

В работах [Challinor, Lasenby, 1997, 1998] приведён аналогичный вывод релятивистских поправок к эффекту Зельдовича–Сюняева и показано, что в низкочастотной области спектра отклонения температуры имеют следующий вид:

$$\frac{\Delta T_{Rj}}{T_0} = -2y \left[1 - \frac{17}{10} \xi^{-1} + \frac{123}{40} \xi^{-2} + O(\xi^{-3}) \right]. \quad (2.40)$$

Как видно из этого соотношения, эффект автомодельности нарушается в первом порядке по параметру $\xi^{-1} \ll 1$. Детальные численные расчёты поправок были выполнены в работах [Itoh et al., 2001; Dolgov et al., 2001].

Таким образом, релятивистская коррекция диффузного приближения оказывается наиболее важной при анализе возможных спектральных искажений в Виновской области спектра, где происходит формирование более сильных искажений по мере увеличения температуры электронов.

2.6. Кинематический эффект Зельдовича–Сюняева

Наряду с космологическими приложениями эффекта комптонизации спектра реликтового излучения при его взаимодействии с горячими электронами, важное прикладное значение имеет его астрофизический аспект. Речь идёт о взаимодействии квантов реликтового излучения с горячим газом в скоплениях галактик, имеющим высокие температуры вплоть до 10^8 К. При этом тепловой эффект Зельдовича–Сюняева в релей-джинсовском участке спектра описывается формулой

$$\frac{\Delta T_{Rj}}{T_0} = \frac{2kT_e}{m_e c^2} \cdot \tau, \quad (2.41)$$

где $\tau = \int dl \sigma_T n_e(r)$ – оптическая толщина по Томпсоновскому рассеянию, определённая по лучу зрения. Однако, как показали Сюняев и Зельдович [Sunyaev, Zeldovich, 1980], при анализе взаимодействия квантов реликтового излучения с газом в скоплениях галактик необходимо принимать во внимание доплеровское смещение частоты квантов, связанное с движением скопления как целого относительно РИ. В этом случае изменение

интенсивности излучения будет равно

$$\frac{\Delta I}{I} \Big|_D = -\frac{x e^x}{e^x - 1} \frac{v_r}{c} \cdot \tau, \quad (2.42)$$

где $x = h\nu / kT_\gamma$, а v_r – радиальная компонента скорости скопления. В пересчёте на возмущения температуры из уравнения (2.42) немедленно следует

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx -\frac{v_r}{c} \cdot \tau. \quad (2.43)$$

Как видно из уравнения (2.43) эффект увеличения или уменьшения $\Delta T/T$ не зависит от частоты и определяется лишь направлением движения скопления. Температура понижается, если скопление удаляется от нас, и повышается, если скопление движется к нам. Таким образом, принципиально важным является тот факт, что из данных о спектре реликтового излучения в направлении на скопления галактик можно определить радиальные компоненты скорости их движения. Однако, в принципе, можно судить (хотя и достаточно сложно) о величине тангенциальной компоненты [Sunyaev, Zeldovich, 1980] и по данным о поляризации реликтового излучения в направлении на скопление галактик.

Так как для известных скоплений, для которых кинематический эффект Зельдовича–Сюняева уже измерен, характерные оптические толщи не превышают $\tau \approx 0,02 \div 0,05$, а как правило, оказываются ещё ниже, то для моделирования эффектов генерации поляризации при рассеянии квантов реликтового излучения на горячих электронах можно использовать приближение однократного рассеяния (см. раздел 2.3).

Согласно общей теории доплер-эффекта [Ландау, Лифшиц, 1962] температура излучения при рассеянии на электроне (в системе его покоя) даётся выражением

$$T_0 = T_\gamma \frac{\sqrt{1 - v^2/c^2}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta}, \quad (2.44)$$

где θ – угол между направлением импульса кванта и электрона, а T_γ – истинная температура реликтового излучения. Считая движение электронов нерелятивистским, можно в уравнении (2.43) воспользоваться разложением по параметру $\frac{v}{c} \ll 1$ вплоть

до второго порядка $\sim \left(\frac{v}{c}\right)^2$,

$$T_0 = T_\gamma \left[1 - \beta \cos \theta + \beta^2 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \right], \quad (2.45)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$.

В релей-джинсовском диапазоне спектра интенсивность излучения непосредственно связана с его температурой и обладает соответственно квадрупольной анизотропией в порядке $\left(\frac{v}{c}\right)^2$

Поскольку зависимость дифференциального сечения рассеяния квантов на электронах от поляризации даётся хорошо известным соотношением [Chandrasekhar, 1950]

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} \propto |\hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon}'|^2, \quad (2.46)$$

где $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\epsilon}'$ – начальная и конечная поляризации фотонов, то усреднение по начальным значениям поляризации приводит к результирующей поляризации [Sunyaev, Zeldovich, 1980]:

$$\frac{I_{||} - I_{\perp}}{I_{||} + I_{\perp}} = P \simeq 0,1 \left(\frac{v_t}{c} \right)^2 \quad (2.47)$$

Заметим, что в эту оценку входит именно тангенциальная компонента скорости, в то время как вклад от радиальной компоненты равен нулю в силу уравнения (2.46). Для скоплений галактик величина поляризации будет в $\tau \ll 1$ раз меньше, чем в выражении (2.47), поскольку малость оптической толщи связана с вероятностью рассеяния соотношением (2.36). Окончательно

$$P_{cl} \simeq 0,1 \cdot \tau \left(\frac{v_t}{c} \right)^2 \quad (2.48)$$

Заметим, что наряду с выражением (2.48), поляризация излучения при его рассеянии на движущемся кластере возникает в первом порядке по $\frac{v_t}{c}$, но во втором порядке по τ^2 . Соответствующие оценки были даны Зельдовичем и Сюняевым [1980]:

$$\tilde{P}_{cl} \simeq \pm \frac{x e^x}{4\theta(e^x - 1)} \frac{v_t}{c} \tau^2 \quad (2.49)$$

В заключение этого раздела заметим, что среди слабонелинейных эффектов, возникающих в порядке $\tau \frac{v_l^2}{c^2}$ или $\frac{v_l}{c} \tau^2$, существует и чисто гравитационная поправка к спектру реликтового излучения, не зависящая от оптической толщи плазмы. На это обстоятельство впервые обратили внимание Гурвич и Митрофанов [Gurvitz, Mitrofanov, 1986], рассмотревшие эффект гравитационного линзирования реликтового излучения на движущемся кластере. По порядку величин возмущение интенсивности реликтового излучения оценивается как

$$\frac{\Delta I}{I} \simeq \frac{x e^*}{e^* - 1} \frac{v_l}{c} \cdot \theta, \quad (2.50)$$

где угол отклонения луча $\theta \sim GM/Rc^2$ связан с массой скопления M и его радиусом R . Принимая для оценок $M \sim 2 \cdot 10^{15} M_\odot$, $R \sim 2$ Мпк и $v_l \sim 2 \cdot 10^3$ км/с, из выражения (2.49) получим $\frac{\Delta T}{T} \simeq 10^{-6}$ в релей-джинсовской области спектра.

В целом, подводя итог этого параграфа, нужно признать, что при всей важности изучения нелинейных поправок к тепловому и кинетическому эффектам Зельдовича–Сюняева, возможности современного эксперимента ещё, к сожалению, весьма далеки от обнаружения поправок более высокого порядка. В то же время линейные эффекты, особенно в сочетании с рентгеновскими и γ -наблюдениями, позволяют получить уникальную информацию не только о характере движения и температуре газа в скоплениях галактик, но и наметить пути независимого измерения постоянной Хаббла H_0 по данным о спектре реликтового излучения. Иллюстрации общей идеологии этого метода посвящён следующий параграф.

2.7. Определение H_0 по данным радио- и рентгеновской светимости скоплений

В первой главе мы уже рассматривали современные методы определения величины постоянной Хаббла, использующие в качестве “эталона” различные объекты – цефеиды, сверхновые и т.п. В этом разделе мы дополним этот список ещё одной стандартной “свечой” – определением H_0 по искажению спектра