

межгалактической плазме и функцией охлаждения плазмы  $\lambda(T_e)$  (напомним, что для высоких температур охлаждение в основном происходит из-за тормозного излучения и  $\lambda(T_e) \sim \sqrt{T_e}$ ):

$$I_X \sim \int n_e^2 \lambda(T_e) dl = \int n_e^2 \lambda(T_e) d_a(z) d\theta,$$

где  $d_a = dl/d\theta$  — угломерное расстояние до скопления. Здесь предполагается, что скопление сферически-симметрично, так что видимый угловой размер скопления можно связать с его протяженностью вдоль луча зрения. С другой стороны, понижение температуры реликтового излучения в направлении на скопление равно

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_r} \sim \int n_e T_e dl = \int n_e T_e d_a(z) d\theta,$$

откуда получаем:

$$d_a \sim \frac{\Delta T_{SZ}^2 \lambda(T_e)}{I_X T_e^2}.$$

В правой части этого равенства стоят величины, которые измеряются по радио ( $\Delta T_{SZ}$ ) и рентгеновским ( $I_X, T_e$ ) наблюдениям скоплений. Строя зависимость  $d_a^{(obs)}(z)$  для скоплений галактик на разных красных смещениях, можно тестировать космологические модели, подбирая наилучшим образом теоретический закон  $d_a(z)$ . Однако на практике ситуация усложняется необходимостью учета неоднородностей в распределении горячего газа, и точность измерения космологических параметров по эффекту Сюняева–Зельдовича пока не слишком высока.

### 12.13. Флуктуации реликтового излучения

Важнейший космологический результат, полученный по измерениям реликтового фона, относится к измерениям флуктуаций его температуры на различных угловых масштабах. Существование флуктуаций температуры (а значит и интенсивности) реликтового излучения является обязательным в модели горячей Вселенной, поскольку на стадии рекомбинации должны были существовать флуктуации плотности, из которых впоследствии из-за гравитационной неустойчивости смогла образоваться вся наблюдаемая крупномасштабная структура. Флуктуации температуры реликтового излучения, наблюдаемого с поверхности последнего рассеяния, могут быть

вызваны различными причинами. Во-первых, из условия сохранения удельной энтропии следует (Дж. Силк):  $3\delta T/T = \delta\rho_b/\rho_b$ , т. е. адиабатические флуктуации плотности приводят к избытку фотонов из областей повышенной концентрации барионов. Во-вторых, фотоны изменяют частоту из-за неоднородностей гравитационного потенциала на поверхности последнего рассеяния (гравитационное красное смещение) — фотоны, идущие из областей с большим потенциалом, чем среднее значение, будут «более красными», а с меньшим — «более синими». Этот эффект называется эффектом Сакса–Вольфа. В-третьих, пекулярные скорости вещества, существующие на фоне однородного расширения, также могут исказить температуру излучаемых фотонов из-за эффекта Доплера. Все три эффекта приводят к тому, что измеряемая температура реликтового излучения флуктуирует, причем амплитуда флуктуаций изменяется в зависимости от углового расстояния между точками на небе. Однако в течение долгого времени точность измерений была недостаточна для обнаружения флуктуаций.

Еще в 1969 г. была измерена дипольная анизотропия реликтового фона, связанная с движением Земли относительно изотропного реликтового излучения (то есть скорость движения Земли в сопутствующей системе координат). Измеренное значение дипольной анизотропии  $\delta T_d \approx 3$  мК соответствует (по формуле эффекта Доплера,  $\delta T_d/T_0 \approx v/c$ ) движению барицентра Солнечной системы со скоростью  $370 \pm 0.5$  км/с. Учитывая движение Солнечной системы относительно центра Галактики, определена скорость движения Местной группы галактик относительно реликтового фона:  $620 \pm 20$  км/с. После нескольких десятков лет поисков анизотропии реликтового фона в космических экспериментах «Реликт-1» (СССР), COBE и WMAP (США) измерены амплитуды флуктуаций температуры реликтового излучения в угловых масштабах порядка 10 градусов на уровне 30 мкК ( $\delta T/T \sim 5 \cdot 10^{-6}$ ).

В 2000–2006 гг. в нескольких наземных и космических экспериментах были измерены флуктуации микроволнового фона в более мелких угловых масштабах (рис. 12.2). Наибольшие колебания яркости вызваны эффектом Доплера при движениях плазмы и флуктуациями ее плотности в эпоху рекомбинации  $t_r$ . Напомним, что малые флуктуации плотности в среде распространяются в виде звуковых волн. Максимальная амплитуда акустических колебаний приходится на длину волны с размером порядка всей причинно-связанной об-

ласти в эпоху рекомбинации  $\sim ct_r$ ; в меньших масштабах колебания значительно слабее из-за эффективного взаимодействия фотонов с ионизованным веществом до рекомбинации (Дж. Силк). Значит, ожидаемый максимум флуктуаций, наблюдаемых в современную эпоху, должен приходиться на угловой масштаб, под которым наблюдается область с размером, примерно соответствующим горизонту в момент рекомбинации:  $\theta_r \approx (ct_r)/(ct_0)(1+z_r) \approx 2^\circ$  (см. (12.18)). Точное значение зависит от геометрии Вселенной, т. е. от полной плотности материи по отношению к критической. Величина первого пика флуктуаций наблюдается на угловом масштабе, соответствующем гармонике  $l \approx 2\pi/\theta \approx 200$  (см. рис. 12.2), что приводит к  $\Omega_0 \cong 1$ . Это говорит о том, что пространственная кривизна Вселенной оказывается близкой к нулю! Таким образом, геометрия пространственных сечений Вселенной оказалась с высокой точностью евклидовой.

Наконец, сделаем замечание относительно второго и последующих пиков в угловом спектре флуктуаций. Само существование таких пиков отражает факт пространственной скоррелированности акустических колебаний в плазме в эпоху рекомбинации. Это говорит о скоррелированности фаз флуктуаций с данной длиной волны в разных направлениях на небе, формально причинно-несвязанных. Если бы такой связи не было, то не было бы и усиленных колебаний на выделенных угловых масштабах, так как колебания во всех масштабах были бы равновероятны. Но причинная связь флуктуаций в разных масштабах и, главное, принимаемых с разных направлений, могла быть только в том случае, если в прошлом эти флуктуации сами находились внутри причинно-связанной области. Именно такая ситуация предсказывается в случае начального ускоренного расширения Вселенной (см. ниже).

## 12.14. Трудности классической космологии

Теория классической космологии (метрика Фридмана–Робертсона–Уокера, уравнения Фридмана на основе ОТО), модель горячей Вселенной (первичный нуклеосинтез, объяснение реликтового излучения), подтвержденная обширными астрономическими наблюдениями, довольно быстро столкнулась с рядом трудностей. Самые главные из них — это проблема причинности и проблема нулевой кривизны (плоского мира). Ниже они будут рассмотрены по-