CN ($J = 2/J = 1$)	$< 7,0$	[125]
0,132	CN ($J = 2, J = 1$)	$< 4,74$	[126]
0,0559	CH	$< 6,6$	[125]
0,0559	CH	$< 5,43$	[126]
0,0359	CH+	$< 8,11$	[126]
0,04—0,13	ИК-телескоп на ракете	$8,3 \begin{cases} +2,2 \\ -1,3 \end{cases}$	[127 128] *
$> 0,05$	ИК-радиометр на шаре-зонде	$\approx 3,6, 5,5, 7,0$	[131]
0,6—0,008	ИК-радиометр на ракете	$3,1 \begin{cases} +0,5 \\ -2,0 \end{cases}$	[132]
0,18—1,0	ИК-радиометр на шаре-зонде	$2,7 \begin{cases} +0,4 \\ -0,2 \end{cases}$	[133]
0,13—1,0	То же	$2,8 \pm 0,2$	[133]
0,09—1,0	»	$\leq 2,7$	[133]
0,054—1,0	»	$\leq 3,4$	[133]

* Перекалибровку этих данных см. в работах [129, 130].

** Orius - Змееносец, Perseus - Персей.

$R(1) [J = 1 \rightarrow J = 2; \lambda = 3873,998 \text{ \AA}]$, $P(1) [J = 1 \rightarrow J = 2;$

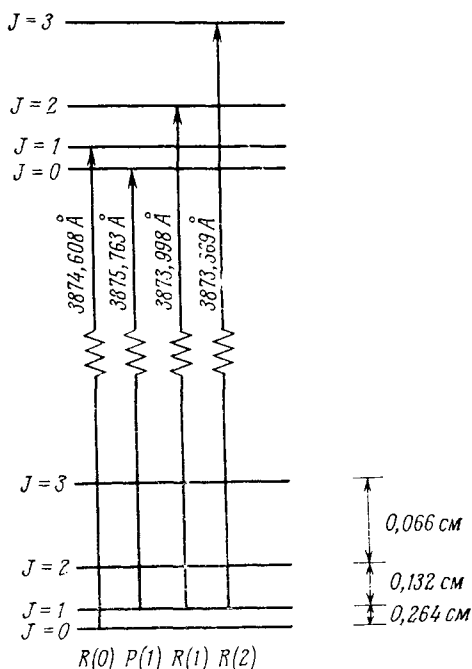
$\lambda = 3875,763 \text{ \AA}]$ и

$R(2) [J = 2 \rightarrow J = 3;$

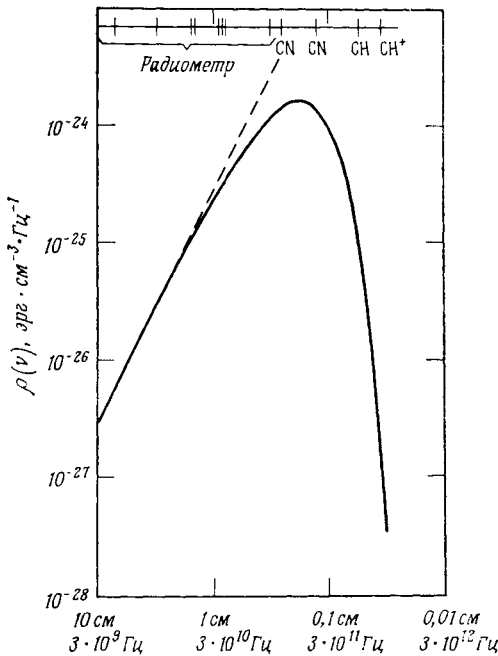
$\lambda = 3873,369 \text{ \AA}]$.

(Эти переходы подчиняются дипольному правилу отбора $\Delta J = \pm 1$.) В 1941 г. Мак-Келлар [123] обнаружил, что радикалы циана в межзвездном облаке между нами и звездой ξ Змееносца поглощают свет этой звезды не только за счет $R(0)$ -перехода из основного состояния $J = 0$, но также и за счет $R(1)$ -перехода с первого возбужденного вращательного уровня с энергией возбуждения, соответствующей длине волны 2,64 мм. По относительной интенсивности этих двух линий можно было установить, что населенность уровня $J = 1$ соответствует температуре 2,3 К.

Мак-Келлар не мог быть уверен, что здесь не действовал какой-то особый механизм возбуждения, и поэтому единственный вывод, который он мог сделать, состоял в том, что фоновое излучение при $\lambda = 2,64$ мм имеет эквивалентную температуру черного тела меньше 2,3 К. После открытия Пензиасом и Вилсоном [109] излучения с температурой 3,5 К на 7,35 см Филд [124, 135], Вульф [136] и Шкловский [137] независимо пришли к выводу, что давние наблюдения Мак-Келлара могли бы служить в действительности измерением температуры фонового излучения, а не только определением ее верхнего предела. Это подтвердилось при теоретическом анализе [124, 125], исключившем все другие механизмы вращательного возбуждения. Измерения были повторены, причем дополнительно были получены данные для линии поглощения $P(1)$ [126] и по некоторым другим звездам. Какой-либо точной температуры излучения эти измерения не дали, но стало более или менее ясно, что $2,7 \text{ К} \leq T_{\gamma 0} \leq 3,7 \text{ К}$ на длине волны



Фиг. 15.3. Переходы в спектре поглощения циана, использованные для установления верхней границы температуры космического микроволнового фона.



Фиг. 15.4. Плотность энергии в единичном интервале частоты излучения черного тела при 2,7 К.

Сплошная кривая дает спектр Планка (15.5.4); пунктирная — спектр Рэля — Джинса (15.5.7) при температуре антенны 2,7 К. Короткими вертикальными линиями вверху отмечены частоты, на которых радиометром или по наблюдениям межзвездного поглощения измерена температура космического микроволнового фона или установлен ее верхний предел.

части распределения Планка для 2,7 К, которая хорошо аппроксимируется формулой Рэля — Джинса

$$\rho_{\gamma_0}(\nu) \approx 8\pi k T_{\gamma_0} \nu^2 d\nu, \quad (15.5.19)$$

которую можно получить, устремив ν к нулю в формуле (15.5.4). Например, если $\lambda = 1,5$ см, поток излучения черного тела при 2,7 К только на 15% меньше того, что задается формулой Рэля — Джинса (15.5.19), и даже при $\lambda = 0,856$ см поток по Планку только на 35% ниже потока по Рэлю — Джинсу (фиг. 15.4). Это серьезный недостаток, поскольку можно придумать несколько моделей, которые будут выдавать кривую Рэля — Джинса в той области длин волн, где с ней совпадает кривая Планка. Допустим для примера, что наблюдаемый фон излучен

2,64 мм. Были проведены также безуспешные поиски [126] линии поглощения $R(2)$ в CN и различных линий поглощения из возбужденных вращательных состояний у CN и CN^+ , что позволило установить верхние границы для T_{γ_0} на длинах волн 1,32, 0,559 и 0,359 мм.

Знакомство с табл. 15.1 показывает, что, за исключением измерений на ракетах и шарах-зондах, все наблюдения согласуются со спектральным распределением для черного тела при 2,7 К. Но прежде чем сделать окончательный вывод о том, что имеет место распределение черного тела, мы должны задаться вопросом, насколько существенным является указанное согласие, и позаботиться об объяснении измерений на больших высотах. Все данные при длинах волн более 1 см лежат, к несчастью, в той

в момент t_R , когда вероятность поглощения фотона $1 - P$ резко падает не от 1 до 0, а от некоторого значения $\alpha < 1$ до 0. Тогда вместо закона черного тела (15.5.3) будет иметь место закон серого тела

$$\rho_{\nu 0}(\nu) d\nu \approx \frac{8\pi\alpha h\nu^3 d\nu}{[\exp(h\nu/kT_\alpha) - 1]} \quad (15.5.20)$$

с $0 < \alpha < 1$ и $T_\alpha = T(t_R) R(t_R)/R(t_0)$. В этом случае для учета данных при $\lambda > 1$ см будет необходимо принять

$$T_\alpha \approx \frac{27\text{K}}{\alpha},$$

и поток будет определяться законом Рэля — Джинса при длинах волн, больших $\lambda \approx \alpha$ см. Полная плотность лучистой энергии должна быть меньше 10^{-7} эрг/см³ (§ 2 гл. 15), поэтому α в принципе может быть около 0,08. Чтобы исключить теорию такого сорта, нужно иметь данные для $\lambda < 1$ см и желательно для $\lambda < 0,2$ см, где находится максимум распределения Планка при 2,7 К. К сожалению, именно на этих длинах волны атмосфера начинает влиять на радиометрические измерения. Поэтому основанием для того, чтобы считать, что выполняется распределение для черного, а не серого тела, являются результаты радиометрических измерений [120—122] на высокогорье, которые при $\lambda \approx 3$ мм дают втрое меньший поток, чем следует из формулы Рэля — Джинса, и спектры поглощения межзвездных молекул, которые дают верхние границы [126] для потока при $\lambda = 2,63, 1,32, 0,559$ и $0,359$ мм соответственно в 2,9, 2,2, 12 и 9,3 раза меньшие, чем получаются по Рэлю — Джинсу. Эти данные ясно свидетельствуют о том, что распределение не все время имеет рэлей-джинсовский вид, а постепенно загибается в окрестности $\lambda = 0,2$ см, как того и следует ожидать для излучения черного тела.

Однако этой простой картине противоречат некоторые из данных, полученные в далекой инфракрасной области с помощью ракет и шаров-зондов. Эти измерения являются существенно болометрическими: наблюдается полная мощность в единичном телесном угле, принятая единичной площадью детекторов, имеющих разнообразные и сложные функции спектральной чувствительности. Первоначальные измерения на ракетах в Корнеле [127, 128] и на шарах-зондах в Массачусетском технологическом институте (МТИ) [131] зарегистрировали поток, во много раз больший, чем ожидалось для фонового излучения с 2,7 К. В совокупности с измерениями межзвездного поглощения эти данные не согласовывались ни с одним гладким спектральным распределением, будь то распределение Планка или Рэля — Джинса. С тех пор корнельские измерения были перекалибро-

ваны [129], повторены [130] и теперь дают значительно меньший поток, но он все же еще на два порядка больше, чем ожидается по распределению Планка при 2,7 К. Однако результаты, согласующиеся с этим ожиданием, были получены при других ракетных измерениях [132] и в новых измерениях на шарах-зондах группы МТИ [133]. Эти противоречия возникают, возможно, от наложения интенсивных линий на 2,7-градусный фон или вызваны неожиданными источниками излучения в атмосфере на больших высотах. Эти неясности останутся, вероятно, до проведения измерений в далекой инфракрасной области с помощью криогенной аппаратуры на спутниках.

При проверке согласия наблюдаемого потока фонового излучения на разных частотах с формулой Планка полезно иметь в виду отклонения от этой формулы, которых можно ожидать теоретически, даже если наблюдаемое микроволновое излучение представляет собой космический фон, оставшийся от ранней Вселенной. При температуре черного тела $T_{\gamma 0} = 2,7$ К и современной плотности $n_0 m_H = 1,8 \cdot 10^{-29}$ г/см³ удельная энтропия фотонов (15.5.15) равна $\sigma = 1,35 \cdot 10^8$, а если $n_0 m_H = 4,5 \cdot 10^{-31}$ г/см³, то $\sigma = 5,4 \cdot 10^9$. Как мы уже видели, при таких больших значениях σ следует ожидать, что температура вещества T определяется температурой излучения $T_\gamma \sim R^{-1}$, пока есть сколько-нибудь значительный тепловой контакт вещества и излучения. Это ожидание подтверждается проведенными Пиблзом [138] ¹⁾ детальными вычислениями рекомбинации во Вселенной, наполненной пониженным водородом. Для плотности, равной в настоящий момент $n_0 m_H = 1,8 \cdot 10^{-29}$ г/см³, относительная ионизация резко падает от 99,8% при $T_\gamma = 5000$ К до 0,98% при $T_\gamma = 3000$ К и затем до 0,0053% при $T_\gamma = 1500$ К. Однако, несмотря на то что средняя длина пробега фотонов при столь малых уровнях ионизации была очень большой, все же температура вещества была равна $T = 1920$ К при $T_\gamma = 2000$ К и $T = 1280$ К при $T_\gamma = 1500$ К. При меньших плотностях разница между T и T_γ была даже меньше. Вследствие этого отклонения от распределения Планка должны быть очень небольшими. Согласно Пиблзу, наибольший эффект связан с избытком фотонов, оставшихся от лаймаповских α -переходов $2p \rightarrow 1s$ и двухфотонных переходов $2s \rightarrow 1s$, через которые рекомбинированные атомы водорода достигают своего основного состояния. Из-за красного смещения длины волны этих фотонов сейчас примерно в 1000 раз больше, чем λ (α Лаймана) = 1215 Å и $\lambda(2\gamma) \approx 2500$ Å, и, следовательно, они вызывают отклонения от распределения Планка на длинах волн короче 0,015 мм. К сожалению, при таких коротких длинах волн интенсивность фона космического излучения намного меньше излу-

¹⁾ См. также [139, 140].

чения межзвездной пыли [141] и газа [142] в Галактике, и маловероятно, что мы сможем наблюдать эти отклонения от спектрального распределения излучения черного тела.

Есть еще один важный потенциальный источник отклонений от планковского спектра. Вычисления Пиблза [138] показывают, что к тому времени, когда температура излучения упала до 200 К, остаточная ионизация водорода была крайне мала — порядка 10^{-4} — 10^{-5} . С другой стороны, из обсуждавшегося в предыдущем параграфе эксперимента по поглощению линии α серии Лаймана следует, что позднее того времени, когда температура T_γ была около 8 К ($z \approx 2$), не могло быть заметной плотности *нейтрального* водорода. Если же в действительности все-таки имеется значительное количество межгалактического газа из водорода, как следует из измерений q_0 (§ 2 гл. 15), то этот водород должен быть каким-то образом реионизован снова за время, за которое температура T_γ падала от 4000 К до 8 К. Если эта реионизация произошла очень рано, то должен был заново установиться тепловой контакт между излучением и веществом и планковский спектр должен был искажаться за счет увеличения индивидуальной энергии фотонов. Согласно Сюпяеву [143—145], совпадение наблюдаемого спектра фонового излучения с формулой Планка уже говорит о том, что реионизация не могла произойти раньше, чем T_γ упала до ~ 800 К.

Многое может прояснить угловое распределение микроволнового фона. Если это излучение и в самом деле осталось от раннего периода, когда вещество и излучение были в тепловом равновесии, то следует ожидать, что поток излучения будет изотропным. Однако возможно существование анизотропии малых угловых масштабов, порожденной неоднородностями в первичной плазме, которые в свою очередь могут быть связаны с образованием галактик [141] (§ 8 этой главы). Кроме того, могла бы быть анизотропия больших угловых масштабов, связанная с отклонениями Вселенной в целом или нашего локального гравитационного поля от полной изотропии [146—148]. Наконец, определенно имеется небольшая анизотропия масштаба 360° , вызванная движением Солнечной системы относительно фона излучения. Если это излучение возникло не в ранний период теплового равновесия, то его угловое распределение может указать на его источник; например, если излучение идет от большого числа дискретных источников, то должна обнаруживаться большая анизотропия малых угловых масштабов, если же оно возникает в пределах Галактики, то следует ожидать крупномасштабной анизотропии, коррелированной с галактической широтой.

При поисках *мелкомасштабной по углу анизотропии* большая антенна, фиксированная под определенным углом, «просматривает» небо при вращении Земли. Если не приняты особые меры

по поддержанию устойчивой калибровки, то измеренная температура антенны будет иметь дрейф, который для нас пока не важен. Кроме того, будет небольшая флуктуация относительно этого общего дрейфа, характеризуемая корнем из среднеквадратичной флуктуации $(\Delta T_a)_{\text{набл}}$. Если на самом деле существует флуктуация самого излучения ΔT_a с угловым масштабом θ , сравнимым с шириной луча антенны B , то $(\Delta T_a)_{\text{набл}}^2$ есть сумма $(\Delta T_a)^2$ и вклада от шума приемника, так что

$$\Delta T_a \leq (\Delta T_a)_{\text{набл}} \text{ при } \theta \approx B. \quad (15.5.21)$$

Наоборот, если масштаб θ интересующей нас флуктуации много меньше B , то можно рассматривать луч как состоящий из N пучков углового диаметра θ , причем

$$N \approx \left(\frac{B}{\theta}\right)^2.$$

Флуктуация ΔP мощности P в каждом пучке дается формулой (15.5.7)

$$\frac{\Delta P}{P} \approx \frac{\Delta T_a}{T_a}.$$

Полная принятая мощность равна NP , но флуктуация имеет случайный знак, и поэтому корень из среднеквадратичной флуктуации полной мощности равен $N^{1/2}\Delta P$. С учетом шума приемника наблюдаемая относительная флуктуация принятой мощности будет больше, чем $N^{1/2}\Delta P/NP$:

$$\frac{(\Delta T_a)_{\text{набл}}}{T_a} \gtrsim N^{-1/2} \frac{\Delta P}{P} \approx N^{-1/2} \frac{\Delta T_a}{T_a},$$

и отсюда

$$\Delta T_a \leq N^{1/2} (\Delta T_a)_{\text{набл}} \approx \left(\frac{B}{\theta}\right) (\Delta T_a)_{\text{набл}} \text{ (для } \theta \ll B). \quad (15.5.22)$$

Более детальный анализ [149] показал, что для флуктуаций произвольного углового масштаба

$$\Delta T_a \leq \left[1 + \frac{B^2}{\theta^2}\right]^{1/2} (\Delta T_a)_{\text{набл}}$$

в согласии с (15.5.21) и (15.5.22). При очень больших флуктуациях излучения с $\Delta T_a \approx T_a$ неравенство (15.5.22) накладывает ограничение сверху на угловой масштаб

$$\theta_{\text{макс}} \approx \frac{B (\Delta T_a)_{\text{набл}}}{T_a}. \quad (15.5.23)$$

Значения $(\Delta T_a)_{\text{набл}}$ на различных длинах волн и при различной ширине луча приведены в табл. 15.2. Анизотропия, очевидно, меньше нескольких процентов при любом угловом масштабе, большем нескольких угловых секунд.

Таблица 15.2

Сводка результатов измерений флуктуаций микроволнового фона в малых угловых масштабах

λ , см	T_a , К	B	ΔT_a набл., К	$\theta_{\text{макс}}$	Литература
7,35	2,56	40'	0,006	5"	[109]
3,95	2,50	1,4' \times 20'	0,0007	0,1"	[150]
2,80	2,45	1°	0,051	75"	[151]
		6°	0,036	—	
2,80	2,45	10'	0,0061	1,5"	[149]
		2°	0,0017	—	
0,35	1,14	\approx 75"	0,024	1,6"	[152]
0,35	1,14	80" — 100"	0,008	0,7"	[153]
0,34	1,11	12,5'	0,2	—	[154]

Обозначения: λ — длина волны, T_a — температура антенны для излучения черного тела при 2,7 К, B — ширина луча, ΔT_a набл. — наблюдаемая среднеквадратичная флуктуация температуры антенны, $\theta_{\text{макс}}$ — наибольший угловой масштаб, в котором данное наблюдение не исключает существования значительной анизотропии [см. (15.5.23)]. «Ширины луча» 1, 2 и 6° получены интегрированием данных измерений при ширине луча 10'. Значение ΔT_a при 0,34 см получено в действительности из измерения наклона кривой $T_a(\theta)$ в интервале 12,5".

При поисках *крупномасштабной по углу анизотропии* нет необходимости использовать большую антенну, по следует заботиться о поддержании устойчивой калибровки приемника при прохождении луча антенны по небу за счет вращения Земли. В работе Патриджа и Уилкинсона [155, 156] это достигается тем, что рупор антенны направляется на небесный экватор, а в течение 15 мин каждого получаса вводится вертикальный рефлектор, отклоняющий луч в направлении северного полюса неба. Как с рефлектором, так и без него угол между лучом антенны и вертикалью один и тот же (48°), поэтому влияние нагревания атмосферы и аппаратуры не меняется. Однако, когда рефлектор отсутствует, луч с вращением Земли сканирует небесный экватор, а при введенном рефлекторе он направлен на более или менее фиксированную точку небесной сферы. Следовательно, любая вариация во времени *разности* между потоком излучения, принятым с рефлектором и без него, была бы мерой собственно изменения потока с прямым восхождением (т. е. с азимутом) вблизи небесного экватора. Эта вариация должна иметь 24-часовой сидерический период и поэтому может быть разложена на фурье-компоненты с периодами $24/n$ ч, где n — произвольное целое число.

Измерения анизотропии подытожены в табл. 15.3. Очевидно, нет никакой статистически существенной анизотропии, а максимальное изменение $T_{\gamma 0}$ по небосводу, вероятно, меньше 1%.

Таблица 15.3

**Сводка результатов измерений флуктуаций микроволнового фона
в больших угловых масштабах**

Во всех случаях принято, что $T_{\gamma 0} = 2,7$ К.

λ , см	Вид флуктуации	$\Delta T_{\gamma}/T_{\gamma 0}$, %	Литература
7,35	Корень из среднеквадратичной	≤ 10	[109]
7,35		$\leq 3,7$	[157]
3,75	24 ч	$0,06 \pm 0,03$	[158]
3,2	{ 12 ч 24 ч	$0,18 \pm 0,08$	[155]
		$0,03 \pm 0,08$	
3,2	{ 12 ч 24 ч	$0,06 \pm 0,06$	[156]
		$0,04 \pm 0,06$	
0,8	{ 12 ч 24 ч	$0,20 \pm 0,24$	[159]
		$0,28 \pm 0,43$	

Особенно интересны верхние пределы 24-часовой компоненты анизотропии $\Delta T_{\gamma}/T_{\gamma 0}$, поскольку они устанавливают строгие ограничения сверху на скорость Солнечной системы относительно остальной Вселенной. Допустим, что имеется фундаментальная система отсчета, в которой фоновое излучение абсолютно изотропно и имеет планковский спектр, и предположим, что Земля движется со скоростью v_{\oplus} относительно этой системы отсчета. В этой фундаментальной системе фотоны, имеющиеся в телесном угле $\sin \theta d\theta d\varphi$ и в частотном интервале dv , вносят в тензор энергии-импульса вклад:

$$dT^{\mu\nu} = \left(\frac{p^{\mu} p^{\nu}}{h^2 v^2} \right) \left(\frac{\sin \theta d\theta d\varphi}{4\pi} \right) \rho_{\gamma 0}(v) dv = \\ = 2p^{\mu} p^{\nu} h^{-1} [e^{h\nu/kT_{\gamma 0}} - 1]^{-1} \sin \theta d\theta d\varphi v dv,$$

где p^{μ} — 4-вектор импульса фотона:

$$p^{\mu} = h\nu (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta, 1).$$

[Из (2.8.4) следует, что $dT^{\mu\nu}$ пропорционально $p^{\mu} p^{\nu}$; коэффициент при $p^{\mu} p^{\nu}$ определяется так, чтобы интеграл от dT^{00} по θ и φ был равен $\rho_{\gamma 0} dv$.] В системе отсчета, связанной с Землей, тензор энергии-импульса этих фотонов определяется через закон преобразования

$$dT'^{\mu\nu} = \Lambda^{\mu}_{\rho} \Lambda^{\nu}_{\sigma} dT^{\rho\sigma},$$

где Λ — преобразование Лоренца, задаваемое формулами (2.1.17) — (2.1.21), в которых нужно положить $\mathbf{v} = -\mathbf{v}_{\oplus}$. Чтобы выразить $dT'^{\mu\nu}$ через величины в системе отсчета Земли, заметим, что

$$p'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} p^{\nu}$$

или, выбирая ось z в направлении скорости Земли,

$$\begin{aligned} v' &= \frac{v [1 - v_{\oplus} \cos \theta]}{[1 - v_{\oplus}^2]^{1/2}}, \\ \cos \theta' &= \frac{[-v_{\oplus} + \cos \theta]}{[1 - v_{\oplus} \cos \theta]}, \quad \varphi' = \varphi. \end{aligned}$$

Здесь θ — угол между скоростями Земли и фотона. Тогда правило преобразования телесного угла имеет вид

$$\sin \theta' d\theta' d\varphi' = \left(\frac{v}{v'}\right)^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

и поэтому дифференциальный тензор энергии-импульса в системе отсчета Земли равен

$$\begin{aligned} dT'^{\mu\nu} &= 2p'^{\mu} p'^{\nu} h^{-1} [e^{h\nu/kT_{\gamma 0}} - 1]^{-1} \sin \theta d\theta d\varphi v dv = \\ &= 2p'^{\mu} p'^{\nu} h^{-1} [e^{h\nu'/kT'_{\gamma 0}} - 1]^{-1} \sin \theta' d\theta' d\varphi' v' dv', \end{aligned}$$

где

$$T'_{\gamma 0} \equiv \left(\frac{v'}{v}\right) T_{\gamma 0} = [1 - v_{\oplus}^2]^{-1/2} [1 - v_{\oplus} \cos \theta] T_{\gamma 0}. \quad (15.5.24)$$

Мы видим, что $dT'_{\mu\nu}$ имеет ту же форму, что и $dT_{\mu\nu}$, и, следовательно, фоновое излучение в системе отсчета, связанной с Землей, имеет спектр Планка, но с зависящей от угла температурой $T'_{\gamma 0}$. При $v_{\oplus} \ll 1$ отклонение измеренной температуры от «истинной» температуры черного тела $T_{\gamma 0}$ равно

$$\Delta T_{\gamma 0} \approx -v_{\oplus} \cos \theta T_{\gamma 0}. \quad (15.5.25)$$

В экспериментах Партриджа, Уилкинсона и Конклина луч антенны в течение суток описывает по небесной сфере круг с фиксированным склонением δ , и ввиду этого величина $\Delta T_{\gamma 0}$ должна обладать 24-часовым периодом с максимальным значением, которое дается условием

$$\frac{(\Delta T_{\gamma 0})_{\text{макс}}}{T_{\gamma 0}} \approx \frac{v_{\oplus}(\delta)}{c}, \quad (15.5.26)$$

где $v_{\oplus}(\delta)$ — составляющая скорости Земли вдоль конуса с углом склонения δ . Этот максимум достигается, когда антенна смотрит по азимуту направления движения Земли. Результаты Партриджа и Уилкинсона [155, 156] в совокупности дают в качестве наиболее вероятной скорости $v_{\oplus}(0^{\circ}) \approx 120$ км/с направленной к точке

с прямым восхождением 0 ч; при этом имеется *векторная* погрешность, равная по величине 180 км/с. Конклин [158] получает наиболее вероятную скорость v_{\oplus} (32°N) ≈ 160 км/с, направленную в сторону прямого восхождения 13 ч (точно в противоположную сторону по сравнению с определением Патриджа и Уилкинсона!), и векторную ошибку, равную по величине 85 км/с. Из этих двух результатов следует, что

$$|v_{\oplus}| \leq 300 \text{ км/с.} \quad (15.5.27)$$

Этот верхний предел почти того же порядка, что и скорость Солнечной системы в Местной Группе галактик (возникающая в основном от вращения Галактики), которая равна по оценкам [160] 315 км/с и направлена к прямому восхождению 22 ч. Ясно, что ни Земля, ни Местная Группа в целом не обладают большой скоростью относительно фона излучения. Было бы очень интересно узнать, как быстро мы в действительности движемся и в каком направлении.

Кроме влияния движения Земли и локального гравитационного поля, в микроволновом фоне может обнаружиться анизотропия, обязанный своим происхождением космической неоднородности в момент t_R последнего взаимодействия излучения с веществом. Если не было никакого рассеяния фонового излучения после рекомбинации водорода при 4000 К, то время t_R соответствует красному смещению z_R , определяемому из равенства

$$1 + z_R \equiv \frac{R_0}{R(t_R)} = \frac{T_{\gamma}(t_R)}{T_{\gamma 0}} \approx \frac{4000\text{K}}{2,7\text{K}} = 1500.$$

С другой стороны, если есть межгалактический газ свободных электронов с плотностью частиц $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-3}$, то, как отмечено в предыдущем параграфе, время последнего рассеяния будет соответствовать красному смещению $z_R \approx 6$. Было бы весьма интересно использовать наблюдаемую изотропию (или анизотропию) нынешнего микроволнового фона для определения масштабов расстояний, на которых Вселенная была однородной (или неоднородной) в момент времени t_R .

Для этой цели рассмотрим два фотона, вылетающие из сопутствующих источников A и B в момент t_R и попадающие на Землю в момент t_0 по лучам, угол между которыми равен θ . Принимая Землю за начало координат, получаем по формуле (14.3.1) радиальные координаты источников

$$r_A = r_B = r_1, \quad (15.5.28)$$

где r_1 определяется уравнением

$$\int_0^{r_1} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = \int_{t_R}^{t_0} \frac{dt}{R(t)}. \quad (15.5.29)$$

Поскольку фотоны летят к Земле по траекториям с постоянным направлением \mathbf{x}/r , эти источники отстоят в координатной системе Робертсона — Уокера как раз на наблюдаемый угол между световыми лучами на Земле, т. е.

$$\frac{\mathbf{x}_A \cdot \mathbf{x}_B}{r_1^2} = \cos \theta, \quad (15.5.30)$$

где скалярное произведение определяется через координаты Робертсона — Уокера x^i , как если бы эти координаты были декартовы:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_A \cdot \mathbf{x}_B &\equiv x_A^1 x_B^1 + x_A^2 x_B^2 + x_A^3 x_B^3 = \\ &= r_A r_B [\sin \theta_A \sin \theta_B \cos(\varphi_A - \varphi_B) + \cos \theta_A \cos \theta_B]. \end{aligned} \quad (15.5.31)$$

Наша задача состоит в том, чтобы определить собственное расстояние вдоль геодезической от A до B в момент t_R как функцию θ при различных значениях z_R от 6 до 1500.

Согласно (14.4.3), геодезическая от A до B может быть выбрана (если положить \mathbf{x}_1 равным вектору $a\mathbf{e}$, ортогональному \mathbf{n}) в виде

$$\mathbf{x}(\rho) = \rho \mathbf{n} + a\mathbf{e} (1 - k\rho^2)^{1/2}, \quad (15.5.32)$$

где a — постоянная, ρ — параметр вдоль геодезической, \mathbf{n} и \mathbf{e} — ортогональные единичные векторы

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{e} = 0, \quad \mathbf{n}^2 = \mathbf{e}^2 = 1, \quad (15.5.33)$$

причем скалярное произведение определено по формуле (15.5.31). Начальное и конечное значения ρ равны $-\rho_1$ и $+\rho_1$, а ρ_1 определяется условием (15.5.28), т. е.

$$r_1^2 = |\mathbf{x}(\pm\rho_1)|^2 = \rho_1^2 + a^2 (1 - k\rho_1^2).$$

Кроме того, из условия (15.5.30) получаем

$$\cos \theta = \frac{\mathbf{x}(+\rho_1) \cdot \mathbf{x}(-\rho_1)}{r_1^2} = \frac{[-\rho_1^2 + a^2(1 - k\rho_1^2)]}{r_1^2}.$$

Оба параметра, ρ_1 и a , можно теперь выразить через r_1 и θ :

$$\rho_1 = r_1 \sin \frac{\theta}{2},$$

$$a = r_1 \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - k r_1^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1/2}.$$

Собственное расстояние от A до B можно вычислить, интегрируя элемент длины Робертсона — Уокера от $-\rho_1$ до $+\rho_1$:

$$d(\theta) = R(t_R) \int_{-\rho_1}^{\rho_1} \left(\left(\frac{d\mathbf{x}(\rho)}{d\rho} \right)^2 + \frac{k(\mathbf{x}(\rho) \cdot d\mathbf{x}(\rho)/d\rho)^2}{1 - k\mathbf{x}^2(\rho)} \right)^{1/2} d\rho,$$

откуда

$$d(\theta) = \frac{2R_0}{1+z_R} \int_0^{r_1 \sin(\theta/2)} \frac{d\rho}{\sqrt{1-k\rho^2}}. \quad (15.5.34)$$

Если момент t_R последнего акта рассеяния или излучения был позднее начала эры преобладания вещества, то для выражения R_0 и r_1 через H_0 , q_0 и z_R можно использовать (15.2.5) и (15.3.23); тогда получим

$$d(\theta) = \frac{2}{H_0(1+z_R)\sqrt{2q_0-1}} \times \\ \times \arcsin \left\{ \frac{\sqrt{2q_0-1} [z_R q_0 + (q_0-1)(-1 + \sqrt{2q_0 z_R + 1})]}{q_0^2(1+z_R)} \sin \frac{\theta}{2} \right\} \\ \text{при } q_0 > \frac{1}{2}, \quad k = +1, \quad (15.5.35)$$

$$d(\theta) = \frac{4}{H_0(1+z_R)} \{1 - (1+z_R)^{-1/2}\} \sin \frac{\theta}{2} \text{ при } q_0 = \frac{1}{2}, \quad k = 0, \\ (15.5.36)$$

$$d(\theta) = \frac{2}{H_0(1+z_R)\sqrt{1-2q_0}} \times \\ \times \operatorname{Arsh} \left(\frac{\sqrt{1-2q_0} [z_R q_0 + (q_0-1)(-1 + \sqrt{2q_0 z_R + 1})]}{q_0^2(1+z_R)} \sin \frac{\theta}{2} \right) \\ \text{при } q_0 < \frac{1}{2}, \quad k = -1. \quad (15.5.37)$$

В частности, при $\theta \rightarrow 0$ из равенств (15.5.35) — (15.5.37) следует, что

$$d(\theta) \rightarrow \frac{[z_R q_0 + (q_0-1)(-1 + \sqrt{2q_0 z_R + 1})] \theta}{q_0^2(1+z_R)^2 H_0} \text{ при } \theta \rightarrow 0.$$

Если однородность Вселенной достигнута за счет переноса энергии и импульса от одного места к другому со скоростями, меньшими скорости света, то следует ожидать [161], что Вселенная к моменту t_R была неоднородной на расстояниях, вдвое превышающих «горизонт частиц» (15.3.32), поскольку никакой «гомогенизирующий» сигнал, исходящий из какой-либо точки, не может достичь ко времени t_R двух сопутствующих частиц, разделенных собственным расстоянием, большим чем $2d_r(t_R)$. Если это верно, то в микроволновом фоне должны проявиться большие анизотропии при угловых масштабах, больших чем угол θ_r , который вычисляется приравниванием расстояния $2d_r(t_R)$, определяемого формулами (15.3.33), и $d(\theta_r)$ из (15.5.35) — (15.5.37):

$$\sin \frac{\theta_r}{2} = \frac{q_0 \sqrt{2q_0 z_R + 1}}{z_R q_0 + (q_0-1)(-1 + \sqrt{2q_0 z_R + 1})}. \quad (15.5.38)$$

Если $z_R \approx 1500$, то можно использовать приближенное выражение

$$\theta_r \approx 2 \left(\frac{2q_0}{z_R} \right)^{1/2} \approx 4,2^\circ \sqrt{q_0}. \quad (15.5.39)$$

(Этот результат не слишком бы изменился, если бы эра преобладания вещества началась несколько позднее рекомбинации водорода.) Если $z_R \approx 6$ и $q_0 = 1/2$ или 1, то $\theta_H \approx 75^\circ$. Однако нет никаких признаков заметной анизотропии микроволнового фона при углах такого масштаба, наоборот, фон оказывается в высшей степени изотропным при всех угловых масштабах больше 1° . В свете вышеизложенного анализа трудно понять, как такая изотропия могла возникнуть в ходе какого-либо физического процесса, имевшего место когда-либо после начальной сингулярности¹⁾.

Наблюдаемые распределения фона излучения по частоте и углу определенно указывают на то, что изотропное излучение черного тела осталось от раннего периода, когда вещество и излучение были в тепловом равновесии. Однако имеющиеся данные пока еще не исключают и других возможностей. Плотность энергии света звезд в пределах Галактики порядка $5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³, т. е. того же порядка, что и плотность энергии излучения черного тела при 2,7 К. По этой причине Хойл, Нарликар и Викрамсингх [162—164] высказали мысль, что большая доля света звезд на оптических частотах нашей и других галактик может поглощаться пылинками в межзвездном пространстве, которые нагреваются до нескольких градусов и снова излучают энергию на микроволновых частотах в виде непрерывного спектра или отдельных линий. Нельзя исключить полностью, что вновь испущенное излучение будет изотропным и имитирует спектр Планка, но такое допущение выглядит искусственным. Другая широко обсуждавшаяся возможность состоит в том, что микроволновый фон может возникнуть от большого числа дискретных источников [165—167]. И в этом случае нельзя считать невозможным совпадение с планковским спектром в достаточно широкой полосе частот, но нет никаких особых причин ожидать этого. Кроме того, в этом случае наблюдаемая изотропия будет накладывать жесткие ограничения на любую теорию дискретных источников. Например, если микроволновый фон излучается источниками, расположенными на среднем расстоянии порядка H_0^{-1} , то следует ожидать большой анизо-

¹⁾ Изотропия Фридмановской Вселенной могла возникнуть в тот начальный период расширения, когда были значительны квантовые процессы рождения частиц в сильно нестационарном «космологическом» гравитационном поле. По грубым полуколичественным оценкам [338], эти процессы способны быстро изотропизовать любой анизотропный «большой взрыв». — *Прим. перев.*

тропии в масштабе угла θ , удовлетворяющего условию, чтобы на объем $H_0^{-3}\theta^2$ приходился примерно один источник, т. е. при

$$H_0^{-3}\theta^2 d^{-3} \approx 1, \quad (15.5.40)$$

где d — среднее расстояние между источниками. Ограничение $\theta \lesssim 1''$, вытекающее из табл. 15.2, приводит, таким образом, к верхнему пределу для d , а именно $d \lesssim 1$ Мпс, что примерно равно среднему расстоянию между галактиками. Детальный анализ [152, 168] данных в рамках конкретных моделей дает плотность источников даже большую, чем плотность числа галактик, что, по-видимому, исключает такие теории.

Наиболее интересные явления, связанные с космическим фоном излучения, имели место в ранние периоды, когда температура была много выше, чем сейчас. Эти явления будут предметом обсуждения следующих шести параграфов. Однако есть несколько эффектов, связанных с фоновым излучением, которые могут представить интерес даже в настоящее время.

А. Релятивистский электрон с энергией $\gamma_e m_e$ будет испытывать обратное комптоновское рассеяние на микроволновых фотонах с излучением фотонов отдачи со средней энергией [169]

$$\bar{E} = 3,6\gamma_e^2 kT_{\gamma_0} = 8,4 \cdot 10^{-4} \gamma_e^2 \text{ эВ} \left(\frac{T_{\gamma_0}}{2,7\text{К}} \right). \quad (15.5.41)$$

Хойл [170] высказал предположение о том, что обратное комптоновское рассеяние электронов космических лучей в Галактике ответственно за диффузный фон [33] космических рентгеновских лучей. Однако Гулд [171] указал, что интенсивность, получающаяся при таком механизме, в несколько сот раз меньше, чем наблюдаемый рентгеновский фон. Вскоре после этого Фелтон [172] показал, что обратное комптоновское рассеяние электронов космических лучей в межгалактическом пространстве могло бы создать рентгеновское излучение наблюдаемой интенсивности. Эта модель получила поддержку в замечании Бречера и Морисона [173, 174], которое сводится к тому, что наблюдаемый излом в спектре электронов космических лучей при $\gamma_e \approx 7 \cdot 10^3$ приводит, согласно (15.5.41), к излому в спектре диффузного рентгеновского фона при 40 кэВ как раз там, где этот излом действительно наблюдается [33]. Однако совсем недавние вычисления, обсуждавшиеся в предыдущем параграфе, указывают на то, что этот излом обязан своим происхождением тепловому тормозному излучению в горячем межгалактическом водороде, а обратное комптоновское излучение становится важным лишь ниже 1 кэВ. Пробег электронов высокой энергии в 2,7-градусном фоне резко спадает при $\gamma_e \gtrsim 10^4$. Поэтому если электроны космических лучей действительно приходят к нам сквозь межгалактическое

пространство, то наблюдаемый энергетический спектр электронов должен резко обрываться при энергиях свыше 10 ГэВ.

Б. Из наблюдений [175] следует, что весьма мощная радио-галактика Центавр А испускает рентгеновские лучи в области 1—10 кэВ с общей мощностью $L_x = (11 \pm 4) \cdot 10^{40}$ эрг/с. Оценки (см. [34]) с использованием теории синхротронного излучения для учета наблюдаемого потока радиоизлучения показали, что Центавр А содержит $1,7 \cdot 10^{59}$ эрг в виде электронов космических лучей в среднем с $\gamma_e \approx 2,5 \cdot 10^3$. Обратное комптоновское рассеяние этих электронов на 2,7-градусном фоне порождает рентгеновские лучи, средняя энергия которых, согласно (15.5.41), равна 5 кэВ, а полная мощность $L_x \approx 5 \cdot 10^{40}$ эрг/с, что согласуется с наблюдаемым значением. Наиболее важным свойством этого результата является то, что предсказываемая величина мощности рентгеновского излучения исключительно чувствительна к значению потока фонового излучения на коротких длинах волн.

Например, если бы температура фона на этих длинах волн, полученная из первых наблюдений на ракетах [127, 128] и шарахондах [131], соответствовала действительности, то рентгеновское излучение Центавр А было бы более чем на порядок интенсивнее наблюдаемого. Однако изложенное здесь объяснение рентгеновского источника Центавр А пока еще вызывает сомнения.

В. При соударении под углом θ частицы с массой m и с импульсом p и фотона с энергией w полная энергия в системе центра масс равна

$$E_c^2 = (w + (p^2 + m^2)^{1/2})^2 - (p^2 + 2pw \cos \theta + w^2) = \\ = 2w [(p^2 + m^2)^{1/2} - p \cos \theta] + m^2. \quad (15.5.42)$$

Чтобы сечение рассеяния нуклона на фотоне было первого, а не второго порядка по $\alpha = 1/137$, необходимо, чтобы энергия E_c была больше порога $m_N + m_\pi$ для процесса $\gamma + N \rightarrow \pi + N$:

$$(p^2 + m^2)^{1/2} - p \cos \theta \geq \frac{m_\pi^2 + 2m_N m_\pi}{2w} \approx \frac{m_N m_\pi}{w}.$$

Таким образом, следует ожидать резкого обрезания [176—178] энергетического спектра протонов космических лучей при

$$E_{p, \text{ макс}} \approx \frac{m_N m_\pi}{kT_{\gamma 0}} \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ эВ.}$$

(Последние данные по фотонуклонным сечениям см. в [179].) Эта величина как раз совпадает с верхним пределом энергии космических лучей, наблюдаемым в настоящее время. Аналогично для космических фотонов процесс рождения пары приводит

к резкому спаду в спектре [180, 181] в области γ -лучей с $\langle E_c \rangle \geq \geq 2m_e$, т. е. при энергии

$$E_{e, \text{ макс}} \approx \frac{2m_e^2}{kT_{\gamma 0}} \approx 10^{15} \text{ эВ.}$$

Эти ограничения справедливы только в предположении, что космические лучи протонов и фотонов высоких энергий возникают вне пределов Галактики.

Все же пока нельзя утверждать с полной уверенностью, что наблюдаемый микроволновый фон действительно представляет собой излучение черного тела, оставшееся от ранней эры в эволюции Вселенной. Ясно, однако, что такая точка зрения обоснована достаточно хорошо, чтобы оправдать серьезное изучение выводов относительно ранней Вселенной, к которым она приводит. Теперь мы перейдем к рассмотрению этих выводов.

§ 6. Температурная история ранней Вселенной

Плотность энергии микроволнового фона при 2,7 К равна

$$\rho_{\gamma 0} = aT_{\gamma 0}^4 = 3,97 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^3 = 4,40 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3. \quad (15.6.1)$$

Как уже было отмечено в § 2 этой главы, эта величина меньше, чем современная плотность масс покоя нуклонов, так что мы живем в эру преобладания вещества, которая составляет большую часть истории Вселенной. Эта эра подробно обсуждалась в § 3 гл. 15.

Теперь мы обратим наше внимание на более ранний период, когда излучение и релятивистские частицы играли большую роль, чем обычное вещество. Чтобы нить изложения не терялась за деталями вычислений, полезно сначала обрисовать принятую в настоящее время общую картину ранней истории Вселенной, а затем перейти к подробным вычислениям, подтверждающим эту картину. Обычно считается, что история Вселенной выглядит в общих чертах примерно так (фиг. 15.5):

А. На очень ранней стадии, когда температура T выше 10^{12} К, Вселенная содержит большое разнообразие частиц: фотонов, лептонов, мезонов, нуклонов и их античастиц, находившихся в тепловом равновесии. Сильные взаимодействия между мезонами и нуклонами делают эту эру весьма трудной для изучения; она кратко обсуждается в § 11 этой главы.

Б. Во время, когда $T \approx 10^{12}$ К, Вселенная содержит фотоны, мюоны и антимюоны, электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино. Кроме того, имеется небольшая нуклонная примесь из одинакового числа протонов и нейтронов. Все эти частицы находятся в тепловом равновесии.