

УГЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФОНА, ПОРОЖДАЕМЫЕ НАЧАЛЬНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 20 июня 2007

Принята к печати 18 июля 2007

Предложен новый метод учета многократных рассеяний на электронах при расчете корреляционных функций, описывающих угловые флуктуации космического микроволнового фонового излучения (КМФИ). Используется аппарат теории переноса излучения при рэлеевском рассеянии. Задача сведена к решению интегрального уравнения для векторной функции источников (зависящей только от времени) совместно с дифференциальными уравнениями для других величин (скалярные потенциалы, скорость барионов и т.д.), фигурирующих в задаче. Величины, описывающие угловые флуктуации КМФИ (в температуре и в поляризации), вычисляются затем интегрированием векторной функции источников вдоль луча зрения. В качестве иллюстрации рассчитаны корреляционные функции и спектры мощности для случая, когда флуктуации порождаются некоторыми начальными гауссовыми возмущениями КМФИ.

Ключевые слова: *космология; ранняя Вселенная; космическое микроволновое фоновое излучение*

1. Введение. Предлагается новый метод учета многократных рассеяний на электронах при расчетах корреляционных функций и спектров мощности, описывающих угловые флуктуации КМФИ. Он является дальнейшим развитием метода Селяка и Залдарриаги [1], в котором рассчитывается временная эволюция нескольких (до 10-и) первых угловых моментов поля излучения. По этим моментам рассчитывается функция источников, а остальные моменты находятся затем из формального решения уравнения переноса.

Мы предлагаем находить непосредственно (векторную) функцию источников (определенную, однако, не так, как в [1]), не решая уравнений для моментов. Мы используем аппарат теории переноса излучения при рэлеевском рассеянии и, в частности, факторизацию фазовой матрицы рассеяния. Задача сведена к решению интегрального уравнения для векторной функции источников (зависящей только от времени) совместно с дифференциальными уравнениями для скалярных потенциалов, скорости барионов и т.д. Величины, описывающие угловые флуктуации КМФИ (в параметрах Стокса I и Q), определяются

затем из формального решения уравнения переноса интегрированием векторной функции источников вдоль луча зрения. В качестве иллюстрации рассмотрен случай, когда угловые флуктуации порождаются гауссовыми возмущениями КМФИ с плоским спектром.

2. *Основные уравнения и соотношения.* В рамках плоской модели для расчета анизотропии микроволнового фона в заданной точке пространства-времени (\bar{x}, η) (в сопутствующих координатах) в заданном направлении \bar{n} используется разложение по плоским волнам

$$\bar{I}(\eta, \bar{x}, \bar{n}) = \int d^3k e^{ik\bar{x}} \bar{I}(\eta, \bar{k}, \bar{n}), \quad (1)$$

где $\bar{I} = (I, Q)^T = (\Delta_T^{(S)}, \Delta_P^{(S)})^T$ - вектор-столбец для скалярных флуктуаций поля излучения в параметрах Стокса I и Q , η - конформное время ($d\eta = dt/a(\eta)$), a - масштабный множитель, описывающий расширение пространства и нормированный так, что в настоящее время (при $\eta = \eta_0$) $a = 1$ (используются единицы, в которых скорость света $c = 1$). Для симметричных относительно оси \bar{k} возмущений вектор $\bar{I}(\eta, \bar{k}, \bar{n})$ как функция \bar{k} и \bar{n} зависит только от k и $\mu = \bar{k} \cdot \bar{n} / k$. Тогда из линеаризованного кинетического уравнения со столкновительным слагаемым, определяемым томсоновским (рэлеевским) рассеянием, получаются два скалярных уравнения для параметров Стокса I и Q (для плоской модели Вселенной см. эти уравнения, например, в [1]), которые можно записать в виде одного векторного уравнения

$$\frac{\partial \bar{I}}{\partial \eta} + ik\mu \bar{I} = -\alpha \bar{I} + \frac{\alpha}{2} \bar{A}(\mu) \int_{-1}^1 \bar{A}^T(\mu') \bar{I}(\eta, \mu') d\mu' + \bar{e}_1 \frac{d\phi}{d\eta} - ik\mu\psi \bar{e}_1 + \alpha i\mu\nu_b \bar{e}_1, \quad (2)$$

где $\bar{e}_1 = (1, 0)^T$, $\alpha = an_e \sigma_e$ - объемный коэффициент томсоновского рассеяния, ϕ и ψ - потенциалы, описывающие скалярные возмущения метрики, ν_b - скорость барионов. В правой части уравнения (2) использована известная (см., например, [2]) факторизация фазовой матрицы рэлеевского рассеяния: $\bar{P}(\mu, \mu') = \bar{A}(\mu) \bar{A}^T(\mu')$, где

$$\bar{A}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & (1 - 3\mu^2)\sqrt{\sqrt{8}} \\ 0 & 3(1 - \mu^2)\sqrt{\sqrt{8}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Введем векторную функцию источников

$$\bar{S}(\eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \bar{A}^T(\mu') \bar{I}(\eta, \mu') d\mu'. \quad (4)$$

Записывая уравнение (2) в виде

$$\frac{\partial \bar{I}}{\partial \eta} + ik\mu \bar{I} = -\alpha \bar{I} + \bar{B} \quad (5)$$

и решая его в предположении, что векторная функция \bar{B} известна,

получаем формальное решение уравнения переноса

$$\begin{aligned} \bar{I}(\eta, \mu) = & \bar{I}_0(\mu) \exp\left(-ik\mu\eta - \int_0^\eta \alpha d\eta'\right) + \bar{A}(\mu) \int_0^\eta \exp\left[ik\mu(\eta' - \eta) - \int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta''\right] \bar{S}(\eta') \alpha d\eta' + \\ & + \bar{e}_1 \int_0^\eta \exp\left[ik\mu(\eta' - \eta) - \int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta''\right] [i\mu(\alpha v_b - k\psi) + d\phi/d\eta'] d\eta', \end{aligned} \quad (6)$$

где $\bar{I}_0(\mu) \equiv \bar{I}(0, \mu)$ - начальное угловое распределение. Подстановка этого выражения в (4) дает следующее интегральное уравнение для векторной функции источников:

$$\bar{S}(\eta) = \bar{S}_0(\eta) + \int_0^\eta \bar{K}(\eta' - \eta) \exp\left(-\int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta''\right) \bar{S}(\eta') \alpha d\eta' + \bar{S}_*(\eta), \quad (7)$$

где

$$\bar{S}_0(\eta) = \frac{1}{2} \exp\left(-\int_0^\eta \alpha d\eta'\right) \int_{-1}^1 \bar{A}^T(\mu) \bar{I}_0(\mu) e^{-ik\mu\eta} d\mu, \quad (8)$$

$$\bar{S}_*(\eta) = \int_0^\eta \left\{ [\bar{L}(\eta' - \eta)(\alpha v_b - k\psi) + \bar{M}(\eta' - \eta)(d\phi/d\eta')] \bar{e}_1 \exp\left(-\int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta''\right) \right\} d\eta'. \quad (9)$$

Здесь ядерные матрицы определяются формулами

$$\bar{K}(\eta) = \int_0^1 \bar{A}^T(\mu) \bar{A}(\mu) \cos(k\mu\eta) d\mu, \quad (10)$$

$$\bar{L}(\eta) = -\int_0^1 \bar{A}^T(\mu) \mu \sin(k\mu\eta) d\mu, \quad \bar{M}(\eta) = \int_0^1 \bar{A}^T(\mu) \cos(k\mu\eta) d\mu,$$

причем мы использовали четность матричной функции $\bar{A}(\mu)$.

Найдем коэффициенты в разложении $\bar{I}(\eta, \mu)$ по полиномам Лежандра

$$\bar{I}(\eta, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (-i)^l \bar{I}_l(\eta) P_l(\mu). \quad (11)$$

Используя в формуле (6) разложение

$$e^{iz\mu} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{l\pi i/2} j_l(z) P_l(\mu). \quad (12)$$

где $j_l(z)$ и $P_l(\mu)$ - сферические функции Бесселя и полиномы Лежандра соответственно, получаем

$$\bar{I}_l(\eta) = \bar{I}_{0l}(\eta) + \int_0^\eta \bar{B}_l(k(\eta - \eta')) \bar{S}(\eta') \exp\left(-\int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta''\right) \alpha d\eta' + \bar{I}_{*l}(\eta), \quad (13)$$

где

$$\bar{B}_l(z) = \begin{pmatrix} j_l(z) & \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-\frac{3}{z} j_{l-1}(z) + \left(\frac{3}{2} \frac{(l+1)(l+2)}{z^2} - 1 \right) j_l(z) \right] \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \left[-\frac{3}{z} j_{l-1}(z) + \frac{3}{2} \frac{(l+1)(l+2)}{z^2} j_l(z) \right] \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\bar{I}_l(\eta) = \bar{e}_l \int_0^\eta \exp \left(-\int_{\eta'}^\eta \alpha d\eta'' \right) \{ [(l+1)j_l(z)/z - j_{l-1}(z)] (\alpha v_b - k\psi) + j_l(z) d\phi/d\eta' \} d\eta', \quad (15)$$

где $z = k(\eta - \eta')$. Если начальные возмущения изотропны, т.е. $\bar{I}_0(\mu) = \bar{I}_0$ в формуле (6), то

$$\bar{I}_{0l}(\eta) = \bar{I}_0 j_l(k\eta) \exp \left(-\int_0^\eta \alpha d\eta' \right). \quad (16)$$

Сферические функции Бесселя $j_l(z)$, входящие в формулу (14), рассчитывались по программе jlbess.for из пакета CMBFAST [1].

Для корреляционной функции

$$C(\vartheta) = \langle \Delta_T(\bar{n}_1) \Delta_T(\bar{n}_2) \rangle, \quad \cos \vartheta = \bar{n}_1 \cdot \bar{n}_2, \quad (17)$$

имеем следующее разложение по полиномам Лежандра $P_l(\mu)$:

$$C(\vartheta) = (1/4\pi) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) C_l P_l(\cos \vartheta). \quad (18)$$

Далее производится суммирование вкладов отдельных волн:

$$C_{\Pi} = (4\pi)^2 \int k^2 P(k) |I_l|^2 dk, \quad C_{PI} = (4\pi)^2 \int k^2 P(k) |Q_l|^2 dk, \quad (19)$$

где $P(k)$ - начальный спектр возмущений.

Для корреляционной функции можно получить выражение непосредственно через $\bar{I}(\eta, \mu)$. Из (11) для параметра Стокса I имеем

$$|I_l(\eta)|^2 = I_l(\eta) I_l^*(\eta) = (1/4) \int_{-1}^1 I(\eta, \mu') P_l(\mu') d\mu' \int_{-1}^1 I^*(\eta, \mu'') P_l(\mu'') d\mu''. \quad (20)$$

Подставляя это соотношение в (18) и учитывая, что

$$\sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\mu') P_l(\mu'') P_l(\mu) = \int_{a_-}^{a_+} \frac{\delta(x - \mu'') dx}{\sqrt{(x - a_-)(a_+ - x)}}, \quad (21)$$

где $\delta(x)$ - дельта-функция, $a_{\pm} = \mu\mu' \pm \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)}$, $\mu = \cos \vartheta$, получаем для не усредненной по волновым числам автокорреляционной функции в параметре Стокса I следующее выражение:

$$C_T(\vartheta) = (1/4\pi^2) \int_0^1 d\mu' \int_{a_-}^{a_+} \frac{\text{Re}[I(\eta, \mu') I^*(\eta, \mu'')] d\mu''}{\sqrt{(\mu'' - a_-)(a_+ - \mu'')}} \quad (22)$$

или (если учесть, что $I^*(\eta, \mu) = I(\eta, -\mu)$)

$$C_T(\vartheta) = (1/4\pi) \int_0^1 d\mu' \int_0^1 dx [\operatorname{Re} I(\eta, \mu') \operatorname{Re} I(\eta, \mu) + \operatorname{Im} I(\eta, \mu') \operatorname{Im} I(\eta, \mu)], \quad (23)$$

где $y = \mu\mu' - \sqrt{(1-\mu^2)(1-\mu'^2)} \cos(\pi x)$. Аналогичные формулы справедливы также для автокорреляционной функции $C_P(\vartheta)$ в параметре Стокса Q и для кросскорреляционной функции $C_{TP}(\vartheta)$.

Следует отметить, что для корреляционных функций можно получить интегральные выражения непосредственно через функцию источников. Для этого надо подставить в формулу (22) вместо I формальное решение (6). При этом интегралы по μ' и μ'' можно взять аналитически, и в итоге останутся лишь двукратные интегралы по времени от функции источников и других величин (скалярные потенциалы и скорость барионов) с некоторыми весовыми множителями.

3. *Метод решения основного уравнения.* Уравнение (7) для векторной функции источников должно решаться совместно с уравнениями для скалярных потенциалов ϕ и ψ и для скорости барионов v_b . Однако для иллюстрации метода рассмотрим идеализированный случай, когда угловые флуктуации фона обусловлены некоторыми начальными флуктуациями равновесного фонового излучения, т.е. векторная функция источников определяется уравнением (7) при $\bar{S}_0 = (0, 0)^T$, и в выражении (6) отбрасывается последнее слагаемое. Далее, будем считать, что начальные флуктуации поля излучения изотропны и не поляризованы, т.е. $\bar{I}_0(\mu) = (1, 0)^T$ в уравнениях (7) и (6). Тогда из уравнения (7) легко получаются следующие начальные условия: $\bar{S}_1 \equiv \bar{S}(0) = (1, 0)^T$, $\bar{b}_1 \equiv d\bar{S}(\eta)/d\eta|_{\eta=0} = (0, 0)^T$. Это позволяет построить простую процедуру численного нахождения векторной функции источников, основанную на ее аппроксимации квадратичным сплайном. Введем на промежутке от начального момента времени $\eta = \eta_1 = 0$ (при красном смещении $z = z_0$) до настоящего момента $\eta = \eta_N = \eta_0$ (при $z = 0$) некоторую сетку узлов $\{\eta_n\} (n = 1, \dots, N)$. Тогда, с учетом упомянутых выше начальных условий, можно получить следующее приближенное представление:

$$\bar{S}(\eta) = \sum_{n=1}^N \bar{\sigma}_{nn}(\eta) \bar{S}_n, \quad \eta_{n-1} \leq \eta \leq \eta_n, \quad 2 \leq n \leq N, \quad (24)$$

где $\bar{S}_n = \bar{S}(\eta_n)$, $\bar{\sigma}_{nn}(\eta) = \operatorname{diag}(\sigma_{nn}^{(I)}(\eta), \sigma_{nn}^{(O)}(\eta))$ - квадратичные полиномы, которые зависят от узлов сетки и определяются из условия непрерывности $\bar{S}(\eta)$ и ее производной в промежуточных узлах. Подстановка (24) в (7) дает следующее рекуррентное соотношение:

$$\bar{S}_n = (\hat{E} - \hat{\Lambda}_{nn})^{-1} \left[\bar{S}_{0n} + \sum_{n'=1}^{n-1} \hat{\Lambda}_{nn'} \bar{S}_{n'} \right], \quad (25)$$

где $\hat{E} = \text{diag}(1, 1)$,

$$\hat{\Lambda}_{nn'} = \sum_{l=l_0}^n \int_{\eta_{l-1}}^{\eta_l} \hat{K}(\eta - \eta_n) \bar{\sigma}_{n'l}(\eta) \exp\left[-\int_{\eta}^{\eta_n} \alpha(\eta') d\eta'\right] \alpha(\eta) d\eta, \quad l_0 = \max\{2, n'\}, \quad (26)$$

$\alpha(\eta) = \alpha(\eta) x_e(\eta) n_H(\eta) \sigma_e$. Доля электронов $x_e(\eta)$ по отношению к суммарной концентрации атомов и ионов водорода $n_H(\eta)$ рассчитывалась по программе `recfast.for` (Сигер и др., [3,4]) при заданных параметрах космологической модели.

В целях проверки точности численного метода решения проведено сравнение численных решений с аналитическими для случая $\alpha = \text{const}$, что соответствует неподвижной (не расширяющейся) среде с постоянной концентрацией электронов. В пределе малых волновых чисел получено согласие численных и аналитических результатов с относительной точностью $10^{-4}-10^{-5}$.

4. Результаты расчетов. Параметрами в задаче являются: равновесная температура микроволнового фона T_0 , постоянная Хаббла H_0 , отношение полной плотности к критической Ω_{total} , отношение плотности барионов к критической Ω_B , отношение плотности темной материи к критической Ω_{DM} , отношение плотности, обусловленной Λ -членом, к критической Ω_Λ в современную эпоху и содержание первичного гелия по массе Y . Тестовые расчеты проводились для Λ CDM -модели: $\Omega_{\text{total}} = 1$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m \equiv \Omega_{DM} + \Omega_B = 0.3$, $\Omega_B = 0.02$, 0.04 и 0.08 , $T_0 = 2.728$ К, $Y = 0.24$, $H_0 = 70$ (км/с)/Мпк. Спектр начальных возмущений считался плоским: $P(k) = 1$. Расчет начинался с красного смещения $z = 0$. В современную эпоху (при $z = 0$) ему соответствует

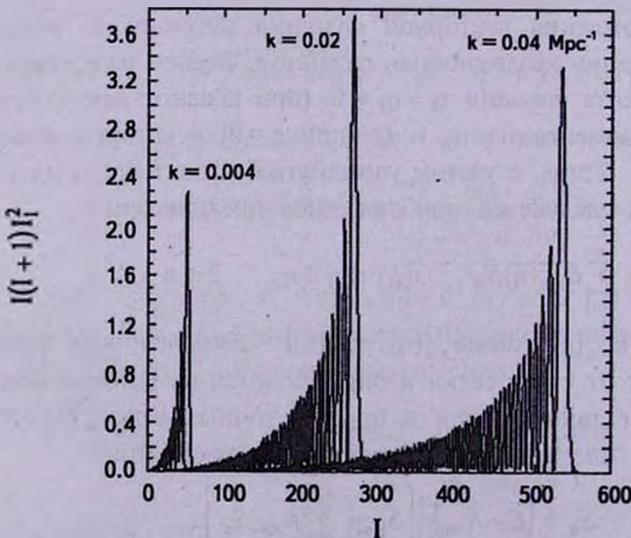


Рис.1. Вклады отдельных волн в спектр мощности для параметра Стокса l при $\Omega_B = 0.04$.

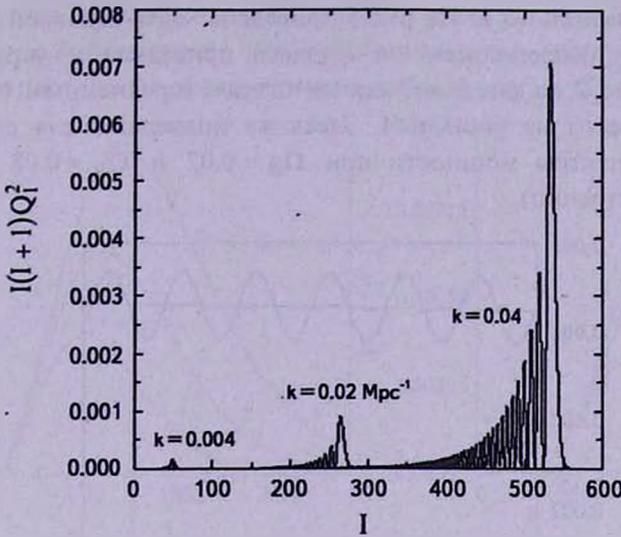


Рис.2. То же, что и на предыдущем рисунке, но для параметра Стокса Q .

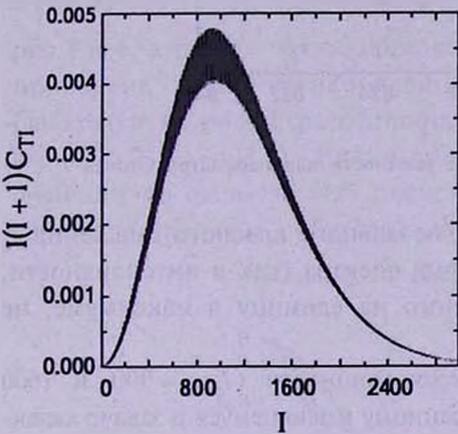


Рис.3. Спектр мощности для параметра Стокса I при $\Omega_B = 0.04$.

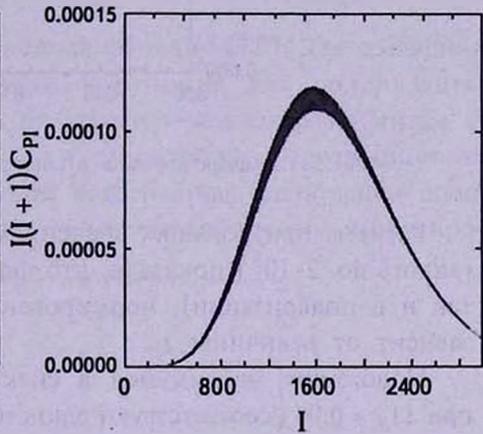


Рис.4. То же, что и на предыдущем рисунке, но для поляризации.

конформное время $\eta_0 = 1.385 \cdot 10^4$ Мпк и оптическое расстояние (по томсоновскому рассеянию) $\tau_0 = 1.175 \cdot 10^3$ при указанных выше параметрах космологической модели.

На рис.1 и 2 приведены результаты расчетов вкладов отдельных плоских волн (с разными волновыми числами) в спектр мощности угловых флуктуаций, а на рис.3 и 4 - сами спектры мощности. Шумовая дорожка на рис. 3 и 4 обусловлена недостаточно частой сеткой при интегрировании по волновому числу k . Численные эксперименты показывают, что ширина этой дорожки уменьшается с уменьшением

шага интегрирования по k . На рис.5 приведена часть шумовой дорожки с увеличенным разрешением по l (здесь приведена и усредненная кривая). Кривые 2 на рис.6 и 7 соответствуют усредненным (отфильтрованным) кривым на рис.3 и 4. Здесь же приведены для сравнения усредненные спектры мощности при $\Omega_B = 0.02$ и $\Omega_B = 0.08$ (кривые 1 и 3 соответственно).

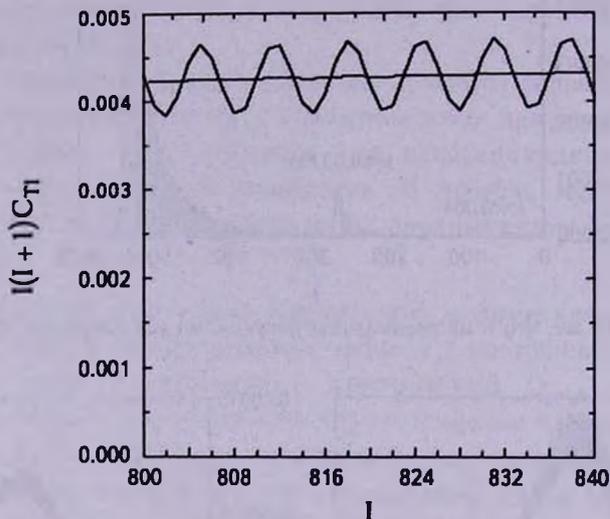


Рис.5. Шумовая дорожка в спектре мощности для параметра Стокса l .

Расчеты при больших значениях начального красного смещения z_0 (вплоть до $2 \cdot 10^5$) показали, что форма спектра (как в интенсивности, так и в поляризации), нормированного на единицу в максимуме, не зависит от величины z_0 .

Положения максимумов в спектрах мощности ($l_{max} \approx 900$ и 1600 при $\Omega_B = 0.04$) соответствуют единственному имеющемуся в задаче характерному масштабу - толщине "стенки" последнего рассеяния в эпоху рекомбинации водорода, когда происходит "отрыв" излучения от вещества. При этом анизотропия поляризации возникает в более тонком слое (на меньшем масштабе), чем анизотропия температуры. Толщину "стенки" последнего рассеяния можно оценить по ширине функции видимости (visibility function) $e^{-\tau(\eta)} \alpha(\eta)$, где $\tau(\eta) = \int_{\eta}^{\eta_0} \alpha(\eta') d\eta'$ - оптическое расстояние (по электронному рассеянию) от момента η до момента η_0 ($z=0$). При $\Omega_B = 0.04$ эта функция имеет максимум на $\eta_r \approx 230$ Мпк и ширину $\Delta\eta \approx 15 - 25$ Мпк, что дает характерный угловой масштаб $\vartheta \approx \Delta\eta / (\eta_0 - \eta_r) \approx (1.1 - 1.8) \cdot 10^{-3}$ rad. С увеличением Ω_B , т.е. с увеличением плотности, рекомбинация идет быстрее, толщина "стенки" последнего рассеяния уменьшается и максимумы в спектрах мощности

сдвигаются в сторону меньших масштабов (см. рис.6 и 7).

На рис.8 приведены автокорреляционные функции (ТТ и РР), рассчитанные по не усредненным коэффициентам C_l , приведенным на

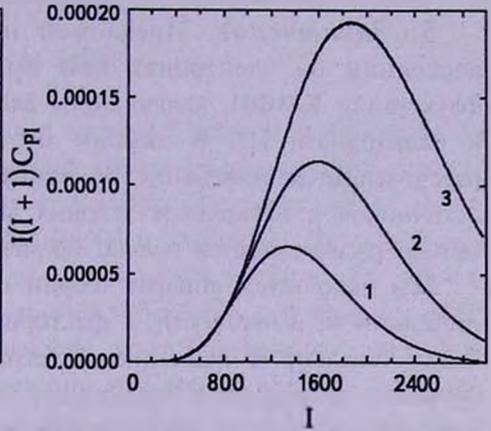
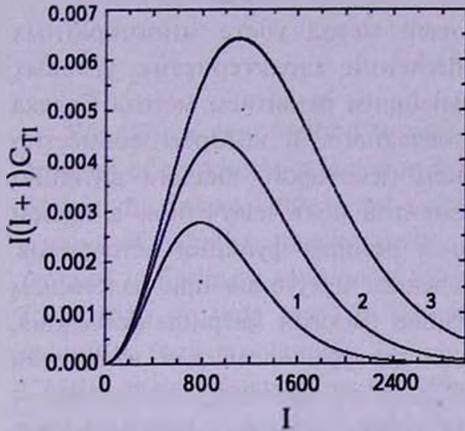


Рис.6. Усредненные спектры мощности для параметра Стокса / при $\Omega_B = 0.02, 0.04$ и 0.08 (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

Рис.7. То же, что и на предыдущем рисунке, но для поляризации.

рис.3 и 4, а также - кросскорреляционная функция (ТР). Для сравнения приведена также автокорреляционная функция для поляризации (звездочки на рис.8), рассчитанная по усредненным коэффициентам C_l (кривая 2 на рис.7). Видно, что при вычислении корреляционной функции по формуле (18) происходит естественная фильтрация шума в коэффициентах C_l , обусловленного недостаточно точным интегриро-

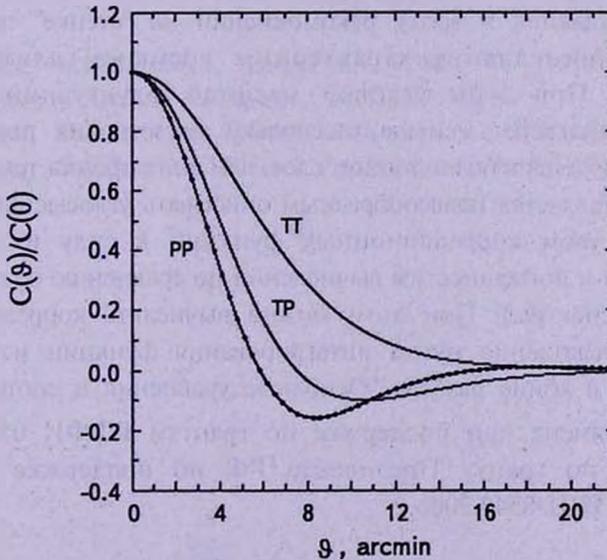


Рис.8. Корреляционные функции при $\Omega_B = 0.04$.

ванием по волновым числам, что является иллюстрацией меньшей чувствительности корреляционных функций к погрешностям вычислений по сравнению со спектрами мощности.

5. *Заключение.* Предложен новый метод учета многократных рассеяний на электронах при вычислении характеристик угловых флуктуаций КМФИ, являющийся дальнейшим развитием метода Селяка и Залдарриаги [1]. В отличие от последнего, в котором совместно рассчитывается изменение со временем некоторого аналога функции источников и нескольких угловых моментов поля излучения, в нашем методе рассчитывается только временная история функции источников.

Мы используем аппарат теории переноса излучения при рэлеевском рассеянии и, в частности, - факторизацию фазовой матрицы рассеяния. Задача сведена к решению интегрального уравнения для векторной функции источников (зависящей только от времени) совместно с дифференциальными уравнениями для других величин, фигурирующих в задаче (скалярные потенциалы, скорость барионов и т.д.). Величины, определяющие угловые флуктуации КМФИ (в интенсивности и в поляризации), вычисляются затем интегрированием векторной функции источников вдоль луча зрения.

В качестве иллюстрации рассчитаны корреляционные функции и спектры мощности, порождаемые начальными гауссовыми возмущениями КМФИ с плоским спектром. Найдено, что при $\Omega_B = 0.04$ характерный масштаб флуктуаций температуры составляет около 6-и угловых минут и степени поляризации - около 3-х угловых минут (см. рис.8). Эти угловые масштабы порождаются в эпоху рекомбинации на "стенке" последнего рассеяния и определяются характерным временем длительности рекомбинации. При этом угловой масштаб флуктуаций степени поляризации оказывается меньше, поскольку анизотропия поляризации излучения формируется в более тонком слое, чем анизотропия температуры.

Далее, представляется целесообразным описывать угловые флуктуации КМФИ посредством корреляционных функций в силу их меньшей чувствительности к погрешностям вычислений по сравнению со спектрами мощности (C_l -спектры). При этом можно вычислять корреляционные функции непосредственно путем интегрирования функции источников, как это указано в конце раздела "Основные уравнения и соотношения".

Работа выполнена при поддержке по грантам РФФИ 05-02-16658 и 06-02-17096, по гранту Президента РФ по поддержке Ведущих научных школ НШ-8542.2006.2.

ANGULAR FLUCTUATIONS OF COSMIC
MICROWAVE BACKGROUND BORNED BY INITIAL
DISTURBANCES OF RADIATION TEMPERATURE

S.I.GRACHEV

We offer a new method to take into account Thomson scattering in the problem of computing correlation functions, describing angular fluctuations of cosmic microwave background radiation (CMBR). We make use of an apparatus of radiative transfer theory for Rayleigh scattering. The problem is reduced to finding a solution of integral equation for a vector source function (depending on time only) in common with differential equations for other quantities (scalar potentials, barion velocity etc.). The quantities describing CMBR angular fluctuations (in temperature and polarization) are calculated then by means of a line of sight integration of vector source function. As an illustration we calculate angular fluctuations generated by some initial gaussian disturbances of CMBR.

Key words: *cosmology:early Universe:cosmic microwave background radiation (CMBR)*

ЛИТЕРАТУРА

1. *U.Seljak, M.Zaldarriaga, Astrophys. J., 469, 437, 1996.*
2. *V.V.Ivanov, Astron. Astrophys., 303, 609, 1995.*
3. *S.Seager, D.D.Sasselov, D.Scott, Astrophys. J., 523, L1, 1999.*
4. *S.Seager, D.D.Sasselov, D.Scott, Astrophys. J. Suppl. Ser., 128, 407, 2000.*