

УДК: 524.86

**«РЕЛИКТЫ» РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ И ВТОРИЧНАЯ
ИОНИЗАЦИЯ ДОГАЛАКТИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА**

Е. И. ДОРОШЕВА, П. Д. НАСЕЛЬСКИЙ

Поступила 19 июля 1985

Принята к печати 18 февраля 1986

В работе исследована динамика вторичной ионизации плазмы в моделях с фоном реликтовых гравитирующих частиц. Предполагается, что источником ионизации водорода являются высокоэнергичные кванты, возникающие при распаде нестабильных массивных частиц или первичных черных дыр. Показано, что искажения динамики рекомбинации возникают лишь в том случае, когда период полураспада частиц превышает $3 \cdot 10^{13}$ с. Отмечается, что темп изменения оптической толщины плазмы по томсоновскому рассеянию зависит от мощности ионизатора и времени его жизни. Делается вывод о том, что неравновесная ионизация водорода при красных смещениях $z < 10^3$ является эффективным механизмом подавления мелкомасштабной анизотропии реликтового излучения.

1. *Введение.* Проблема идентификации догалактического состава материи, являющейся основой для формирования крупномасштабной структуры Вселенной, занимает одно из центральных мест в современной космологии. Составной частью этой проблемы является выяснение параметров фона частиц, обуславливающего стабилизацию существующих в настоящее время гравитационно-связанных систем — галактик и их скоплений, а также указание наблюдательных следствий, позволяющих сделать выбор между различными кандидатами на роль носителя «скрытой массы» Вселенной. На этом пути, наряду с численным моделированием сетчатой структуры Вселенной, большое значение имеют данные о мелко- и крупномасштабной анизотропии реликтового электромагнитного излучения (РИ), служащие в качестве теста для проверки теорий ранней Вселенной.

Основываясь на результатах расчетов [1—4], уже сейчас можно указать нижнюю границу уровня мелкомасштабной анизотропии РИ, формируемой в моделях со стабильными массивными нейтрино, аксионами, гравитино и другими частицами, претендующими на роль носителя «скрытой»

массы“ Вселенной $-\frac{\Delta T}{T} (z \gtrsim 10' + 20') \simeq (2 + 3) \cdot 10^{-5}$. Для крупномасштабных вариаций температуры РИ по углу $\alpha > 6^\circ$ данные [5—7] предсказывают минимальный уровень флуктуаций, $\frac{\Delta T}{T}(\alpha) \sim (6 + 10) \cdot 10^{-6**}$, который оказывается в 3—4 раза ниже уровня мелкомасштабной анизотропии РИ. Не умаляя всей важности экспериментальной проверки предсказаний теорий об уровне крупномасштабных вариаций температуры РИ на небесной сфере, нам особо хотелось бы подчеркнуть значение измерений $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$ в мелкомасштабном угловом диапазоне $\alpha < 1^\circ$ для выяснения наблюдательного статуса как самих моделей образования структуры Вселенной, так и существующих представлений о догалактическом составе материи. В частности, отсутствие вариаций $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$ при $\alpha \simeq 10 \div 30$ мин. дуги на уровне, меньшем 10^{-5} , явилось бы косвенным указанием на существование в прошлом периода вторичной ионизации плазмы, обусловленного процессами выделения энергии при красных смещениях $z \lesssim 10^3$. Этот аспект проблемы «реликтов» ранней Вселенной и анизотропии микроволнового излучения представляет, на наш взгляд, самостоятельный интерес, применительно к современным моделям образования крупномасштабной структуры Вселенной. Напомним, что вопрос о возможности вторичного разогрева догалактического вещества в той или иной мере уже неоднократно обсуждался в литературе [8—9]. Не вдаваясь в детализацию причин, вызывающих увеличение электронной температуры до $10^4 \div 10^5$ К, в работах [9—10] рассматривались лишь последствия вторичной ионизации водородо-гелиевой плазмы, проявляющиеся в увеличении оптической толщины плазмы по томсоновскому рассеянию и, как результат, — в искажении первичного характера распределения вариаций температуры РИ на небесной сфере. В отличие от перечисленных выше работ, далее мы уделим основное внимание обсуждению возможных причин как самого процесса реионизации догалактического водорода, так и выяснению режимов изменения степени иони-

* Эта оценка получена в моделях с постоянной Хаббла $H_0 = 50$ км/с Мпк и

$$\Omega_R = \frac{\rho_R}{\rho_{cr}} = 1, \text{ где } \rho_R \text{ — плотность фона реликтовых гравитирующих частиц; } \rho_{cr} = 5 \cdot 10^{-30} \left(\frac{H_0}{50} \right)^2 \text{ г/см}^3 \text{ — критическая плотность материи. Отметим, что условие } \Omega_R = 1$$

предсказывается современными теориями „Великого Объединения“.

** Эта оценка относится к модели с «плоским» спектром адиабатических возмущений метрики и $H_0 \sim 50 \div 75$ км/с Мпк.

зации плазмы во времени. При этом, в качестве отправной точки нашего рассмотрения, будет использовано предположение о доминирующей роли стабильных и нестабильных массивных гравитирующих частиц (РЧ) в формировании крупномасштабной структуры Вселенной. Как и в работах [1—4], мы будем считать, что современная плотность водородо-гелиевого компонента материи ρ_m не превышает $3 \div 10\%$ от критической плотности ρ_{cr} , а $90 \div 97\%$ от ρ_{cr} приходится на реликтовые массивные частицы*. Кроме того, в отличие от обсуждавшихся в литературе адиабатических сценариев формирования крупномасштабной структуры Вселенной, мы будем допускать и возможность существования изотермических возмущений плотности плазмы.

2. *Нелинейная фаза развития возмущений как источник вторичной ионизации плазмы.* Одним из принципиальных отличий процесса вторичного разогрева плазмы в модели с массивными гравитирующими частицами от обсуждавшегося ранее «барионного» сценария эволюции Вселенной [8, 9] является доминирующая роль бесстолкновительного компонента в динамике формирования галактик и их скоплений. Существующие в настоящее время схемы образования крупномасштабной структуры Вселенной, основанные на представлении об адиабатическом характере начальных возмущений метрики, ограничивают временные рамки нелинейной стадии эволюции неоднородностей красными смещениями $z_s \lesssim 3 \div 5$. Если считать, что вторичный разогрев и ионизация космической плазмы обусловлены первыми гравитационно-связанными системами, то даже при степени ионизации $\beta = 1$ при столь малых z_s оптическая толщина плазмы по томсоновскому рассеянию $-\tau(z)$ оказывается пренебрежимо малой. Действительно, в модели с $\Omega_m = 0.03 \div 0.1$ условие

$$\tau(z) = \frac{\sigma_T}{H_0 \Omega^{1/2}} n_m(z=0) \int_0^{z_n} (1+z)^{1/2} dz = 1 \quad (1)$$

выполняется при

$$z_n \simeq 1.25 \cdot 10^2 \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right)^{-2/3} \cdot \Omega^{1/3} \cdot h_{50}^{-2/3}, \quad (2)$$

где $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$ см — томсоновское сечение; $n_m = 3 \cdot 10^{-6} \Omega_m \cdot h_{50}^2$ — современная концентрация водорода и гелия; z_n — красное смещение эпохи вторичного разогрева; $h_{50} = H_0/50$ км/с Мпк. Отсюда видно, что даже при $z_n \approx 10 - \tau(z_n) \approx 2.3 \cdot 10^{-2}$ ($\Omega_m = 0.03$; $h_{50} = \Omega = 1$) и вто-

* В этом случае параметр $\Omega = \frac{\rho_m + \rho_R}{\rho_{cr}} = 1$.

ричный разогрев не играет практически никакой роли в ослаблении уровня мелкомасштабной анизотропии РИ. Более того, если считать, что момент начала нелинейной стадии смещен в область $z_s \sim (3 \div 5) \cdot 10^2$, то при таких больших значениях z_s нижняя граница уровня вариаций $\frac{\Delta T}{T}(a)$ (без учета ослабления при вторичной ионизации) сместится в область $\frac{\Delta T}{T}(a) \sim 10^{-3}$, и для ее уменьшения до уровня 10^{-5} необходима $\tau \approx 4 - 5$. При этом амплитуда возмущений метрики возрастет, как минимум, в 10^3 раз, что вызовет резкое повышение флуктуации $\frac{\Delta T}{T}(a)$ в диапазоне $a > 6^\circ$. Кроме того, при столь равном образовании объектов во Вселенной возникнут значительные трудности с объяснением не только устойчивости сетчатой структуры распределения материи, но и средних плотностей галактик и их скоплений.

Таким образом, в рамках адиабатической модели, гипотеза о значительной ионизации вещества ($\tau > 1$) при $z_s > 10^2$ в ходе формирования крупномасштабной структуры Вселенной представляется крайне маловероятной.

3. *Комбинированный энтропийно-адиабатический сценарий образования структуры во Вселенной и вторичный разогрев плазмы.* Основываясь на концепции связи вторичного разогрева плазмы с процессом формирования структуры во Вселенной, рассмотрим комбинированный энтропийно-адиабатический сценарий с учетом того, что уровни возмущений плотности в газе реликтовых гравитирующих частиц (адиабатическая мода) и в водородо-гелиевом компоненте (энтропийная мода) резко различаются по величине. В рамках этой схемы можно предположить, что формирование галактик и их скоплений обеспечивается адиабатической модой возмущений плотности в РЧ, а энтропийная мода в веществе ответственна за раннее образование первичных массивных звезд.

Следует подчеркнуть, что в этом случае неизбежно приходится отказаться от гипотезы равномерного распределения амплитуд возмущений адиабатического и энтропийного типа, поскольку при $z_n > 10^2$ возникают трудности с объяснением параметров крупномасштабной структуры Вселенной. Одним из возможных путей решения этой проблемы является предположение о резком преобладании уровня флуктуаций $\frac{\delta \rho_m}{\rho_m}$ в энтропийной моде по сравнению с адиабатической. Однако и в этом случае остается открытым вопрос, сформировались ли первичные звезды в результате развития сравнительно малых начальных возмущений или же они являются релик-

том ранних фаз расширения Вселенной? Рассмотрим этот аспект проблемы более подробно.

Предположим, что в масштабе $\lambda < \lambda_{cr}$, соответствующем массе вещества $M_b \approx 10^6 + 10^7 M_\odot$ в объеме λ_{cr}^3 , уровень энтропийных возмущений $\delta_s = \frac{\delta \rho_m}{\rho_m}$ значительно превышает уровень адиабатической моды, но все-таки $\delta_s \ll 1$. После момента рекомбинации водорода, соответствующего красным смещениям $z_{rec} \sim 10^3$ и температуре РИ $T_{rec} \approx 2.7 \cdot 10^3$ К, масса Джинса для вещества оказывается близкой к $M_J \approx 10^4 \cdot \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right) \Omega^{-3/2} \cdot h_{50}^{-1} M_\odot$ и сохраняется вплоть до красных смещений $z \sim 150 \div 200$, когда выключается ксмптоновское взаимодействие остаточных электронов и излучения [11]. Это означает, что в фазу гравитационной неустойчивости вступают лишь энтропийные неоднородности с $M > M_J$. Однако, в отличие от классического энтропийного сценария образования структуры во Вселенной, рассмотренного в [12], в модели с фоном реликтовых гравитирующих частиц возникают существенные отличия. Дело в том, что в столь малых (по сравнению со скоплениями галактик) пространственных масштабах фон реликтовых гравитирующих частиц является практически однородным. Следовательно, для развития гравитационной неустойчивости в веществе необходимо, чтобы начальный контраст плотности в барионах δ_m был в $\frac{\Omega_R + \Omega_m}{\Omega_m} \gg 1$ раз выше, чем в модели с $\Omega_R = 0$ [13]:

$$\delta_s(z) = \frac{\Omega_m}{\Omega_m + \Omega_R} \delta_m^{(0)}(z_{rec}) \frac{1 + z_{rec}}{1 + z}, \quad (3)$$

где $\delta_m^{(0)}(z_{rec})$ — контраст плотности в энтропийной моде в момент просветления плазмы для излучения $z_{rec} \approx 10^3$. Как видно из (3), для того, чтобы при $z_n \approx 2 \cdot 10^2$ $\delta_s(z_n) = 1$, необходимо, чтобы $\delta_m^{(0)}(z_{rec})$ было больше 1, а это, в свою очередь, означает, что облака с $M \gtrsim 10^4 M_\odot$ и $\frac{\delta \rho_m}{\rho_m} > 1$ сформировались задолго до эпохи рекомбинации водорода. Поскольку при $z > z_{rec} \sim 10^3$ и вплоть до $z \sim 10^{10}$ температурный режим космической плазмы достаточно надежно идентифицируется по данным космологического нуклеосинтеза, ясно, что такая «облачная» структура распределения вещества (но не излучения или ультрарелятивистских частиц) должна быть обязана своим происхождением самому периоду генерации энтропийных возмущений. Подчеркнем, что такое распределение плотности барионного заряда с контрастом

$\delta_3 (M \sim M_*) \geq 1$ противоречит современным схемам генерации энтропии и зарядовой асимметрии вещества во Вселенной [14], что значительно снижает привлекательность этого простого механизма образования первичных сверхмассивных звезд при больших космологических красных смещениях.

4. *Нестабильные лептоны и первичные черные дыры в роли источников вторичной ионизации плазмы.* В предыдущих разделах настоящей работы мы рассмотрели возможные механизмы образования гипотетических первичных звезд, отождествляемых с источниками вторичного разогрева «космической плазмы». Уже простые оценки (разделы 1, 2) показывают, что в модели с реликтовыми гравитирующими частицами, выступающими в роли носителей «скрытой массы» во Вселенной, формирование первичных звезд к моменту $z \simeq (1 \div 2) \cdot 10^2$ требует весьма специфических начальных условий, реализация которых нам представляется маловероятной. Однако вторичный разогрев плазмы до температур $T > 10^4$ К является отнюдь не единственным источником ее ионизации при больших ($\sim 10^2$) космологических красных смещениях. Существует целый ряд процессов, которые приводят к увеличению степени ионизации водорода вплоть до $\beta = 1$, не вызывая сколь-нибудь существенного повышения температуры электронов. Речь идет о распадах нестабильных лептонов с массой покоя $m, \sim 30 \div 100$ эВ с генерацией γ -квантов с энергией $E_\gamma \geq 10$ эВ или квантовом испарении первичных черных дыр (ПЧД) с массой $M_{\text{нн}} \simeq \simeq 10^{13} \div 10^{14}$ г [15].

Пусть в результате испарения ПЧД или распадов нестабильных массивных нейтрино доля энергии $\xi_1 \leq 1$ передается нейтральному водороду, приводя к его ионизации, а доля $\xi_2 < 1$ идет на нагрев электронов. Поскольку при красных смещениях $z \gtrsim 10^2$ между электронами и излучением происходит интенсивный обмен энергией, характеризующийся временем комптоновского рассеяния,

$$\tau_{e\gamma} \simeq \frac{3 m_e c}{8 \sigma_T n} \simeq 4 \cdot 10^{10} \cdot z^{-4}, \quad (4)$$

то уравнение для электронной температуры имеет следующий простой вид [11]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{T_e - T_\gamma}{\tau_{e\gamma}} + \frac{2}{3} \frac{\Gamma(t)}{k}, \quad (5)$$

где: T_γ — температура излучения; k — постоянная Больцмана; $\Gamma(t)$ — функция нагрева, для которой мы используем оценку из [15]:

$$\Gamma_{BH}(t) = \xi_e \left(\frac{\rho_{bh}}{\rho_m} \right) \frac{M_p \cdot c^2}{\tau_{BH}}; \quad t \lesssim \tau_{BH} \quad (6)$$

для ПЧД и

$$\Gamma_L(t) = \xi_e \left(\frac{\rho_L}{\rho_m} \right) \frac{M_p \cdot c^2}{\tau_L}; \quad t \lesssim \tau_L \quad (7)$$

для нестабильных лептонов; τ_{BH} и τ_L — времена распада ПЧД и нестабильных частиц; M_p — масса покоя протона.

Как видно из (6), (7), между функциями нагрева в модели ПЧД и распадающихся лептонов существует полное совпадение, с точностью до замены индексов у ρ_L и τ_L . Поэтому ниже, обсуждая основные ограничения на параметры ионизаторов космической плазмы, будем рассматривать лишь модель с черными дырами. В этом случае из уравнения (5) можно получить квазистационарный режим изменения электронной температуры, принимая $(T_e - T_\gamma) \sim T_\gamma$:

$$\frac{T_\gamma}{\tau_{e\gamma}} \gtrsim \frac{2}{3} \frac{\Gamma_{BH}}{k} \quad (8)$$

Из (8) следует, что

$$\xi_e \frac{\rho_{bh}}{\rho_m} \lesssim \frac{3}{2} \frac{\tau_{BH}}{\tau_{e\gamma}} \cdot \frac{k T_\gamma}{M_p \cdot c^2} \ll 1. \quad (9)$$

Воспользовавшись ограничением (9), можно качественно оценить эффективность источников ионизации водорода. Для этого, следуя [15], будем считать, что на ионизацию одного атома водорода частицы от ПЧД или нестабильных лептонов затрачивают энергию $E_0 \sim 10 \div 30$ эВ. Тогда скорость увеличения степени ионизации $\beta(t)$ определяется следующим образом [15]:

$$\Lambda_i \equiv \frac{d\beta}{dt} \Big|_i \approx \xi_i \left(\frac{\rho_{bh}}{\rho_m} \right) \cdot \frac{M_p \cdot c^2}{I \cdot \tau_{BH}}, \quad (10)$$

что с учетом (9) приводит к

$$\Lambda_i \lesssim \frac{3}{2} \frac{k T_\gamma}{I} \frac{1}{\tau_{e\gamma}} \approx 6 \cdot 10^{-15} \cdot z_{100}^5 \text{ с}^{-1}, \quad (11)$$

где $z_{100} \equiv z/100$; $I = 13.6$ эВ — потенциал ионизации водорода.

Если принять, что выключение ионизатора происходит на временах $t \approx \tau_{BH} \approx \frac{2}{3H_0} \cdot z_{BH}^{-3/2}$, то к моменту $t \sim t_{BH}$ степень ионизации будет по порядку величины равна

$$\beta(z_{BH}) = \begin{cases} \Lambda_i \tau_{BH} \approx 2.6 \cdot \left(\frac{z_{BH}}{100} \right)^{7.2} & \text{при } z_{BH} \lesssim 76 \\ 1 & \text{при } z_{BH} > 76. \end{cases} \quad (12)$$

В случае, когда $\Lambda_i > 6 \cdot 10^{-15} \cdot z_{100}^5 \text{ с}^{-1}$, ионизация плазмы будет сопровождаться увеличением температуры электронов. В этом режиме, при фиксированной скорости ионизации, электронная температура повысится до

$$T_e \approx \frac{\Lambda_i I \cdot \tau_{eT}}{k}. \quad (13)$$

Если, например, выключение ионизатора происходит при $z_i \approx 10^2$, а $\Lambda_i = 10^{-12} \text{ с}^{-1}$, то

$$T_e(z) \approx 6.3 \cdot 10^4 \cdot z_{100}^{-4} \left(\frac{\Lambda_i}{10^{-12}} \right) \text{ К} \quad (14)$$

и при $z \approx 160$ $T_e \approx 10^4 \text{ К}$. Это означает, что уже задолго до момента распада ПЧД или нестабильных лептонов в плазме осуществилась полная ионизация, которая при $z < 160$ поддерживается уже не только продуктами распадов ПЧД или нестабильных лептонов, но и горячими электронами плазмы.

Таким образом, мы видим, что обсуждаемый в этом разделе механизм вторичной ионизации или вторичного разогрева электронов обладает довольно высокой эффективностью, значительно расширяя спектр возможностей увеличения степени ионизации плазмы при красных смещениях $z \gtrsim 10^2$. В то же время, для его реализации требуется весьма низкая плотность ПЧД или малая вероятность распада нестабильных лептонов на кванты с энергией $E \sim I$. Если принять, что условие $\beta = 1$ достигается при $z_{BH} \approx (1 \div 2) \cdot 10^2$, то из (10) мы получаем, что

$$\left(\frac{\rho_{\delta h}}{\rho_m} \right) \approx 2 \cdot 10^{-8} + 10^{-7}$$

или

$$\left(\frac{\rho_{\delta h}}{\rho_R} \right) \approx 6 \cdot 10^{-10} + 3 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right). \quad (15)$$

Любопытно, что если нестабильные нейтрино, обсуждаемые в контексте современных теорий формирования структуры Вселенной [16], имеют вероятность ξ_T -распада на кванты с $E \gtrsim I$, то при $\tau_L \approx 10^{18} \text{ с}$ к моменту $z \approx (1 \div 2) \cdot 10^2$ они обеспечат степень ионизации $\beta = 1$ при

$$\xi_{\tau} \simeq 4 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right) \left(\frac{\tau_L}{10^{16}} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Как видно из (15), (16), перестройка ионизационного режима охлаждения водорода при наличии ПЧД или нестабильных лептонов требует крайне малых плотностей ρ_{bh} или вероятностей распада ξ_{τ} .

5. *Динамика вторичной ионизации плазмы.* Оценки, сделанные в предыдущем разделе, показывают, что для широкого интервала изменения параметров ПЧД или нестабильных нейтральных лептонов, динамика приближения степени ионизации $\beta(z)$ к состоянию с $\beta = 1$ может осуществляться различными способами. Это обстоятельство играет существенную роль при расчете зависимости оптической толщи плазмы $\tau(z)$ от красного смещения z , в особенности вблизи зоны $\tau(z) = 1$. Именно поэтому в настоящем разделе мы рассмотрим основные режимы изменения $\beta(z)$ и $\tau(z)$ для различных значений параметров ρ_{bh}/ρ_R или ξ_{τ} , определяющих скорость ионизации Λ_i и нагрева Γ плазмы. По аналогии с [15] будем считать, что при $t = \tau_{BH}$ происходит выключение ионизатора $\Lambda_i(t)$, причем приближение $\Lambda_i(t)$ к этому моменту времени осуществляется по закону

$$\Lambda_i(t) = \bar{\Lambda}_i \theta \left(1 - \frac{t}{\tau_{BH}} \right), \quad (17)$$

где $\bar{\Lambda}_i = \text{const}$ и определяется из (10) при $\frac{\rho_{bh}}{\rho_m}(t = \tau_m) = \text{const}$ в пренебрежении испарением ПЧД. Как видно из (17), выключение скорости ионизации $\Lambda_i(t)$ в модели с ПЧД качественно не соответствует экспоненциальной зависимости плотности нестабильных нейтральных лептонов $\rho_L \sim \rho_L^{(0)} e^{-t/\tau_L}$; при $t > \tau_L$ между ПЧД и этими частицами существует принципиальное отличие. Однако, для наиболее интересных случаев с „большим“ временем жизни нестабильных нейтрино $\tau_L \gtrsim 10^{15} \div 10^{16}$ с, эффект выключения ионизатора наступает значительно позже момента просветления плазмы для излучения ($\tau = 1$). Это позволяет как качественно, так и количественно отождествить динамику изменения $\beta(z)$ для нейтринной и ПЧД моделей в наиболее важной области $z > 10^2$. В этом приближении мы можем для $\beta(z)$ и электронной температуры $T_e(t)$ воспользоваться исходными уравнениями в форме (18), (19), являющимися обобщением подхода на модели с дополнительными источниками ионизации и разогрева среды [17–19]:

$$-\frac{d\beta}{dt} = \left[\beta^2 n R_1 \{1 + A W_{2s,n} (1 - \beta) + A R_1 n^2 \beta^2\} - \right. \\ \left. - R_2 (1 - \beta) e^{-\frac{h\nu_\alpha}{kT}} \{1 + A W_{2s,n} (1 - \beta)\} \right] \left[1 + \right. \\ \left. + A \{W_{2s,n} (1 - \beta) + R_2 n (1 - \beta) + R_1 \beta^2 n^2\} \right]^{-1} - \bar{\Lambda}_1 (1 - \beta) \theta \left(1 - \frac{t}{\tau_{BH}} \right); \quad (18)$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0 \\ 0 & \text{при } x < 0, \end{cases}$$

$$\frac{dT_s}{dt} = -\frac{\beta}{\tau_{\sigma T}} (T_s - T) + \frac{2}{3k} \Gamma_{BH}(t), \quad (19)$$

где: $\Gamma_{BH}(t) = \bar{\Lambda}_1 I$; $I = 13.6$ эВ — потенциал ионизации водорода; $n = 9 \cdot 10^{-8} \frac{\Omega_m}{0.03} h_{50}^2 (1+z)^3$ — концентрация барионов; T_γ — температура излучения; $R_1 = 2.84 \cdot 10^{-11} T_s^{-1/2}$ — скорость радиационных переходов из континуума в возбужденные состояния [17];

$$R_2 = R_1 (2\pi m_e k T)^{3/2} / (2\pi\hbar)^3 e^{-\frac{B}{kT}}; \quad B = 3.4 \text{ эВ};$$

$W_{2s} = 8.23 \text{ с}^{-1}$ — скорость двухквантового распада метастабильного 2s-состояния атома водорода;

$$A = -\frac{c^3}{8\pi\nu_\alpha^3} \frac{T}{T}; \quad \dot{T} \equiv \frac{dT}{dt};$$

ν_α — лаймановская частота перехода; k — постоянная Больцмана.

Система уравнений (8)—(19) должна быть дополнена связью между временной шкалой изменения температуры излучения и красным смещением z . Учитывая, что в рассматриваемой задаче динамика охлаждения плазмы определяется плотностью фона РЧ, зависимость космологического времени t от z имеет следующий вид:

$$\frac{dt}{dz} = -H_0^{-1} \Omega^{-1/2} z^{-5/2} \left(1 + \frac{z}{z_{eq}} \right)^{-1/2}, \quad (20)$$

где: $z_{eq} = 1.2 \cdot 10^4 (1 + 0.23 N)^{-1}$ — красное смещение эпохи равенства плотностей излучения, безмассовых нейтрино и массивных нерелятивистских частиц; N — число безмассовых нейтрино.

Система уравнений (18)—(20), очевидно, допускает два качественно различных режима изменения степени ионизации плазмы во времени. В

первом случае, при $3 \cdot 10^{-16} < \bar{\Lambda}_i < 10^{-14}$ ионизатор оказывается достаточно слаб, чтобы перестроить процесс рекомбинации при красных смещениях $900 \leq z \leq 1500$ и в этом диапазоне $\beta(z)$ следует полученному в работе [1] решению. Однако и в этом случае присутствие продуктов распада ПЧД качественно и количественно изменяет асимптотику рекомбинации, приводя к $\beta(z \rightarrow 0) \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$. При $\bar{\Lambda}_i \geq 10^{-14}$ избыточная ионизация и подогрев плазмы оказывают влияние на поведение $\beta(z)$ уже не только при $z \leq 800$, но и при больших красных смещениях $800 \leq z \leq 1500$. Здесь, однако, конкретный характер расщепления $\beta(z)$ зависит уже не только от мощности ионизатора $\bar{\Lambda}_i$, но и от времени его выключения τ_{BH} .

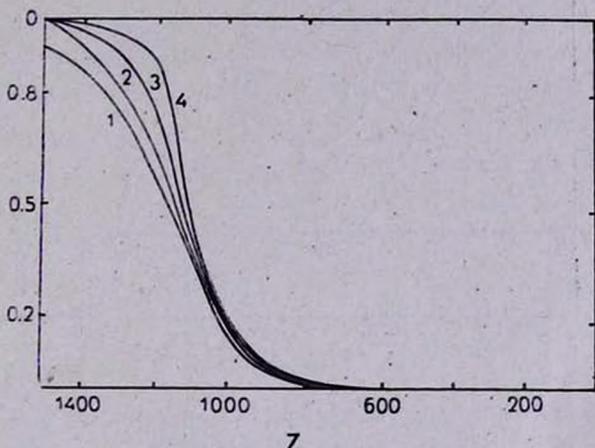


Рис. 1. Зависимость степени ионизации плазмы от красного смещения z при различных скоростях ионизации Δ_i . 1 — «стандартная» рекомбинация; 2 — $\Delta_i = 10^{-12} \text{ с}^{-1}$; 3 — $\Delta_i = 10^{-11} \text{ с}^{-1}$; 4 — $\Delta_i = 10^{-10} \text{ с}^{-1}$. Период полураспада $\tau_L = 10^{13} \text{ с}$

На рис. 1 приведена зависимость степени ионизации плазмы $\beta(z)$ в моделях с сильной избыточной ионизацией $\bar{\Lambda}_i \approx 10^{-10} \div 10^{-12}$, но малым временем жизни источников $\tau_{BH} \approx 10^{13} \text{ с}$. Как видно из этого рисунка, уже [при $1200 \leq z \leq 1500$ возникают значительные отклонения $\beta(z)$ от модели $\Delta_i = 0$, и все же выключение ионизатора при $z_{BH} \approx 1170$ приводит к тому, что процесс рекомбинации плазмы при $z < z_{BH}$ носит универсальный характер. Фактически, в этом случае мы сталкиваемся с процессом «затяжки» рекомбинации, обсуждавшейся в [15], а не со вторичной ионизацией водорода. Если при этой же мощности ионизатора $\bar{\Lambda}_i \approx 10^{-10} \div 10^{-12}$ увеличить время «жизни» источников, то, наряду с перестройкой динамики рекомбинации водорода при $1000 < z < 1500$, происходит качественное изменение зависи

мости $\beta(z)$ при $z < 800$. На рис. 2 показано поведение $\beta(z)$ в модели с $\tau_{BH} = 10^{14}$ с ($z_{BH} \approx 252$). В этом случае практически во всем интервале изменения z результаты численных расчетов $\beta(z)$ совпадают с решением квазистационарной системы уравнений (18), (19), для которой $\frac{d\beta}{dt} = 0$ в левой части (18). То есть, при столь мощных ионизаторах $\bar{\Lambda}_i$ в системе возникает динамическое равновесие между актами ионизации и рекомбинации, приводящее к существенной перестройке режима изменения $\beta(z)$ по сравнению с моделью $\Lambda_i = 0$.

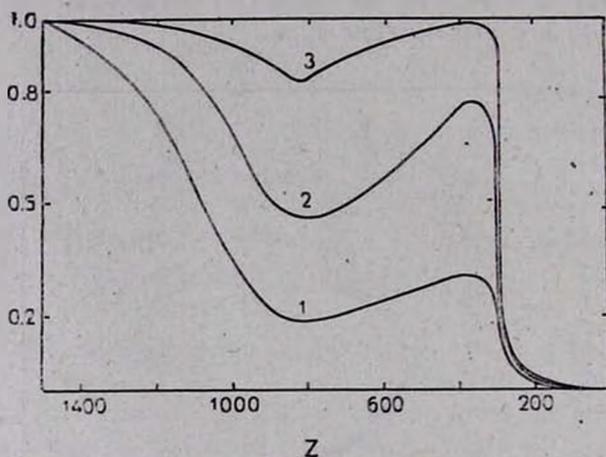


Рис. 2. Поведение степени ионизации β в моделях с $\tau_L = 10^{14}$; 1 — $\Lambda_i = 10^{-12}$ с $^{-1}$; 2 — $\Lambda_i = 10^{-11}$ с $^{-1}$; 3 — $\Lambda_i = 10^{-10}$ с $^{-1}$.

Как видно из рис. 2, при $z = z_{BH} \approx 252$ происходит выключение ионизатора Λ_i и плазма активно рекомбинирует. Этот режим можно количественно исследовать прямо из уравнения (18) при $T_e \lesssim 10^4$ К:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\beta^3 R_1 n, \quad (21)$$

откуда мы определяем характерное время рекомбинации плазмы

$$\tau_{rec} \approx \frac{\beta}{\frac{d\beta}{dt}} \approx (\beta R_1 n)^{-1} \approx 2.5 \cdot 10^{12} \left[\beta \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right) h_{50}^2 \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{-1/2} \left(\frac{z}{250} \right)^3 \right]^{-1} \text{ с.} \quad (22)$$

Как можно увидеть из (22), при $\tau_{BH} \approx 10^{14}$, ($z_{BH} \approx 252$) и $\beta = 1$ выполняется условие $\tau_{rec} \ll \tau_{BH}$.

Если мощность ионизатора не превышает $\bar{\Lambda}_i \approx 3 \cdot 10^{-13}$, то при $\tau_{BH} \approx \approx 10^{14}$ с температура электронного компонента вплоть до $z = z_{BH}$ практически слабо отличается от температуры излучения. В этом режиме асимптотика рекомбинации при $z < z_{BH}$ определяется из уравнения (21), которое с учетом (20), имеет следующее простое решение:

$$\beta(z) \approx \left[1 + 2.35 \cdot 10^2 \left(\frac{\Omega_m}{0.03} \right) \Omega^{-1/2} h_{50} \left(1 - \frac{z}{252} \right) \right]^{-1}. \quad (23)$$

Уже при $z \approx 10^2$; $\frac{\Omega_m}{0.03} = \Omega = h_{50} = 1$ следует, что $\beta(z) \approx 7 \cdot 10^{-3}$, что приближается к остаточной степени ионизации плазмы в модели с $\bar{\Lambda}_i = 0$. По мере увеличения времени жизни источников дополнительной ионизации условие $\beta = 1$ начинает выполняться для все меньших значений параметра $\bar{\Lambda}_i$. При $\tau_{BH} = 10^5$ и $z \sim 10^2$ полная ионизация водорода обеспечивается при $\bar{\Lambda}_i \geq 10^{-12}$, а при $\bar{\Lambda}_i \geq 10^{-13} \beta(z \approx 70) \approx 0.85$ (см. рис. 3). Для $\tau_{BH} = 10^{16}$ с $\beta(z) = 1$ достигается при $z \approx 40$ при

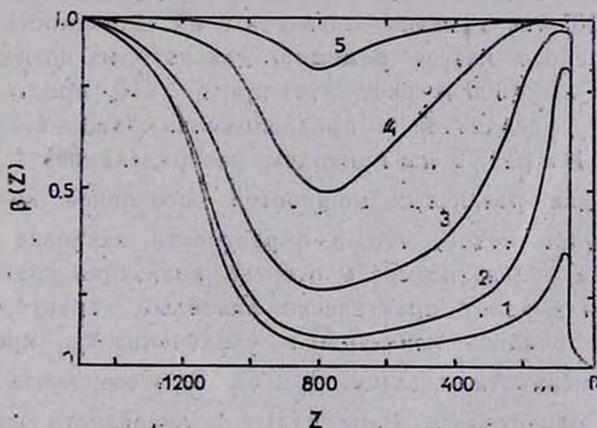


Рис. 3. Степень ионизации $\beta(z)$ при $\tau_L = 10^{15}$ с. 1 — $\Lambda_i = 10^{-14}$ с $^{-1}$; 2 — $\Lambda_i = 10^{-13}$ с $^{-1}$; 3 — $\Lambda_i = 10^{-12}$ с $^{-1}$; 4 — $\Lambda_i = 10^{-11}$ с $^{-1}$; 5 — $\Lambda_i = 10^{-10}$ с $^{-1}$.

мощности ионизатора $\bar{\Lambda}_i \approx 10^{-14}$ (см. рис. 4), но в этом случае диапазон с $\beta \sim 1$ уже не дает заметного вклада в оптическую толщину плазмы по томсоновскому рассеянию. Подчеркнем, что по мере увеличения $\bar{\Lambda}_i$ до $10^{-10} + 10^{-11}$ и τ_{BH} до $10^{15} + 10^{16}$ с, при $z \sim 10^2$, в плазме отсутствует период просветления вещества для излучения. Здесь следует, по-видимому, говорить не о вторичной ионизации водорода,

а о полной перестройке режима изменения степени ионизации и оптической толщи при наличии внешних источников.

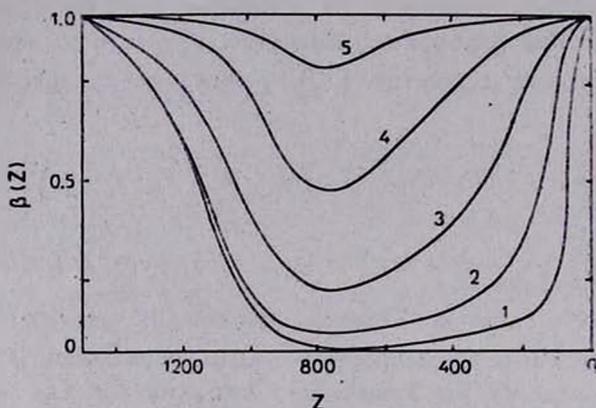


Рис. 4. Поведение степени ионизации $\beta(z)$ при $\tau_L = 10^{16}$ с. Кривые 1—5 соответствуют тем же Λ_i , что и на рис. 3.

Естественно, что особенность поведения $\beta(z)$ при $\Lambda \geq 10^{-14}$ и $10^3 < z < 1.5 \cdot 10^3$ накладывает отпечаток и на зависимость $\tau(z)$. В частности, для целого класса режимов, для которых возникает провал $\beta(z)$ при $600 < z < 1000$ и рост $\beta(z)$ при $z < 600$, простое соотношение $\tau(z) \sim z^{3/2}$, полученное в предположении $\beta(z) = 1$, оказывается невыполнимо. На рис. 5 мы приводим распределение $\tau(z)$ в моделях с $\tau_{BH} = 10^{14}$ с для различных мощностей источников ионизации $\bar{\Lambda}_i$. Из этого рисунка видно, что в окрестности наиболее интересного диапазона с $\tau(z) = 1$ зависимость степени ионизации плазмы от красного смещения z носит практически линейный характер. По мере уменьшения источников ионизации и увеличения τ_{BH} происходит перестройка зависимости $\tau(z)$ (см. рис. 6). В этом случае для модели с $\bar{\Lambda}_i \simeq 10^{-12}$ в окрестности зоны $\tau(z) \approx 1$ линейность функции $\tau(z)$ сохраняется, а для $\bar{\Lambda}_i \simeq 10^{-14}$ изменение $\tau(z)$ происходит крайне медленно.

6. *Заключение.* Приведенные в настоящей работе результаты для динамики изменения степени ионизации плазмы и ее оптической толщины позволяют сделать ряд важных выводов о параметрах частиц — источников вторичной ионизации и разогрева водорода. Во-первых, для эффективной ионизации плазмы наиболее предпочтительными представляются источники со временем жизни 10^{16} с $> \tau \geq 3 \cdot 10^{13}$ с, обуславливающие

скорости ионизации $\Lambda_I \sim 10^{-12} + 10^{-16} \text{ с}^{-1}$. Во-вторых, темп изменения оптической толщи плазмы в окрестности зоны с $\tau = 1$ существенным образом зависит от динамики ее ионизации и лишь при больших

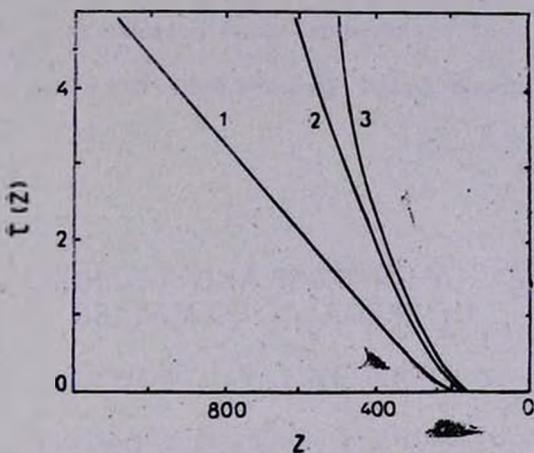


Рис. 5. Зависимость оптической толщи плазмы по томсоновскому рассеянию от красного смещения z . Кривые 1—3 соответствуют скоростям ионизации $\Lambda_I = 10^{-12} \text{ с}^{-1}$; 10^{-11} с^{-1} ; 10^{-10} с^{-1} . Период полураспада τ_L принят равным 10^{14} с .

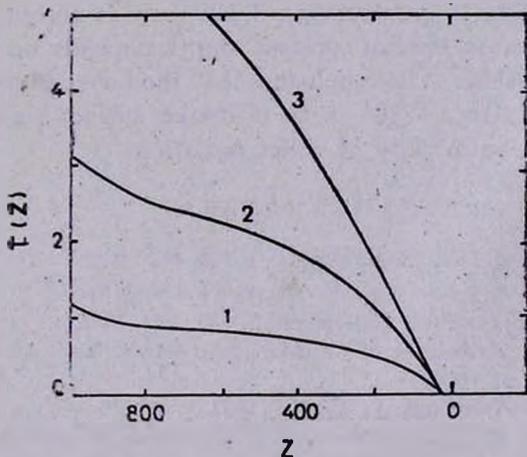


Рис. 6. Поведение $\tau(z)$ в моделях с $\tau_L = 10^{10} \text{ с}$; 1 — $\Lambda_I = 10^{-14} \text{ с}^{-1}$; 2 — $\Lambda_I = 10^{-13} \text{ с}^{-1}$; 3 — $\Lambda_I = 10^{-12} \text{ с}^{-1}$.

скоростях $\Lambda_I > 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ приближается к режиму $\tau(z) \sim z^{3/2}$. И, наконец, во всех моделях с $\Lambda_I > 10^{-12} \text{ с}^{-1}$ и $\tau_L > 3 \cdot 10^{13} \text{ с}$ распады нестабильных лептонов (или ПЧД) не только перестраивают динамику

$\tau(z)$ при $z \simeq 200 + 800$, но и искажают темп убывания $\tau(z)$ при $z \simeq 10^3 + 1.2 \cdot 10^3$. Эти особенности неравновесной ионизации плазмы в эпоху с $z < 10^3$ играют важную роль в динамике формирования анизотропии реликтового электромагнитного излучения, приводя к зависимости $\frac{\Delta T}{T}(\alpha)$ от параметров фона нестабильных частиц. Особенности этого процесса будут рассмотрены нами в отдельной работе.

Ростовский государственный
университет

"RELICTS" OF EARLY UNIVERSE AND SECONDARY IONIZATION OF PREGALACTIC MATTER

E. I. DOROSHEVA, P. D. NASEL'SKY

Dynamics of secondary ionization in models with a background of relict gravitating particles is investigated. High energy quants, created by decays of massive unstable particles or primary black holes are assumed to be the source of hydrogen ionization. It has been shown that distortion of recombination dynamics occurs only if the lifetime of the particles is greater than $3 \cdot 10^{13}$ s. It is stated that the rate of change of Thomson optical plasma depth depends on the ionizator power and its lifetime. It is concluded that the nonequilibrium hydrogen ionization at redshifts $z < 10^3$ is an effective mechanism of suppression of the small scale anizotropy of relict radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Забогин, П. Д. Насельский, *Астрон. ж.*, 59, 447, 1982.
2. Н. А. Забогин, П. Д. Насельский, *Астрон. ж.*, 60, 430, 1983.
3. J. R. Bond, G. Efstathiou, *Astrophys. J.*, 285, L45, 1984.
4. S. A. Bonometto, F. Lucchin, R. Valdarnini, *Astron. and Astrophys.*, 140, L27, 1984.
5. P. J. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 263, L1, 1982.
6. С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович, *Успехи физ. наук*, 139, 83, 1983.
7. А. А. Старобинский, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 579, 1983.
8. Л. М. Озерной, В. М. Черномордик, *Астрон. ж.*, 52, 1183, 1975.
9. Р. А. Сюняев, *Письма в Астрон. ж.*, 3, 491, 1977.
10. J. Silk, in "Tenth Texas Symp. on Rel. Astrophys.", Eds. R. Ramaty, F. Jones, N.-Y., 1981, p. 183.
11. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
12. Ф. Пиблс, *Структура Вселенной в больших масштабах*, Атомиздат, М., 1983.

13. П. Д. Насельский, *Астрофизика*, 18, 356, 1982.
14. А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович, *Успехи физ. наук*, 130, 559, 1980.
15. П. Д. Насельский, *Письма в Астроф. ж.*, 4, 387, 1978.
16. А. Г. Дорошкевич, М. Ю. Хлопов, *Ин-т прикл. мат. АН СССР, Препр.*, № 47, 1984.
17. P. Y. E. Peebles, *Astrophys. J.*, 153, 1, 1968.
18. P. A. Сюняев, Я. Б. Зельдович, *Astrophys. and Space Sci.*, 7, 3, 1970.
19. B. Y. Jones, R. F. Wyse, *Prepr. Nordita*, No. 84/37, 1984.