

УДК: 524.82

АНИЗОТРОПИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
КАК ТЕСТ НА НЕРАВНОВЕСНУЮ ИОНИЗАЦИЮ
ДОГАЛАКТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ, А. Г. ПОЛНАРЕВ

Поступила 20 мая 1986

Принята к печати 2 марта 1987

Рассмотрено возникновение мелкомасштабной анизотропии и поляризации в модели нестационарной ионизации догалактической плазмы. Показано, что отношение степени поляризации к степени анизотропии мало чувствительно к конкретному режиму ионизации и составляет 7—8%. Однако характерный корреляционный угол в распределении анизотропии и поляризации реликтового излучения на небесной сфере существенным образом зависит от параметров неравновесной ионизации.

1. *Введение.* Поиск мелкомасштабной анизотропии реликтового электромагнитного излучения (РИ) — одна из наиболее актуальных задач наблюдательной космологии. Пока имеются лишь верхние ограничения на анизотропию РИ, но даже эти ограничения позволяют получить ценную информацию об эпохе, предшествовавшей стадии образования наблюдаемой крупномасштабной структуры во Вселенной [1]. Обнаружение мелкомасштабной анизотропии РИ сыграло бы важную роль для уточнения современных представлений о динамике рекомбинации догалактического водорода [2—6].

Имеющиеся верхние ограничения уровня анизотропии РИ вступают в противоречия с целым рядом возможных сценариев образования галактик и их скоплений [7—10]. Эти противоречия следует трактовать либо как аргумент против конкретной теории происхождения крупномасштабной структуры во Вселенной, либо как указание на необходимость пересмотра общепринятых представлений о динамике просветления догалактической плазмы для РИ. Вот почему в литературе активно обсуждаются альтернативные модели рекомбинации водорода, в основе которых лежит гипотеза о вторичном разогреве плазмы [11—13], или, что представляется нам наиболее обещающим, концепция неравновесной ионизации водорода [6—14].

Неравновесная ионизация водорода может быть обусловлена целым рядом причин. В качестве «ионизатора» могут выступать взрывы первич-

ных звезд [13], активность молодых галактик [11], распады нестабильных гипотетических частиц [6] (например, массивных нейтрино [15]), испарение первичных черных дыр [16] и т. д. При достаточно мощном ионизаторе рекомбинация водорода может затянуться до красных смещений $z \ll 10^3$ и даже вообще отсутствовать [6].

Учет этого обстоятельства приводит к понижению предсказываемого теорией уровня мелкомасштабной анизотропии РИ для всех моделей образования структуры во Вселенной, устраняя отмеченные выше противоречия с наблюдениями РИ [10, 14].

В последнее время стало ясно, что важным дополнительным источником информации о динамике рекомбинации водорода и режима неравновесной ионизации плазмы являются данные о поляризации РИ [17].

Генерация поляризации происходит за счет рассеяния анизотропного излучения на свободных электронах плазмы [18] в процессе ее просветления для РИ.

Важно подчеркнуть, что чувствительность современных поляризационных измерений уже вплотную приблизилась к чувствительности измерения анизотропии РИ [19]. Поэтому анализ поляризации РИ является важным наблюдательным тестом для выяснения ионизационной истории догалактического водорода.

Материал статьи распределен следующим образом. В разделе 2 приводятся основные соотношения, описывающие динамику рекомбинации и неравновесной ионизации водорода. Затем, в разделе 3 дается сводка основных параметров адиабатических возмущений метрики, являющихся генератором анизотропии и поляризации РИ. В 4 приводятся исходные уравнения, описывающие отклик РИ на неоднородности гравитационного поля. Раздел 5 посвящен анализу квазистационарного режима генерации анизотропии и поляризации излучения, возникающего при малых скоростях изменения оптической толщи плазмы. В 6 рассчитывается анизотропия и поляризация РИ в период просветления плазмы для разных ионизационных режимов поведения водорода. В разделе 7 мы обсуждаем наблюдательные следствия неравновесной ионизации догалактического водорода в рамках конкретных моделей образования крупномасштабной структуры во Вселенной.

2. Основные режимы рекомбинации и неравновесной ионизации догалактического водорода. При расчете анизотропии и поляризации РИ в поле адиабатических возмущений метрики, динамику просветления догалактической плазмы для РИ можно описать функцией

$$f(\eta) = -\tau'(\eta) \exp[-\tau(\eta)], \quad (1)$$

где $\eta = \int \frac{dt}{a}$ — конформное время, a — масштабный фактор, $\tau(\eta)$ —

оптическая толщина плазмы по томсоновскому рассеянию, которая набирается от момента η и до настоящего времени η_* . Здесь и далее штрих означает производную по η , а скорость света принята равной единице.

Из определения оптической толщи следует, что величина $q \equiv -\tau'(\eta)$ пропорциональна плотности свободных электронов.

Вблизи момента просветления η_* функцию $f(\eta)$ с большой точностью можно аппроксимировать гауссовской кривой с параметрами η_* и Δ_* :

$$f(\eta) = q_* \exp \left[-\tau_* - \frac{(\eta - \eta_*)^2}{2\Delta_*^2} \right]. \quad (2)$$

В стандартной модели рекомбинации водорода моменту η_* соответствует красное смещение $z = 10^3$, а $\Delta_* = 0.03 \eta_*$. В моделях с неравновесной ионизацией водорода вопрос о соотношении между Δ_* и η_* должен решаться с учетом конкретных свойств источников ионизации, обуславливающих темп изменения оптической толщи плазмы τ во времени. Несмотря на многообразие механизмов неравновесной ионизации догалактического водорода (распады черных дыр или нестабильных лептонов, взрывы первичных звезд и т. д.) все варианты изменения оптической толщи плазмы во времени, а, следовательно, функций $f(\eta)$ и $q(\eta)$, можно свести к двум основным режимам: „слабой“ и „сильной“ ионизации водорода.

В режиме слабой ионизации инжекция в плазму высокоэнергичных квантов или электронов от источников не приводит к существенному изменению момента просветления $\eta_* = \eta_*^{(0)}$ (где $\eta_*^{(0)}$ соответствует моменту просветления плазмы в стандартной модели рекомбинации водорода), но сопровождается увеличением полуширины просветления Δ_* , вплоть до $\Delta_* - \eta_*$. Такой режим характерен для ситуаций, когда источник ионизации имеет период полураспада $\tau_i \sim \eta_*$ и обеспечивает скорость ионизации атомов водорода $\Lambda_i \simeq 10^{-10} + 10^{-12}$ частиц/с [6].

В режиме сильной ионизации происходит не только увеличение Δ_* , но и сам момент просветления плазмы η_* смещается в область красных смещений $z \ll 10^3$. При скорости ионизации $\Lambda_i \simeq 10^{-10} - 10^{-12}$ частиц/с этот режим устанавливается при $\tau_i \gg \eta_*$.

3. Основные характеристики адиабатических возмущений в период просветления плазмы для РИ. В эпоху генерации анизотропии и поляризации РИ во Вселенной присутствуют ионизованный водород и гелий, безмассовые нейтрино и реликтовые гравитирующие частицы — носители «скрытой массы» скоплений и сверхскоплений галактик. Это могут быть аксионы, гравитино, нестабильные нейтрино и другие гипотетические части-

цы, существование которых предсказывается современными теориями «Великого объединения» фундаментальных взаимодействий [20].

До момента отделения плазмы от излучения перечисленные выше формы материи образуют двухжидкостную смесь, состоящую из ультрарелятивистского компонента с уравнением состояния $P_r = \epsilon_r/3$ и «пылевидного» (нерелятивистского компонента) с уравнением состояния $P = 0$. В этой модели изменение масштабного фактора во времени дается известным выражением [21]:

$$a(\eta) = a_0 \eta (\eta + \eta_0), \quad (3)$$

где $\eta_0 = 2/(\sqrt{2} - 1) \cdot \eta_{eq}$, η_{eq} — момент равенства плотностей релятивистского и нерелятивистского компонентов.

В соответствии с предсказаниями современных инфляционных сценариев эволюции Вселенной (см. обзор [22]), далее мы будем рассматривать модели с плоским сопутствующим пространством, полагая тем самым сегодняшнюю безразмерную плотность материи $\Omega = \rho_{\text{tot}}/\rho_{cr}$ равной 1.

Представим относительные возмущения плотности материи $\delta(\eta, \bar{x})$ и связанные с ними адиабатические возмущения метрики $h_{\bar{\mu}\bar{\nu}}^{\mu\nu}(\eta, \bar{x})$ в виде интегралов Фурье.

Каждая из фурье-компонентов контраста плотности реликтовых гравитирующих частиц изменяется во времени следующим образом [23]:

$$\delta_R(\eta) = \frac{A_{\bar{k}}}{120} \left(1 + 6 \frac{\eta^2}{\eta_0^2} + 6 \frac{\eta}{\eta_0} \right) \dot{k}^2 \eta_0. \quad (4)$$

Здесь $A_{\bar{k}}$ — случайная амплитуда возмущений метрики, распределенная по нормальному закону и удовлетворяющая следующему условию:

$$\langle A_{\bar{k}} A_{\bar{k}'}^* \rangle = g_0(k) P(k) \delta(\bar{k} - \bar{k}'), \quad (5)$$

где $g_0(k)$ — начальный спектр возмущений метрики; $P(k)$ — передаточная функция, связывающая между собой начальный спектр $g_0(k)$ и спектр $\Phi(k) = g_0(k) P(k)$ в любой момент времени $\eta \gg \eta_{eq}$; $\delta(\bar{k})$ — дельта-функция Дирака, $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по статистическому ансамблю флуктуаций.

Вид передаточной функции $P(k)$ определяется характером поведения адиабатических возмущений метрики как до, так и после момента просветления плазмы для РИ и зависит от типа носителей «скрытой массы» во Вселенной [7, 9].

4. Адиабатические возмущения метрики как генератор анизотропии и поляризации реликтового излучения. Поляризацию и анизотропию РИ в слабо неоднородной среде удобно описывать в терминах флуктуаций температуры $\Delta_A = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_A$; $\Delta_P = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_P$, которые соответствуют отклонениям равновесной функции распределения квантов от изотропного (индекс A) и неполяризованного (индекс P) состояний [9].

В линейном по амплитуде возмущений приближении фурье-компоненты величин Δ_A и Δ_P описываются системой уравнений [9]:

$$\Delta'_{A\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{A\bar{k}} = -\frac{1}{2} h_{\alpha\bar{k}}^{\beta} L^{\alpha} L_{\beta} + q \left\{ \Delta_{A\bar{k}}^{(0)} + \frac{1}{2} P_2(\mu) [\Delta_{A\bar{k}}^{(2)} + \Delta_{P\bar{k}}^{(2)} - \Delta_{P\bar{k}}^{(0)}] + \mu v_{\bar{k}}^{\alpha} L_{\alpha} \right\}, \quad (6)$$

$$\Delta'_{P\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{P\bar{k}} = \frac{1}{2} q [1 - P_2(\mu)] [\Delta_{P\bar{k}}^{(0)} - \Delta_{A\bar{k}}^{(2)} - \Delta_{P\bar{k}}^{(2)}], \quad (7)$$

где L^{α} — единичный вектор вдоль луча зрения, $v_{\bar{k}}^{\alpha}$ — фурье-компоненты пекулярной скорости электронов, $\mu = \frac{(\bar{k}\bar{L})}{k}$, $P_L(\mu)$ — полином Лежандра, верхний индекс обозначает соответствующий компонент разложения $\Delta_{A\bar{k}}$ и $\Delta_{P\bar{k}}$ в ряд по полиномам Лежандра.

Ранее отмечалось (см., например, [25]), что основной вклад в мелко-масштабную анизотропию РИ дает эффект гравитационного смещения частоты квантов (т. е. эффект Сакса—Вольфа) с учетом рассеяния квантов на свободных электронах. В уравнении (6) этому процессу соответствует первое слагаемое в правой части. Пренебрегая остальными членами и учитывая связь между $h_{\alpha\bar{k}}^{\beta}$ и $\delta_{\bar{k}}^{\alpha}$, $h_{\alpha\bar{k}}^{\beta} L^{\alpha} L_{\beta} = -2\delta_{\bar{k}}^{\alpha} \mu^{\alpha}$, уравнение (6) приводим к следующему виду:

$$\Delta'_{A\bar{k}} + (i\mu k + q) \Delta_{A\bar{k}} = \frac{A_{\bar{k}}}{20} k^2 \mu^2 \eta_0 \left(1 + 2 \frac{\eta}{\eta_0} \right). \quad (8)$$

5. Квазистационарная генерация анизотропии и поляризации РИ. Прежде чем приступить к анализу системы уравнений (7), (8), с учетом немгновенности периода просветления плазмы для излучения, остановимся на обсуждении квазистационарного режима генерации анизотропии и поляризации РИ [26], когда

$$\Delta'/\Delta \ll |ik\mu + q|.$$

В этом приближении задача о расчете Δ_P и Δ_A допускает точное решение,

отражающее основные закономерности более общего режима немгновенного просветления плазмы:

$$\Delta_{A\bar{k}} = \frac{A_{\bar{k}} (1 + 2\tau_1/\tau_0)}{20 (ik\mu + q)} k^2 \mu^2 \tau_0, \quad (9)$$

$$\Delta_{P\bar{k}} = \frac{3 (1 - \mu^2) q \Delta_{A\bar{k}}^{(2)}}{4 (ik\mu + q)} \left\{ 1 - \frac{9}{8} \frac{q^2}{k^2} \varphi(x) \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $\varphi(x) = \frac{x^2 + 2}{x} \arctg x + \frac{1}{x^2} \left(\frac{\arctg x}{x} - 1 \right) - \frac{5}{3}$; $x = k/q$.

Для описания распределения анизотропии и поляризации РИ на небесной сфере нам потребуются корреляционные функции

$$\begin{pmatrix} C_A(\alpha) \\ C_P(\alpha) \end{pmatrix} = \left\langle \begin{pmatrix} \Delta_A(\bar{L}_1) \Delta_A^*(\bar{L}_2) \\ \Delta_P(\bar{L}_1) \Delta_P^*(\bar{L}_2) \end{pmatrix} \right\rangle \quad (11)$$

и дисперсии $C_A(0) = C_A(\alpha=0)$; $C_P(0) = C_P(\alpha=0)$, где $\alpha = \arccos \bar{L}_1 \bar{L}_2$, а $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по статансамблю флуктуаций. Кроме того, следуя [9], мы введем относительную степень поляризации РИ, определив ее как

$$\Pi^2 = C_P(0)/C_A(0). \quad (12)$$

Чтобы не усложнять анализ Π в квазистационарном режиме генерации поляризации громоздкой процедурой интегрирования по спектру $g_0(k)$, ниже мы рассмотрим простую модель, когда

$$g_0(k) = b_0^2 \delta(k - k_0). \quad (13)$$

Важной особенностью этой модели является независимость Π от вида передаточной функции $P(k, \eta)$ и амплитуды спектра, что приводит к автономной зависимости относительной степени поляризации от времени и k_0 :

$$\Pi(x_0) = \frac{3}{8} \frac{\varphi_1(x_0)}{x_0^2 \left[1 - \frac{9}{8} \varphi(x_0)/x_0^2 \right]}, \quad (14)$$

где $x_0 = k_0/q(\eta)$, $\varphi_1(x) = \left[\frac{\arctg x}{x} \left(1 + \frac{3}{x^2} \right) - \frac{3}{x^3} \right] \left[\frac{1}{3} + \frac{2}{x^2} \left(\frac{\arctg x}{x} - 1 \right) \right]^{-1/2}$.

На рис. 1 показано поведение функции $\Pi(x_0)$ в зависимости от параметра x_0 . Как видно из этого рисунка, максимум $\Pi(x_0)$ достигается при $x_0 = 0$ и составляет $\Pi_{\max} = 0.41$. В диапазоне $x_0 \ll 3$ функция $\Pi(x_0)$ может быть аппроксимирована следующим простым выражением:

$$\Pi(x_0) \simeq \frac{0.41}{1 + 0.55 x_0^{3/2}}, \quad (15)$$

обладающим погрешностью по отношению к (14) не выше 8%.

По мере приближения системы к моменту просветления, распределение $\Pi(x_0)$ будет все более отклоняться от квазистационарного режима, поскольку при $\eta \sim \eta_*$ уже нельзя пренебрегать производными от Δ_R и Δ_A . В этом случае мы приходим к задаче о расчете Π в модели немгновенного просветления плазмы для РИ, обсуждению которой посвящены следующие разделы работы.

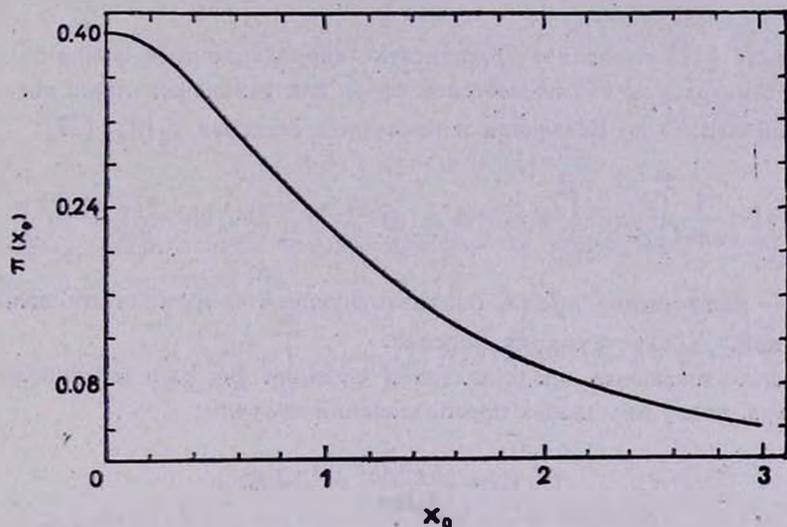


Рис. 1. Отношение поляризации к анизотропии в квазистационарном решении при δ -образном спектре КГВ. $x_0 = k/q$.

6. *Анизотропия и поляризация РИ в период просветления плазмы.* Рассмотрим вопрос о величине анизотропии и поляризации РИ, порождаемых начальными адиабатическими возмущениями метрики в эпоху просветления водородной плазмы для РИ. В отличие от обсуждавшегося в разделе 5 квазистационарного режима, учет скорости изменения Δ_{Rk} и Δ_{Ak} по мере убывания оптической толщи позволяет нам проследить зависимость корреляционных характеристик $C_A(\alpha)$ и $C_R(\alpha)$ от ионизационного режима просветления водородной плазмы. Для решения этой задачи обратимся к анализу системы (7), (8) и представим Δ_{Ak} в следующей интегральной форме:

$$\Delta_{A\bar{k}}(\eta) = \frac{A_{\bar{k}}}{20} k^2 \mu^2 \eta_0 e^{-ik\mu\eta + \tau(\eta)} I_{\bar{k}}(\mu, \eta); \quad (16)$$

$$\text{где } I_{\bar{k}} = \int_0^{\eta} d\eta' \left(1 + 2 \frac{\eta'}{\eta_0}\right) e^{ik\mu\eta' - \tau(\eta')}.$$

$I_{\bar{k}}$ вычисляется методом перевала, что дает:

$$\Delta_{A\bar{k}}(\eta_n, \mu) = \frac{A_{\bar{k}}}{10} \sqrt{2\pi} q_* \Delta_* \exp \left[-ik\mu(\eta_n - \eta_*) - \tau_* - \frac{k^2 \Delta_*^2 \mu^2}{2} \right] \left[(1 + \eta_0/2\eta_*) ik\mu\eta_* - k^2 \Delta_*^2 \mu^2 - 1 \right]. \quad (17)$$

Выражение (17) позволяет рассчитать корреляционную функцию флуктуаций температуры РИ на небесной сфере для различных типов носителей «скрытой массы» во Вселенной и начальных спектров $g_0(k)$ [27]:

$$C_A(a) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} dk k^2 \int_{-1}^1 d\mu < |\Delta_{A\bar{k}}(\mu)|^2 > J_0 \left(2k\eta_n \sin \frac{a}{2} \sqrt{1-\mu^2} \right), \quad (18)$$

где η_n — конформное время, соответствующее современному возрасту Вселенной, $J_0(x)$ — функция Бесселя.

Воспользовавшись представлением функции Бесселя через полиномы Лежандра, после несложных преобразований получим:

$$C_A(a) = \frac{(q_* \Delta_*)^2}{100\pi} e^{-2\tau_*} \widehat{L} J_0, \quad (19)$$

где оператор $\widehat{L} = 1 + (\eta_*^2 + 2\Delta_*^2) \frac{d}{d(\Delta_*^2)} + \Delta_*^4 \frac{d^2}{d(\Delta_*^2)^2}$

$$J_0(a) = \sum_{L=2}^{\infty} (2L+1) P_L(\cos a) \times \\ \times \int_0^1 d\mu \int_0^{\infty} dk k^2 g_0(k) P(k) \frac{J_{2L+1}(2k\eta_n \sqrt{1-\mu^2})}{2k\eta_n \sqrt{1-\mu^2}} e^{-k^2 \Delta_*^2 \mu^2}. \quad (20)$$

Рассмотрим теперь вопрос о корреляционных характеристиках поляризации РИ. Для этого перейдем в уравнении (7) от $\Delta_{\rho\bar{k}}$ к

$$\Phi_{\rho\bar{k}} = \frac{4}{3} (1-\mu^2)^{-1} \Delta_{r\bar{k}},$$

тогда

$$\Phi'_{P\bar{k}} + (ik\mu + q) \Phi_{P\bar{k}} = \frac{9}{16} q \int_{-1}^1 d\mu (1 - \mu^2)^2 \Phi_{P\bar{k}}(\mu) - q \Delta_{A\bar{k}}^{(2)}. \quad (21)$$

Воспользовавшись приближенным методом, подробно изложенным в [26] для случая гравитационных волн, окончательно получим:

$$\Delta_{P\bar{k}}(\eta_n) = \frac{3}{320} (1 - \mu^2) A_{\bar{k}} k^2 \eta_0 e^{-ik\mu\eta_n} \int_0^{\eta_n} d\eta' q(\eta') e^{ik\mu\eta' - \frac{3}{5}\tau(\eta')} \int_0^{\eta'} d\eta'' (1 + 2\eta''/\eta_0) e^{-\frac{3}{5}\tau(\eta'')} F_{\bar{k}}(\eta'' - \eta'), \quad (22)$$

где

$$F_{\bar{k}}(x) = \int_{-1}^1 d\mu \mu (3\mu^2 - 1) e^{ik\mu x}.$$

Выражение (22) является основой для расчета корреляционной функции и дисперсии поляризации РИ:

$$C_P(0) = \left(\frac{3}{640\pi}\right)^2 \eta_0^2 \int_0^\infty dk k^6 g_0(k) P(k) \int_{-1}^1 d\mu (1 - \mu^2)^2 |\xi_{\bar{k}}(\mu)|^2, \quad (23)$$

где

$$\xi_{\bar{k}}(\mu) = \int_0^{\eta_n} d\eta' q(\eta') e^{ik\mu(\eta' - \eta_n) - \frac{3}{5}\tau(\eta')} \int_0^{\eta'} d\eta'' (1 + 2\eta''/\eta_0) e^{-\frac{3}{5}\tau(\eta'')} F_{\bar{k}}(\eta'' - \eta').$$

Ниже, для иллюстрации изложенного метода расчета анизотропии и поляризации РИ, рассмотрим ряд конкретных режимов поведения оптической толщи в рамках модели стабильных массивных гравитирующих частиц — носителей «скрытой массы» во Вселенной.

7. *Анизотропия и поляризация РИ в модели стабильных массивных частиц.* В этом разделе мы остановимся на обсуждении уровней анизотропии и поляризации РИ, считая, что носителями «скрытой массы» во Вселенной являются стабильные частицы (аксионы, гравитино, и т. п.), а источники неравновесной ионизации не дают существенного вклада в плотность Вселенной в эпоху просветления. В рамках этой модели мы рассмотрим два типа начальных спектров: „плоский спектр“ — $g_0(k) = b^3 k^{-3}$, предсказываемый современными теориями раздувающейся Вселенной

[8, 22] и „предельный спектр“ $g_0(k) = b_0^2 \delta(k - k_0)$, содержащий выделенный масштаб k_0 .

Отметим, что вопрос об уровне анизотропии РИ в моделях с массивными реликтовыми частицами (при стандартном темпе рекомбинации водорода) исследовался ранее аналитически и численно в работах [5, 9, 25, 28, 29], а уровень поляризации РИ рассчитан в [9]. Эти данные мы будем использовать в качестве эталона для проверки развитого выше метода расчета поляризации РИ при неравновесной ионизации догалактической плазмы.

Для «плоского» спектра начальных возмущений метрики и передаточной функции из [9] получаем, что дисперсия анизотропии РИ (при стандартном темпе рекомбинации водорода) составляет $C_A^{1/2}(0) \simeq 2.9 \cdot 10^{-5}$, в полном соответствии с результатами работы [9].

Рассмотрим, как изменится величина $C_A(0)$ при увеличении полуширины периода просветления плазмы для излучения в режиме слабой ионизации догалактического водорода. В этом режиме уровень анизотропии РИ должен автоматически понизиться, приближаясь (по мере стремления Δ_* к τ_*) к уровню крупномасштабных флуктуаций температуры РИ, обусловленных эффектом Сакса—Вольфа в период $\tau \ll 1$.

Действительно, при тех же параметрах передаточной функции $P(k)$, что и в модели стандартной рекомбинации, увеличение полуширины зоны просветления до $\Delta_* = 10 \cdot \Delta_*^{(0)}$ приводит к понижению дисперсии $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_A$ до $C_A^{1/2}(0) = 1.3 \cdot 10^{-5}$ при плоском спектре $g_0(k)$.

Рассмотрим теперь, как зависит уровень поляризации РИ от ионизационного режима просветления догалактического водорода. Для этого мы численно рассчитаем $C_P(0)$ при стандартном темпе просветления плазмы и плоском спектре начальных возмущений метрики: $C_P^{1/2}(0) \simeq 2.1 \cdot 10^{-6}$, что соответствует относительной степени поляризации РИ $\Pi^{(0)} = 7.5 \times 10^{-2}$. Этот результат находится в хорошем соответствии с данными работы [9]. Как показывают данные численных расчетов, по мере увеличения полуширины немгновенности просветления Δ_* происходит небольшое понижение относительной степени поляризации. Так, в режиме слабой ионизации при $\Delta_* = 10 \Delta_*^{(0)}$ дисперсия поляризации составляет $C_P^{1/2}(0) \simeq 8.9 \cdot 10^{-7}$, а $\Pi \simeq 6.9 \cdot 10^{-2}$.

Несмотря на сравнительно слабое изменение отношения уровня поляризации к уровню анизотропии РИ, увеличение Δ_* перестраивает характер распределения $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$ на небесной сфере. При стандартном

темпе рекомбинации водорода угловое распределение анизотропии и поляризации РИ характеризуется функциями $C_A(\alpha)$ и $C_P(\alpha)$, обладающими корреляционным масштабом $\alpha_c^{(0)} = 8.8$ угл. мин. [9]. В моделях с неравновесной ионизацией водорода, когда $\Delta_* \gg \Delta_*^{(0)}$, корреляционный угол $\alpha_c \sim \alpha_c^{(0)} \sqrt{\frac{\Delta_*}{\Delta_*^{(0)}}} \gg \alpha_c^{(0)}$. Следовательно, при $\alpha \ll \alpha_c$ $C_A(\alpha)$ и $C_P(\alpha)$ могут быть с достаточной точностью представлены в виде первых членов ряда Тейлора:

$$\begin{cases} C_A(\alpha) \\ C_P(\alpha) \end{cases} = \begin{cases} C_A(0) \\ C_P(0) \end{cases} + \frac{1}{2} \begin{cases} C_A''(0) \\ C_P''(0) \end{cases} \alpha^2 + \frac{1}{24} \begin{cases} C_A^{(IV)}(0) \\ C_P^{(IV)}(0) \end{cases} \alpha^4. \quad (24)$$

Для характеристики уровней анизотропии и поляризации РИ в угловом масштабе α , следуя [30], введем определение $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{A,P}(\alpha)$:

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{A,P}(\alpha) = \left\{ \frac{3}{2} C_{A,P}(0) - 2C_{A,P}(\alpha) + \frac{1}{2} C_{A,P}(2\alpha) \right\}^{1/2} \quad (25)$$

и подставим в (25) разложение (24). В результате приходим к выводу о том, что относительная степень поляризации РИ в диапазоне $\alpha \ll \alpha_c$ не зависит от угла α и равна

$$\Pi(\alpha) = [C_P^{(IV)}(0)/C_A^{(IV)}(0)]^{1/2} \simeq \Pi(0). \quad (26)$$

В то же время абсолютная величина поляризации РИ уменьшается по мере роста α_c :

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_P(\alpha) = \frac{1}{2} |C_P^{(IV)}(0)|^{1/2} \alpha^2 \propto \left(\frac{\alpha}{\alpha_c}\right)^2. \quad (27)$$

В заключение этого раздела кратко остановимся на обсуждении зависимости относительной степени поляризации РИ от вида начального спектра возмущений метрики $g_0(k)$. Для иллюстрации этой зависимости рассмотрим отклик поляризации на „предельный“ спектр $g_0(k) = b_0^2(k-k_0)$, где масштаб k_0 характеризует область основного энергосодержания адиабатических возмущений метрики. На рис. 2 приведено распределение $\Pi(k_0\Delta_*)$ в зависимости от параметра $k_0\Delta_*$ при стандартном темпе рекомбинации водорода $\Delta_*^{(0)} = 0.03\eta_*^{(0)}$ (кривая 1) и слабой ионизации плазмы при $\Delta_* = \eta_*/\sqrt{2}$ (кривая 2). Заслуживает внимания тот факт, что распределение $\Pi(k_0\Delta_*)$ является универсальной характеристикой ионизационного режима водорода, не зависящей ни от вида передаточной функции $P(k)$, ни от амплитуды начального спектра b_0 .

В то же время, характерный угловой масштаб α , как поляризации, так и анизотропии РИ оказывается однозначно связан с полушириной периода просветления плазмы для РИ и, следовательно, он является основным источником информации об ионизационном режиме догалактической плазмы.

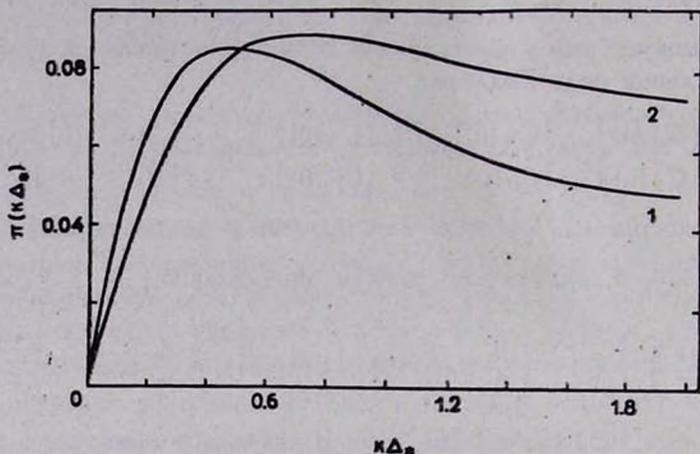


Рис. 2. Зависимость отношения поляризации к анизотропии от волнового числа в стандартной модели рекомбинации (кривая 1) и в режиме слабой неравновесной ионизации (кривая 2).

В заключение авторы благодарят А. Г. Дорошкёвича за полезные обсуждения.

Ин-т космических исследований
АН СССР

RELIC RADIATION ANISOTROPY AND POLARIZATION AS A TEST FOR NONEQUILIBRIUM IONIZATION OF PREGALACTIC PLASMA

P. D. NASEL'SKJI, A. G. POLNAREV

The paper considers the appearance of small-scale anisotropy and polarization in the model of non-stationary ionization of pregalactic plasma. The ratio of the degree of polarization to the degree of anisotropy is shown to be not very sensitive to a specific mode of ionization and amounts to 7—8 percent. However, a specific correlation angle in the distribution of the anisotropy and polarization of relic radiation over the celestial sphere is a function of nonequilibrium-ionization parameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Стрoение и эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
2. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 278, 1968.
3. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 153, 1, 1968.
4. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, *Astrophys. and Space Sci.*, 7, 3, 1970.
5. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Письма в Астрон. ж., 8, 67, 1982.
6. Е. И. Дорошева, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 1986 (в печати).
7. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, 139, 83, 1981.
8. А. А. Старобинский, Письма в Астрон. ж., 9, 579, 1983.
9. J. R. Bond, G. Efstatiou, *Astrophys. J. Lett.*, 285, 145, 1984.
10. V. N. Lukash, P. D. Nasel'skij, I. D. Novikov, in "Proceedings of the Third Seminar on Quantum Gravity", eds. M. A. Markov, V. A. Berezin, V. P. Frolov, World Scientific, 1985, p. 675.
11. Л. М. Озерной, Р. А. Черномордик, Астрон. ж., 52, 1156, 1975.
12. Р. А. Сюняев, Письма в Астрон. ж., 3, 491, 1977.
13. М. В. Entel, P. D. Nasel'skij, V. N. Lukash, *Nuovo Cim.*, 89B, 47, 1985.
14. П. Д. Насельский, А. Г. Полнарeв, Письма в Астрон. ж., 1986 (в печати).
15. П. Д. Насельский, И. Д. Новиков, Л. В. Резницкий, Астрон. ж., 1986 (в печати).
16. П. Д. Насельский, Письма в Астрон. ж., 4, 387, 1978.
17. М. М. Баско, А. Г. Полнарeв, Астрон. ж., 57, 465, 1980.
18. S. Chandrasekhar, *Radiat. Transfer*, Dover, N-Y, 1960.
19. P. H. Lubin, P. Melese, G. F. Smooth, *Astrophys. J. Lett.*, 273, 51, 1983.
20. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, S. Stklos (eds.), *The Very Early Universe*, Cambridge Univ. Press, 1983.
21. А. Д. Чернин, Астрон. ж., 42, 1124, 1965.
22. А. Д. Линде, Успехи физ. наук, 144, 177, 1984.
23. P. Meszaros, *Astron. and Astrophys.*, 37, 225, 1974.
24. J. R. Bond, A. S. Szalay, *Astrophys. J.*, 274, 443, 1983.
25. П. Д. Насельский, А. Г. Полнарeв, Препр.—1023, ИКИ АН СССР, 1985.
26. А. Г. Полнарeв, Астрон. ж., 62, 1041, 1985.
27. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, А. Г. Полнарeв, Астрон. ж., 54, 932, 1977.
28. Н. А. Заботин, П. Д. Насельский, Астрон. ж., 60, 430, 1983.
29. А. Г. Дорошкевич, Письма в Астрон. ж., 11, 723, 1985.
30. J. M. Uson, D. T. Wilkinson, *Astrophys. J. Lett.*, 277, L1, 1984.