

Аналогичная программа была реализована в рамках наблюдательных программ SuZIE, PROMAOS и MITO. Величина комптоновских искажений $y \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ была зарегистрирована при наблюдении скопления RXj1347 [Pointecoteau, 1999] с помощью тридцатиметрового радиотелескопа IRAM. В ряду экспериментов по наблюдению эффекта Зельдовича–Сюняева особое место занимают данные BIMA и ORVO по определению величины постоянной Хаббла. Для 33 кластеров галактик результаты исследований были суммированы в работе [Carlstrom et al., 2000] (см. рис. 2.3). Поскольку в выражении для расстояния d_A наряду с постоянной Хаббла входит полная плотность материи, включая и космологическую постоянную, результаты определения H_0 оказываются модельнозависимыми. Так, при $\Omega = 0,3$ ожидаемая величина постоянной Хаббла оказывается близка к $60 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$, а при $\Omega = 1$ ($\Lambda = 0$) она составляет $H_0 = 58 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$ при $\pm 5\%$ наблюдательной погрешности. При этом уровень систематических погрешностей оценивается почти в 6 раз выше ($\sim 30\%$) [Carlstrom et al., 2000].

2.8. Комптонизация при больших красных смещениях

В этом разделе мы рассмотрим приложения теории комптоновских искажений спектра реликтового излучения при энерговыделении в ранней Вселенной. Заметим, что впервые этот вопрос был исследован в работе [Sunyaev, Zeldovich, 1972b], где были указаны основные особенности трансформации спектра реликтового излучения при нагреве космологических электронов задолго до эпохи формирования галактик и их скоплений. В настоящем разделе мы ещё раз возвращаемся к рассмотрению этой проблемы главным образом из-за того, что современные данные DERBI и FIRAS инструментов, полученные в рамках проекта COBE [Fixsen et al., 1996], налагают жёсткие наблюдательные ограничения на величину химпотенциала фотонов и неравновесность спектра.

Анализ температурного режима электронов при возможном энерговыделении в ранней Вселенной мы будем проводить в предположении о максвелловском характере распределения электронов по скоростям и равенстве температур электронной и протонной компонент. Эта гипотеза предполагает, что харак-

терные времена столкновения электронов как между собой τ_{ee} , так и с протонами τ_{ep} должны быть значительно ниже комптоновского времени “перекачки” энергии от электронов к $\tau_{e\gamma}$ (см. [Zeldovich, Novikov, 1983]).

При выполнении условия $\tau_{ee}, \tau_{ep} \ll \tau_{e\gamma}$ тепловой баланс электронного газа в присутствии источников нагрева электронов определяется из первого закона термодинамики

$$d(\rho_{\text{tot}} a^3) + P_{\text{tot}} da^3 = dQ, \quad (2.54)$$

где a – масштабный фактор, dQ – энергосвечение от источников нагрева, ρ_{tot} и P_{tot} – полные плотность и давление электронно-протонного газа и излучения. Учитывая, что для каждой компоненты имеют место соотношения между плотностью энергии, давлением и температурой,

$$P_\gamma = \frac{1}{3} \rho_\gamma, \quad \rho_e c^2 = m_e n_e c^2 + \frac{3}{2} n_e k T_e, \quad P_e = k n_e T_e, \quad (2.55)$$

где n_e – концентрация электронов, T_e – температура электронов, из уравнений (2.54) и (2.55) можно получить следующие уравнения теплового баланса для водорода и гелия:

$$\frac{dT_e}{dt} + 2 \frac{\dot{a}}{a} T_e = \frac{2}{3(n_e + n_H + n_{He})} \left[\frac{\dot{Q}}{ka^3} - \frac{d}{a^4 dt} (\rho_\gamma a^4) \right]. \quad (2.56)$$

В приближении комптоновского нагрева излучения горячими электронами из уравнения (2.25) находим, что

$$\frac{d}{a^4 dt} (\rho_\gamma a^4) = \rho_\gamma \cdot 4\tau_e \frac{kT_e}{m_e c^2} \left[1 - \frac{\sigma T_e^4}{4\pi^2 \epsilon_\gamma} \int x^4 f(1+f) dx \right], \quad (2.57)$$

где $\epsilon_\gamma = \rho_\gamma c^2$, $x = \frac{h\nu}{kT_e}$ и f – функция распределения квантов по частоте.

Переходя в выражении (2.57) к интегрированию по переменной $x' = \frac{h\nu}{kT_\gamma}$, окончательно получим

$$\frac{d(T_e a^2)}{a^2 dt} + \frac{1}{\tau_{e\gamma}} \left(T_e - \frac{15}{4\pi^4} \frac{\sigma T_\gamma^5}{\epsilon_\gamma} \int_0^\infty x^4 f(x)(1+f) dx \right) = \frac{2q}{3n_{\text{tot}} a^3}, \quad (2.58)$$

где

$$n_{\text{tot}} = n_e + n_H + n_{\text{He}}, \quad q \equiv \dot{Q}, \quad \tau_{e\gamma} = \frac{3m_e c}{8\sigma_\tau \epsilon_\gamma} \cdot \frac{n_{\text{tot}}}{n_e} = \frac{3m_e c}{8\sigma_\tau \epsilon_\gamma} x_e^{-1} \quad (2.59)$$

и ионизация плазмы равна $x_e = \frac{n_e}{n_{\text{tot}}}$. Принимая во внимание, что при красных смещениях $z \gg 10^3$ космическая плазма полностью ионизована, и учитывая, что характерное время комптоновского взаимодействия оказывается намного меньше космологического времени, из уравнения (2.58) можно получить

$$T_e \approx \frac{15}{4\pi^4} \frac{\sigma T_\gamma^5}{\epsilon_\gamma} \int_0^\infty x^4 f(x)(1+f) dx + \frac{2}{3} \tau_{e\gamma} \frac{q}{n_{\text{tot}}} a^3 \quad (2.60)$$

В предположении, что отклонения функции распределения квантов от равновесной формы малы, второе слагаемое в правой части уравнения (2.60) сводится к температуре излучения T_γ , а соответствующая величина y -параметра оказывается равной

$$y \approx \int \frac{k(T_e - \tau)}{m_e c^2} d\tau \approx \frac{2}{3} \int \frac{\tau_{e\gamma}}{m_e c^2} \frac{qk}{n_{\text{tot}} a^3} d\tau. \quad (2.61)$$

Дальнейшая оценка параметра y зависит от соотношения между характерным временем изменения параметров источника $t_s \approx (Q/\dot{Q})$ и характерным временем изменения оптической толщи плазмы $t_{\text{opt}} \approx \tau/\dot{\tau}$. Если отвлечься от периода рекомбинации водорода, при котором t_{opt} оказывается малым, можно считать, что при $z \gg 10^3$ $t_{\text{opt}} \sim t_{\text{exp}}$, где $t_{\text{exp}} \approx a/\dot{a}$ – характерное время расширения. Тогда при $t_s \ll t_{\text{exp}}$ параметр y будет порядка

$$y \approx \frac{2}{3} \tau'_i \cdot \frac{\tau_{e\gamma}}{m_e c^2} \frac{Q}{n_{\text{tot}} a^3}. \quad (2.62)$$

В противоположном случае, когда эволюция источника нагрева происходит медленно ($t_s \geq t_{\text{exp}}$), можно приближённо считать параметр y равным следующему выражению:

$$y \approx \frac{2}{3} \tau \cdot \frac{\tau_{e\gamma}}{m_e c^2} \frac{Qk}{n_{\text{tot}} a^3} = \frac{2}{3} \tau \frac{\tau_{e\gamma}}{m_e c^2} \frac{q}{n_{\text{tot}} a^3}. \quad (2.63)$$

Будем для определённости называть режим (2.62) режимом

взрывного выделения энергии, а режим (2.63) квазистационарным. Если не вдаваться в конкретизацию возможных механизмов реализации взрывного и квазистационарного режимов, то с точностью до коэффициента ~ 1 они соответствуют примерно одинаковой величине параметра y . Для определённости рассмотрим режим (2.62). Учитывая равенство $\tau'_r = \sigma_T n_e c$ и уравнение (2.59), получаем следующее выражение для y :

$$y_s \simeq \frac{1}{4} \frac{Q}{\epsilon_\gamma a^3}. \quad (2.64)$$

В уравнении (2.64) $\epsilon_s = Q/a^3$ есть не что иное, как плотность энергии, выделяемой на нагрев электронов сторонними источниками. Тогда для отношения $\epsilon_s/\epsilon_\gamma$ из уравнения (2.64) следует простая оценка

$$\frac{\epsilon_s}{\epsilon_\gamma} \simeq 8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{y}{2 \cdot 10^{-5}} \right) \sim 10^{-4}, \quad (2.65)$$

где в качестве нормировки параметра y мы использовали данные [Fixsen et al., 1996].

Заметим, что эта оценка носит достаточно общий характер и может успешно применяться для оценки энергосвечения при любых красных смещениях. Наряду с рассмотренными выше y -искажениями спектра реликтового излучения необходимо ещё остановиться на принципиально важном механизме, возникающем при больших оптических толщах плазмы. Речь идёт о формировании бозе-эйнштейновского спектра реликтового излучения

$$f(x, \mu) = \left(e^{\frac{\nu \mu}{k T_e}} - 1 \right)^{-1} \quad (2.66)$$

Формально этот спектр удовлетворяет уравнению Компанейца (2.22) при $\frac{\partial f}{\partial y} = 0$. В свою очередь это означает, что параметр y должен быть достаточно велик:

$$y \sim \tau \cdot \frac{k(T_e - T_\gamma)}{m_e c^2} \gg 1. \quad (2.67)$$

В этом случае можно ожидать, что асимптота решения урав-

нения (2.23) будет приближаться к режиму (2.66) и химпотенциал μ будет равен [Sunyaev, Zeldovich, 1972a, b]

$$\mu = 1,4 \cdot kT_\gamma \cdot \delta_s, \quad (2.68)$$

где δ_s – выделение энергии.

Таким образом, суммируя результаты этого раздела можно указать на два основных типа искажений спектра реликтового излучения: y – искажения и химпотенциал μ . Оба эти параметра зависят от деталей нагрева электронов и рассчитываются в рамках конкретных предположений о свойствах источников неравновесного энергосыделения. В следующей главе, анализируя ионизационную историю Вселенной и в особенности механизмы реионизации космической плазмы, мы детально рассмотрим ряд таких механизмов, уделив внимание возможным наблюдательным проявлениям процессов неравновесного энергосыделения. В то же время важнейшим фактором, ограничивающим пределы применимости теории, является эксперимент. Для спектральных искажений реликтового излучения в роли такого “критического” эксперимента выступают данные DERBI- и FIRAS-инструментов проекта COBE, ограничивающие наблюдательные значения параметров y и μ на следующем уровне

$$y_0 \leq 1,5 \cdot 10^{-5} \quad (95\% \text{ CL}),$$

$$\mu < 9 \cdot 10^{-5} \quad (95\% \text{ CL}).$$

При этих значениях параметров ограничения на возможное энергосыделение в ранней Вселенной показано на рис. 2.4 в зависимости от красного смещения [Fixsen et al., 1996]. Как видно из этого рисунка, практически во всём диапазоне красных сме-

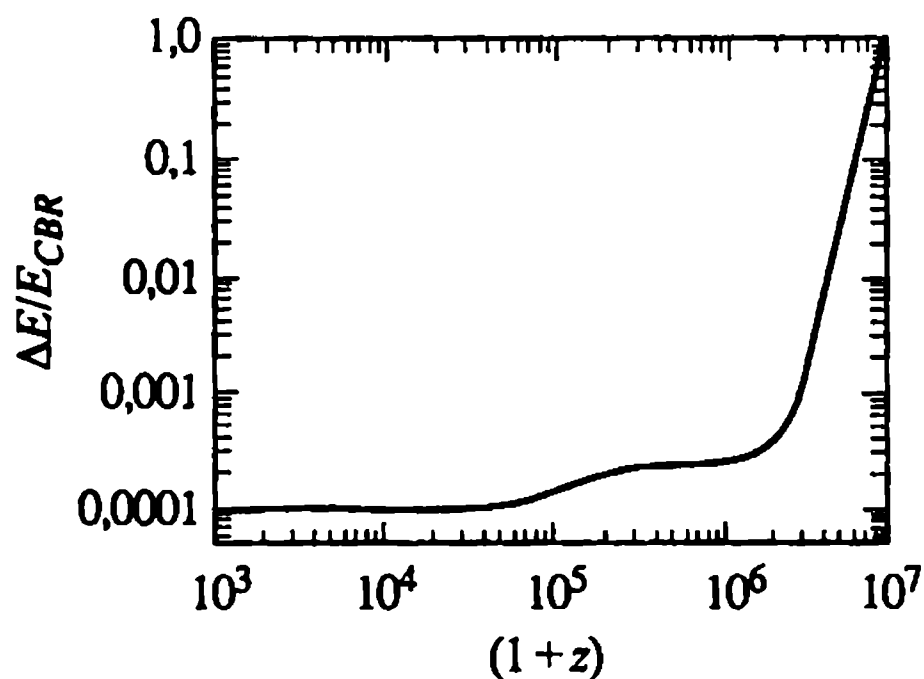


Рис. 2.4. Зависимость энергосыделения $\Delta E/E_{CVR}$ от красного смещения с учётом ограничений [Fixsen et al., 1996]

щений $10^3 < z \leq 10^6$ уровень энергосвечения не превышает $10^{-3} \div 10^{-4}$. При $z \geq 10^7$ ограничения на степень “неравновесности” Вселенной $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon_\gamma}$ не исключают возможности значительного

энергосвечения $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon_\gamma} \sim 1$. Однако это “смягчение” ограничений

вовсе не отражает тот факт, что космическая плазма должна была быть именно неравновесной. Речь идёт о том, что комптоновский механизм формирования искажений оказывается нечувствительным к значительным искажениям спектра реликтового излучения. Напомним, что эпоха космологического нуклеосинтеза непосредственно граничит с эпохой $z \sim 10^7$, и реликты нуклеосинтеза (He^4 и D) свидетельствуют о равновесном характере спектра квантов вплоть до $z \sim 10^9 \div 5 \cdot 10^9$.