

УДК 524.8

ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭНТРОПИЙНОЙ ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК

П. Д. НАСЕЛЬСКИП

Поступила 14 июля 1981

Принята к печати 3 мая 1982

В рамках космологической модели с массивными реликтовыми нейтрино оценен уровень флуктуаций температуры микроволнового космического излучения, генерируемых первичными энтропийными неоднородностями космологического субстрата. Показано, что при современной плотности вещества $\rho_m \approx 1.4 \cdot 10^{-31}$ г/см³ и плотности нейтрино $\rho_\nu > \rho_m$ дисперсия угловых вариаций температуры реликтового радифона не превышает $(\Delta T/T)^2 \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_\nu^{-1} (1 + z_0)$ в угловых масштабах $\theta \approx 20 \div 60$ минут (z_0 — красное смещение, при котором контраст плотности вещества и нейтрино сравнивается с единицей).

1. *Введение.* Энтропийные возмущения представляют собой один из возможных типов начальной неоднородности вещества, совместимой с Фридмановским расширением мира вплоть до космологической сингулярности. Интерес к этому сорту возмущений в значительной мере стимулирован жесткими экспериментальными ограничениями на уровень мелкомасштабных флуктуаций температуры 3 К — реликтового фона, полученными группой Ю. Н. Парийского и Р. Партриджем [1, 2]. Исследование роли энтропийных возмущений в формировании крупномасштабной структуры Вселенной приводит к выводу о весьма специфическом характере из начального спектра $g_\nu \sim k^{-1}$ [3] и сильной зависимости дисперсии флуктуаций температуры реликтового электромагнитного излучения от современной плотности вещества $\rho_m = \Omega_m \rho_{cr}$ ($\rho_{cr} = 4.7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ — критическая плотность при постоянной Хаббла $H_0 = 50$ км/с Мпс) [4–6]. В последнее время из всего диапазона изменения параметра $\Omega_m = 1 + \dots - 10^{-2}$ предпочтение отдается моделям с $\Omega_m \approx 0.03 \div 0.1$. На малость Ω_m указывает, как известно, сравнение предсказаний теории космологического нуклеосинтеза с наблюдательными данными по распространности космических He⁴ и ³H [7]. В этом случае ($\Omega_m = 0.1 \div 0.03$)

ожидаемый уровень вариаций температуры микроволнового космического излучения оказывается в $1-3$ раза выше наблюдательного предела [1-2], и для объяснения малости $\Delta T/T$ в энтропийной теории образования галактик необходимо привлечь гипотезу вторичного разогрева плазмы [6]. Недавно Ю. Н. Парийский сообщил о новых ограничениях $\Delta T/T$ в угловых масштабах $5 < \theta < 30'$: $\langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2} \approx \approx 2 \cdot 10^{-3}$ [8]. Если, после дополнительного уточнения результатов измерений, эта оценка подтвердится, то отмеченные выше трудности усилятся.

Изложенные выше выводы справедливы, разумеется, в рамках стандартной космологической модели, не учитывающей возможности существования фона слабо взаимодействующих частиц, плотность которых определяет температурную историю Вселенной уже начиная с периода рекомбинации водорода. Не исключено, что роль такого источника «скрытой массы» могут играть реликтовые нейтрино [9-11], масса которых, по данным [12], заключена в пределах $25 < m_\nu < 47$ эВ. В этом случае возникает ряд существенных изменений как в динамике расширения Вселенной на стадии доминирования нейтрино, так и в характере мелкомасштабных флуктуаций температуры реликтового излучения, генерируемых первичными энтропийными неоднородностями.

2. Как известно, на стадии, когда размер энтропийной неоднородности превышает горизонт частиц, в смеси излучения и вещества возникают вторичные адиабатические возмущения, определяющие уровень вариаций температуры радиофона в период просветления плазмы. В стандартной космологической модели с $m_\nu = 0$ [13] этот эффект подробно исследован в работах [4, 6]. В то же время наличие во Вселенной фона массивных нейтрино с плотностью $\rho_\nu = \Omega_\nu \rho_{cr} \gg \rho_m$ качественно изменяет механизм генерации адиабатических возмущений и, следовательно, оказывает влияние на корреляционные характеристики мелкомасштабных флуктуаций температуры реликтового электромагнитного излучения. Наряду с отмеченной особенностью, следует подробнее остановиться на ряде изменений в температурной истории космической плазмы после момента нерелятивистизации нейтрино $z_\nu = 4.5 \cdot 10^4 (m_\nu/30 \text{ эВ})$ [9-11]. Речь идет об искажении кинетики рекомбинации водорода и связанной с этим процессом перенормировке шкалы диссипативных масштабов вторичных адиабатических возмущений.

Формальной причиной подобных изменений является появление в теории, наряду с $\Omega_m = \rho_m/\rho_{cr}$ и $\Omega_\nu = \rho_\nu/\rho_{cr}$, нового параметра $\Omega_\nu = \rho_\nu/\rho_{cr}$ (ρ_ν, ρ_m — современные плотности реликтового излучения и нейтрино).

Анализ искажений, вносимых массивными нейтрино в кинетику рекомбинации водорода, дан нами в работах [14, 15] и приводит к следующему темпу уменьшения степени ионизации плазмы:

$$\beta(z > 870) = \left| 1 + 0.93 \cdot 10^{-7} \Omega_m \Omega_c^{-1/2} z \exp\left(\frac{14600}{z}\right) \right|^{-1},$$

$$\beta(700 < z < 870) = \frac{6.4 \cdot 10^{-4} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{3/2}}{1 + 9.5 \cdot 10^{-3} (870 - z)},$$

$$\beta(150 < z < 700) = \frac{2.5 \cdot 10^{-4} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{1/2}}{1 + 1.1 \cdot 10^{-2} (700 - z)},$$

$$\beta(z < 150) = \frac{3.5 \cdot 10^{-5} \Omega_m^{-1} \Omega_c^{1/2}}{1 + 0.48 (1 - z/150)}.$$
(1)

Воспользовавшись (1), нетрудно рассчитать шкалу характерных диссипативных масштабов вторичных адиабатических возмущений, затухающих как до, так и в ходе космологической рекомбинации [14—15]. Как видно из табл. 1, соотношение между максимальной диссипативной массой вещества $M_{d(m)}$ и массой вещества в минимальном масштабе спектра возмущений нейтринного газа $M_{B(1)}$ существенным образом зависит от параметров космологической модели. При $\Omega_c = 5.1$ (что соответствует трем сортам нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ с массой покоя $m_\nu = 30$ эВ) и $\Omega_m = 0.03$ $M_{d(m)} \approx M_{B(1)}$. Напротив, при $\Omega_m = 0.01$ и неизменных остальных параметрах выполняется неравенство $M_{d(m)} \gg M_{B(1)}$. Очевидно, что в зависимости от Ω_m и Ω_c существуют варианты, когда $M_{d(m)} \ll M_{B(1)}$. В настоящей работе мы подробнее остановимся на анализе такого диапазона изменения Ω_m и Ω_c , когда максимальный диссипативный масштаб вторичных адиабатических неоднородностей не превышает $M_{B(1)}$. В этот диапазон попадают и наиболее интересные варианты с $\Omega_c = 5.1; 1$ и $\Omega_m = 0.1; 0.03$.

3. Рассмотрим генерацию вторичных адиабатических возмущений начальными энтропийными неоднородностями плазмы, предполагая, что при $z < 4.5 \cdot 10^3$ ($m_\nu/30$ эВ) космологический субстрат представляет собой смесь вещества, излучения и нерелятивистских массивных нейтрино. Развитие малых возмущений плотности, скорости и гравитационного потенциала в такой среде может быть прослежено из следующей системы уравнений, являющейся обобщением релятивистского подхода [16, 17] на случай многокомпонентной среды:

Таблица 1

		$\Omega_b = 1$			$\Omega_b = 5.1$		
λ	Ω_{ms}	0.01	0.03	0.1	0.01	0.03	0.1
1		$1.1 \cdot 10^{15}$	$3.4 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$8.5 \cdot 10^{12}$	$2.6 \cdot 10^{13}$	$8.5 \cdot 10^{14}$
		$2.0 \cdot 10^{15}$	$2.8 \cdot 10^{14}$	$3.5 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^{12}$	$3.0 \cdot 10^{13}$
		$5.9 \cdot 10^{13}$	$3.4 \cdot 10^{13}$	$1.9 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{13}$	$5.5 \cdot 10^{12}$
		$1.1 \cdot 10^{14}$	$3.4 \cdot 10^{14}$	$1.1 \cdot 10^{15}$	$9.8 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{13}$	$9.8 \cdot 10^{13}$
1.5		$2.2 \cdot 10^{14}$	$6.7 \cdot 10^{14}$	$2.2 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10^{12}$	$5.1 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$
		$3.1 \cdot 10^{14}$	$4.5 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{13}$	$2.6 \cdot 10^{12}$	$3.9 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{13}$
		$2.1 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{13}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	$6.3 \cdot 10^{13}$	$3.6 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^{12}$
		$1.1 \cdot 10^{13}$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$9.6 \cdot 10^{11}$	$2.9 \cdot 10^{12}$	$9.6 \cdot 10^{13}$

Примечания: Все массы приведены в единицах M_0 . В каждой клетке приведены сверху вниз: а) M_b — масса вещества в минимальном масштабе возмущений нейтринного газа; б) $M_d^{(1)}$ и $M_d^{(2)}$ — масса вещества в доэкомбинационном и рекомбинационном диссипативном масштабе адиабатических возмущений; в) M_r — масса вещества в объеме возмущений, затухающих вследствие трения барионов об изотропный фон излучения на стадии оптической прозрачности; $\lambda = H_0/50$ км/с Мпс.

$$\ddot{h}_{kk} - 2 \frac{\dot{R}}{R} \dot{h}_{kk} + 2 \left[\left(\frac{R}{R} \right)^2 - \frac{\dot{R}}{R} \right] h_{kk} = -8\pi GR^2 (\bar{\rho}_i + 3\bar{P}_i),$$

$$\ddot{\bar{\rho}}_i + 3 \frac{\dot{R}}{R} (\dot{\bar{\rho}}_i + \dot{\bar{P}}_i) = -(\bar{\rho}_i + \bar{P}_i) \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h_{kk}}{2R^2} \right) + i\vec{q} \vec{u}_i \right],$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{n}_i}{\bar{n}_i} \right) = -i\vec{q} \vec{u}_i - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h_{kk}}{2R^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [i\vec{q} \vec{u}_i (\bar{\rho}_i + \bar{P}_i)] = R^2 q^2 \bar{P}_i,$$

$$\bar{\rho}_i = \sum_j \bar{\rho}_{ij}; \quad \bar{P}_i = \sum_j \bar{P}_{ij}.$$

где $h_{kk}/2R^2$ — возмущения самосогласованного гравпотенциала; $\bar{\rho}_i$ и \bar{P}_i — Фурье-гармоники возмущений плотности и давления i -ой компоненты системы; $\bar{\rho}_i$ и \bar{P}_i — фоновые плотность и давление; \vec{u}_i — возмущенная скорость; $R(t)$ — масштабный фактор Фридмановской Вселенной; \vec{q} — сопутствующий волновой вектор; \bar{n}_i — вариация числа частиц

\bar{h}_i ; точка означает производную по времени и скорость света принята равной единице.

Вводя стандартным образом контрасты плотностей вещества, излучения и нейтрино и учитывая связь между вариацией удельной энтропии на бариион $\bar{\delta}_m = \bar{\delta}_m / \bar{\rho}_m$, после замены $h_{kk} / 2R^2 = \varphi$; $dt = R d\xi$; уравнения (2) приводим к следующему виду:

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_r + \frac{q^2}{3} \delta_r &= -\varphi'', \\ \ddot{\delta}_m + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_m &= -\left(\varphi'' + \frac{R'}{R} \varphi'\right), \\ \ddot{\delta}_v + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_v &= -\left(\varphi'' + \frac{R'}{R} \varphi'\right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\varphi' + \frac{R'}{R} \varphi = -4\pi G \rho_r R^2 \delta_r - 4\pi G \rho_m \delta_m R^2 - \frac{32\pi G \rho_r R^2 \delta_r}{3},$$

где: δ_m и δ_v — Фурье-гармоники контрастов плотностей вещества и нейтрино; δ_r — амплитуда вторичных адиабатических мод; штрих означает дифференцирование по переменной ξ .

Систему (3) необходимо дополнить уравнением для масштабного фактора $R(\xi)$:

$$[R'(\xi)]^2 = -\frac{8\pi G \rho_r(t) R^2 R}{3} \left[1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} + \alpha \frac{R_v}{R} \right], \quad (4)$$

где: $\rho_r(t)$ — плотность нейтрино в момент нерелятивизации t ; $R_v = R(t)$; $\alpha = (\rho_r(t)) / (\rho_v(t))$; $\rho_r(t)$ — плотность излучения при $t = t$. В длинноволновом приближении $q^2 \ll 1$ из системы (3) следует ряд связей между φ , δ_m и δ_v , удовлетворяющих начальным условиям

$$\begin{aligned} \delta_m(t \rightarrow t_0) = \delta_v(t_0) = \delta_r(t_0) = \dot{\delta}_v(t_0) = \dot{\delta}_m(t_0) = 0, \\ \varphi = -\dot{\delta}_r + c_1; \quad \dot{\delta}_m = -\varphi + c_2; \quad \dot{\delta}_v = -\varphi + c_3. \end{aligned} \quad (5)$$

Исключая δ_m , δ_v и φ из (3), (5), мы приходим к следующему уравнению для амплитуды вторичных адиабатических возмущений:

$$\begin{aligned} \ddot{\delta}_r + \frac{R'}{R} \dot{\delta}_r - \left[\frac{32\pi G \rho_r R^2}{3} + 4\pi G \rho_r R^2 \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} \right) \right] \delta_r = \\ = 4\pi G \rho_r R^2 \left[(c_3 - c_1) + \frac{\Omega_m}{\Omega_v} (c_2 - c_1) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Вспользуемся тем обстоятельством, что для масштабного фактора из (4) можно получить точное решение

$$R(\xi) = \frac{2\pi G_0(t_0) R_0^3}{3} \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) (\xi + \text{const})^2 - \frac{\alpha R_0}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \quad (7)$$

и введем следующие обозначения:

$$b_0 = \frac{2\pi G_0 R_0^3(t_0)}{3} \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right); \quad c_0 = \frac{\alpha R_0}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}}; \quad y = \frac{R(\xi)}{c_0} \quad (8)$$

В терминах (8) выражение (7) приобретает следующий вид:

$$y + 1 = \frac{b_0}{c_0} (\xi + \text{const})^2. \quad (9)$$

Потребуем, чтобы при $t = t_0$ $R(\xi_0) = R_0$. Тогда для y будем иметь:

$$y = \frac{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{2} + \frac{b_0}{c_0} (\xi - \xi_0)^2 + 2 \frac{b_0}{c_0} \left(\frac{R_0 + c_0}{b_0}\right)^{1/2} (\xi - \xi_0). \quad (10)$$

Вспользовавшись (9)—(10), перейдем в уравнении (6) от переменной ξ и y :

$$\ddot{\delta}_y + \frac{3y + 2}{2y(y + 1)} \dot{\delta}_y - \frac{8 + 3y}{2y^2(y + 1)} \delta_y = \frac{3 \left[c_1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0} c_2 - \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) c_1 \right]}{2 \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}\right) y(y + 1)}, \quad (11)$$

где штрих означает производную по y .

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что общим решением (11), удовлетворяющим начальным условиям $\delta_y(t_0) = \dot{\delta}_y(t_0) = \ddot{\delta}_y(t_0) = \delta_y(t_0) = \dot{\delta}_y(t_0) = \ddot{\delta}_y(t_0) = 0$, является следующее выражение:

$$\delta_y(y) = - \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \delta_0 \left\{ \frac{y^2 - 4y - 8}{y^2} - \frac{2 \sqrt{(y_0 + 1)(y + 1)}}{5 y_0 y^2} (y_0^2 - 8y_0 - 24) - \frac{3(16 + 8y - 2y^2 + y^3)}{5 y_0 y^2} \right\}, \quad (12)$$

где

$$y_0 = y(i_0) = \frac{1 + \Omega_m/\Omega_s}{2}$$

При этом

$$\tilde{\delta}_s(y) = \tilde{\delta}_s(y); \quad \tilde{\delta}_m(y) = \tilde{\delta}_0 + \tilde{\delta}_r(y), \quad (13)$$

Особенностью полученных выше решений для $\tilde{\delta}_s$, $\tilde{\delta}_m$ и $\tilde{\delta}_0$ является сравнительно медленный темп генерации вторичных адиабатических возмущений, обусловленный влиянием плотности излучения и нейтрино на динамику развития неоднородностей. Очевидно, что амплитуда адиабатических мод определяется выражением (12) только до момента попадания возмущений под горизонт частиц. Этот критерий может быть уточнен путем сравнения градиента давления излучения с градиентом потенциала нейтрино и излучения:

$$\frac{q^2}{3} = \frac{4\pi G \rho_s(t_*) R^2}{R} \left(1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_s} + \frac{8}{3} z \frac{R_s}{R} \right) \quad (14)$$

Вводя момент нерелятивизации нейтрино $z_* = 4.5 \cdot 10^4$ ($m./30x$) и переходя в (14) к переменной y , с учетом нормировки

$$\frac{2\pi R_s}{q} = 4.4 \cdot 10^{21} \Omega_s^{-1/2} M_{(11)}^{1/3} z_*^{-1}; \quad M_{(11)} = \frac{M_s}{10^{21} M_\odot} \quad (15)$$

получим следующую связь между масштабом возмущения и моментом его выхода на фазу акустичности:

$$\frac{y^2}{y+8} = \frac{2 \cdot 10^{-5} z_* \Omega_s^{-1} \left(\frac{M_s}{M_*} \right)^{2/3}}{z} \quad (16)$$

$M_* = M_{B(1)}$ — масса нейтрино в минимальном масштабе возмущений нейтрино [10]:

$$M_* = 8 \cdot 10^8 z_*^{3/2} \left(\frac{m.}{30x} \right)^{-7/2} \xi^{3/2} M_\odot$$

$\xi = T/3(k)$ — современная температура реликтового излучения, нормированная на 3 К.

Параметр α , равный отношению плотности излучения к ρ_0 в момент t_* , легко находится из термодинамических расчетов ρ_r и $\dot{\rho}_r$ после аннигиляции электрон-позитронных пар [13]:

$$\alpha = \frac{\rho_r}{\rho_s} = 1.47. \quad (17)$$

Тогда для масштабов, не превышающих $1.6 \cdot 10^2 M_\odot$, с учетом тождества $m./30 \times = \Omega./5.1$, будем иметь $y = 0.36 (M/M_\odot)^{1/3}$. На рис. 1 показано распределение амплитуды вторичных адиабатических возмущений

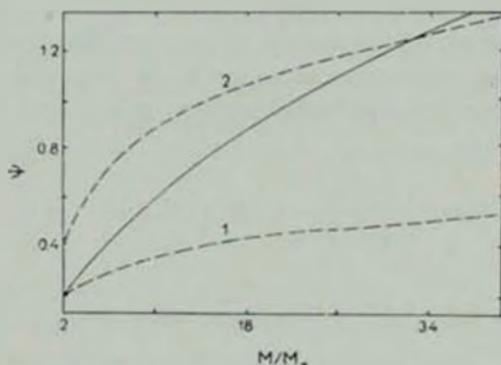


Рис. 1. Зависимость амплитуды вторичных адиабатических возмущений от масштаба, $\Psi = \delta_r / ((\Omega_m / \Omega_s) (1 + \Omega_m / \Omega_s)) \delta_0$. Кривые 1 и 2 соответствуют степенному распределению Ψ от M . 1. $\Psi_1 = 0.16 (M/M_\odot)^{1/3}$; 2. $\Psi_2 = 0.4 (M/M_\odot)^{1/3}$.

в зависимости от их масштаба. Там же, для сравнения, приведены графики двух мажорирующих оценок, соответствующих степенному распределению $\delta_r \sim (M/M_\odot)^{1/3}$. Нетрудно видеть, что в наиболее интересном диапазоне $M \sim M_\odot$

$$\delta_r = 0.13 \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_s}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} \delta_0 \ll \delta_{\Psi} \quad (18)$$

Эти результаты справедливы для масштабов, превышающих $M_{d(m)}$. В диапазоне $M < M_\odot$ при $\rho_s > \rho_r$ нейтринный фоя Вселенной оказывает стабилизирующее влияние на динамику развития мелкомасштабных возмущений, приводя к следующему характеру изменения начального контраста плотности плазмы [10]:

$$\delta_m = c_4 t^{w_1} + c_5 t^{w_2}, \quad (19)$$

где

$$w_1 = \frac{1}{6} \left(\sqrt{1 + 24 \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} - 1 \right); \quad w_2 = -\frac{1}{6} \left(\sqrt{1 + 24 \frac{\Omega_m}{\Omega_s}} + 1 \right).$$

Выражение (19) охватывает масштабы первичных энтропийных неоднородностей от $M \sim 10^3 M_\odot$ и вплоть до $M = M_\odot$. Замораживание амплитуды возмущений в этом диапазоне может играть существенную роль

при анализе нелинейной фазы развития крупномасштабных неоднородностей $M \approx M_*$.

4. Для оценки уровня флуктуаций температуры реликтового излучения представляется удобным перейти в (12) к нормировке начальной амплитуды энтропийных возмущений на момент достижения в масштабе $M = M_*$ контраста плотности $\delta_0(z_0) = 1$. В терминах переменной y этому условию соответствует приближение $y \gg 1$, что приводит к

$$\delta_0 = \frac{3}{5} \frac{\frac{\Omega_m}{\Omega_0}}{1 + \frac{\Omega_m}{\Omega_0}} \delta_0(M = M_*) \frac{y}{y_0} \quad (20)$$

Учитывая связь между $R(t)$ и красным смещением z , нетрудно получить, что

$$\delta_0(z_0) = \frac{3}{5} \delta_0(M = M_*) \frac{\Omega_m/\Omega_0}{1 + \Omega_m/\Omega_0} \frac{z_0}{1 + z_0} = 1$$

при

$$\frac{\Omega_m/\Omega_0}{1 + \Omega_m/\Omega_0} \delta_0(M = M_*) = \frac{5}{3} (1 + z_0)/z_0.$$

Следуя [4, 6], оценим дисперсию флуктуаций T_r , генерируемых в процессе рассеяния квантов на движущихся электронах. Для этого учтем, что $v/c \approx (1 - 3/4)\delta$, и для $\sigma_r = \langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2}$ справедлива следующая формула:

$$\sigma_r \approx \frac{1}{2} \omega \frac{v}{c} (M). \quad (21)$$

Параметр $\omega < 1$ связан с частичным ослаблением флуктуаций в период просветления плазмы [4]. После подстановки δ_r из рис. 1 в (21) для возмущений с $M \approx M_*$ будем иметь:

$$\sigma_r^{(0)} \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_0^{-1} \omega (1 + z_0), \quad (22)$$

причем масштабу M_* соответствует угловой размер [13]

$$\theta_0 \approx 10 \Omega_0^{2/3} \left(\frac{M_*}{10^{15} M_\odot} \right)^{1/3} \approx 20 \dots 60'.$$

Отметим, что в модели с $\Omega_0 = 5.1$ и $\Omega_m = 0.03$ совпадение максимального диссипативного масштаба и M_* обеспечивает еще меньший, чем в (22), уровень флуктуаций температуры излучения в диапазоне

$\theta < 50$ мин. В то же время, как видно из рис. 1, в масштабах $M_* < M_* < 1.6 \cdot 10^3 M_*$ амплитуда вторичных адиабатических возмущений возрастает по сравнению с рассмотренной выше примерно как $(M/M_*)^{1.5}$. В этом диапазоне существенную роль играет спектр начальных энтропийных возмущений. Если зависимость $\bar{\delta}_m$ от масштаба носит убывающий характер $\bar{\delta}_m = \bar{\delta}_m(M_*) (M/M_*)^{-n}$, где $n \geq 1/3$, то вклад диапазона $M > M_*$ в σ_r не превышает (22). В случае $n = 0$ рост дисперсии σ_r может быть оценен следующей мажорантой:

$$\sigma_r(M > M_*) \approx 10^{-5} \Omega_v^{-1} \left(\frac{M}{M_*} \right)^{1.5} (1 + z_0), \quad (23)$$

причем, как видно из (23), вплоть до $M \sim 30 M_*$ σ_r не превышает $6 \cdot 10^{-6} (1 + z_0)$. По-видимому, момент выхода возмущений на нелинейный режим должен не слишком сильно отличаться от красного смещения удаленных квазаров с $z \approx 3 - 4$. В этом случае флуктуации температуры реликтового излучения могут быть обнаружены на уровне $\sigma_r \approx (2 + 3) \cdot 10^{-5} \Omega_v^{-1}$ в угловых масштабах $\theta \sim 20 - 60'$.

Институт физики Ростовского
государственного университета

TEMPERATURE FLUCTUATIONS OF RELICT RADIATION IN ENTROPYAN THEORY OF GALACTIC ORIGIN

P. D. NASEL'SKY

In the framework of a cosmological model with massive relict neutrino, the level of temperature fluctuations of microwave cosmic radiation is estimated, the latter being generated by primary entropy inhomogeneities of cosmological substrate. It is shown that at present density of substance $\rho_m \approx 1.4 \cdot 10^{-31}$ g/cm³ and density of neutrino $\rho_\nu > \rho_m$, the dispersion of angular variation of temperature of the relict radio background does not exceed $\langle (\Delta T/T)^2 \rangle^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{-6} \Omega_v^{-1} (1 + z_0)$ in angular scale $\theta \approx 20 - 60$ minutes (z_0 is a redshift at which the contrast of matter and neutrino densities is comparable with unity).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Парийский, Э. Н. Петров, А. Н. Чернов, Письма АЖ, 3, 483, 1977.
2. R. V. Partridge, Physica Scripta, 21, 624, 1980.
3. J. S. Gott, M. J. Rees, Astron. Astrophys., 45, 365, 1977.

4. А. С. Занцова, А. Д. Черним, Письма АЖ, 3, 488, 1977.
5. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 55, 913, 1978.
6. K. Tamita, Res. Inst. Theor. Phys. Hiroshima Univ., No. 10, 1979.
7. F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett., 44, 1237, 1980.
8. Е. В. Буласко, Ю. Н. Парийский, Материалы совещания «Образование структур Вселенной», Таллин, 1981.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, В. Н. Лукаш, И. Д. Новиков, Препринт ИКИ, № 581, 1980.
10. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, М. Ю. Хлопов, Письма АЖ, 6, 457, 1980.
11. А. Д. Черним, Астрон. ж., 58, 25, 1981.
12. В. А. Любимов, Е. Г. Новиков, В. Э. Нолик, Е. Ф. Третьяков, В. С. Колик, Препринт ИТЭФ, № 62, 1980.
13. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Структура и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
14. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Письма АЖ, 8, 67, 1982.
15. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 1982 (в печати).
16. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 16, 587, 1946.
17. С. Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.