

ИОНИЗАЦИОННАЯ ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

3.1. Неизбежность рекомбинации водорода

Физика реликтового излучения тесным образом связана с кинетикой взаимодействия квантов и электронов, поскольку именно электроны являются наиболее лёгкими заряженными частицами, аннигилировавшими с позитронами в процессе остывания Вселенной в эпоху, когда её температура падала до значения 10^9 К. Остаточные электроны, уже будучи нерелятивистскими, являются важнейшим фактором возможных искажений спектра реликтового излучения в эпоху с $z < 10^7$, когда комптоновское рассеяние является доминирующим механизмом $e\gamma$ -взаимодействия. В рамках “ u -теории” комптонизации реликтового излучения мы видим, что этот параметр, характеризующий степень “неравновесности” электронов по отношению к излучению, зависит не только от температуры T_e , но и от оптической толщи плазмы по томпсоновскому рассеянию τ . В свою очередь скорость изменения оптической толщи во времени $\dot{\tau} = \sigma_T n_e c$ определяется двумя важнейшими факторами: расширением Вселенной и динамикой изменения концентрации электронов. Обычно для описания этого процесса используют понятие степени ионизации плазмы

$$x_e = \frac{n_e}{n_{\text{tot}}}, \quad (3.1)$$

где n_{tot} — полная концентрация барионов в плазме. В случае, когда температура плазмы заведомо превышает 10^5 К, электроны должны находиться в свободном (не связанном с протонами) состоянии, поскольку гигантское количество ионизирующих квантов немедленно приводит к разрушению атомов водорода. Иными словами, эффективность реакции $H + \gamma \rightarrow p + e$ настолько высока, что не приходится говорить о сколько-нибудь заметном содержании нейтрального водорода в космологической материи. В этом случае степень ионизации x_e с высокой точностью равна 1 и изменение оптической толщи плазмы по томпсоновскому рассеянию обусловлено только расширением

Вселенной. Примечательно, что даже в случае, когда степень ионизации плазмы не изменяется во времени ($x_e = 1 = \text{const}$), ожидаемая толщина плазмы всё равно будет убывать только за счёт космологического расширения [Hu, 1995],

$$\tau = \int_t^{t_{\text{now}}} \sigma_T n_b c dt \approx 4,1 \cdot 10^{-2} \frac{\Omega_b}{\Omega_m} h \left\{ \left[\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z)^3 \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (3.2)$$

Здесь мы используем те же обозначения, что и в предыдущих главах и $\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$. Как видно из уравнения (3.2), уже при $z > z_{\text{cr}}$, где z_{cr} определяется из условия $\Omega_\Lambda + \Omega_m (1+z_{\text{cr}})^3 \geq 1$, поведение оптической толщи подчиняется закону $\tau \propto (1+z)^{3/2}$, а при $z \rightarrow 0$

$$\tau(z) \propto \frac{3}{2} \Omega_m \quad z \rightarrow 0.$$

Фактически первый важный вывод, вытекающий из анализа экстремальной асимптоты $x_e = 1$ для любых красных смещений, заключается в том, что сегодняшняя Вселенная с точностью до $\leq 1\%$ должна быть оптически тонкой по томпсоновскому рассеянию. Как видно из уравнения (3.2), при $z \gg 1$ поведение оптической толщи не зависит от Ω_Λ ,

$$\tau(z) \approx 4,1 \cdot 10^{-2} \Omega_b \Omega_m^{-1/2} h (1+z)^{3/2}, \quad (3.3)$$

и формально зона “последнего рассеяния” квантов на электронах ($\tau(z) = 1$) соответствует красному смещению

$$z_* \approx 8,4 \Omega_b^{-2/3} \Omega_m^{1/3} h^{-2/3} \quad (3.4)$$

Принимая для определённости $\Omega_b h^2 \approx 0,02$, $\Omega_m \approx 0,3$ и $h \approx 0,7$ (см. гл. 1) окончательно получим $z \approx 60$. Таким образом, при полной ионизации космической плазмы максимальное красное смещение, после которого реликтовое излучение распространяется свободно, описывается сравнительно небольшим $z \approx 60$. Однако возникает вопрос, а может ли полная ионизация водорода самопроизвольно поддерживаться до таких красных смещений? Ответ на этот вопрос можно дать из следующих качественных соображений.

Для поддержания степени ионизации на уровне $x_e = 1$ необходимо, чтобы доля квантов с энергией выше потенциала ионизации водорода $I \approx 13,6$ эВ примерно соответствовала одному кванту на барион. Как и в космологическом нуклео-

синтезе (см. гл. 1) формально это приводит к оценке

$$\xi^{-1} \exp\left(-\frac{I}{kT(z)}\right) \sim 1, \quad (3.5)$$

где $\xi = \xi_{10} \times 10^{10}$. По данным о распространённости космических He^4 и D мы можем оценить оптимальный диапазон для ξ : $\xi_{10} \sim 5$. Подставив эту оценку в уравнение (3.5), получаем

$$T(z) \sim T_i \ln^{-1}(\xi^{-1}) \approx 3,8 \cdot 10^3 \text{ K}, \quad (3.6)$$

где $T_i = I/k \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ K}$ – температура, соответствующая энергии ионизации. С учётом того, что $T(z) = T_0 (1 + z)$, где $T_0 = 2,736$ – современная температура реликтового излучения, из уравнения (3.6) следует, что степень ионизации на уровне $x_e \approx 1$ не может быть обеспечена ионизирующей виновской частью спектра при красных смещениях $z < 1400$. Следовательно, для поддержания режима $x_e = 1$ при $z < 1400$ необходимо присутствие мощной ионизационной компоненты материи, поскольку квантов реликтового излучения оказывается недостаточно!

Из приведённых выше оценок с очевидностью следует вывод о том, что ионизационная история космической плазмы является важнейшим зондом исследования свойств космической материи в эпоху с красным смещением $z \leq 1400$. Любая информация о степени ионизации плазмы в этот период неизбежно связана с тестированием процессов выделения энергии, а следовательно, и с идентификацией возможных источников такого энерговыделения. Драматизм ситуации ещё более усиливается, если принять во внимание наблюдения линии водорода с $\lambda = 21 \text{ см}$ и Ly- α -поглощение в спектрах удаленных квазаров, которые показывают, что уже при красных смещениях $\sim 5 \div 6$ космологический водород должен быть ионизован вплоть до $x_e \approx 1$ (см. раздел 3.8). Тем самым идея о неравновесных источниках энерговыделения получает прямое подтверждение, однако, к сожалению, лишь для малых красных смещений. А как обстоит дело с диапазоном $60 < z < 1400$? Что можно сказать о наличии или отсутствии источников неравновесной (по отношению к реликтовому излучению) ионизации? По-видимому первыми, кто попытался обосновать неизбежность существования периода нейтрального водорода во Вселенной по крайней мере в ограниченном интервале красных смещений z , были Зельдович и Сюняев [Zeldovich, Sunyaev, 1969]. Ключевым моментом их работы была идея о том, что ионизация водорода должна со-

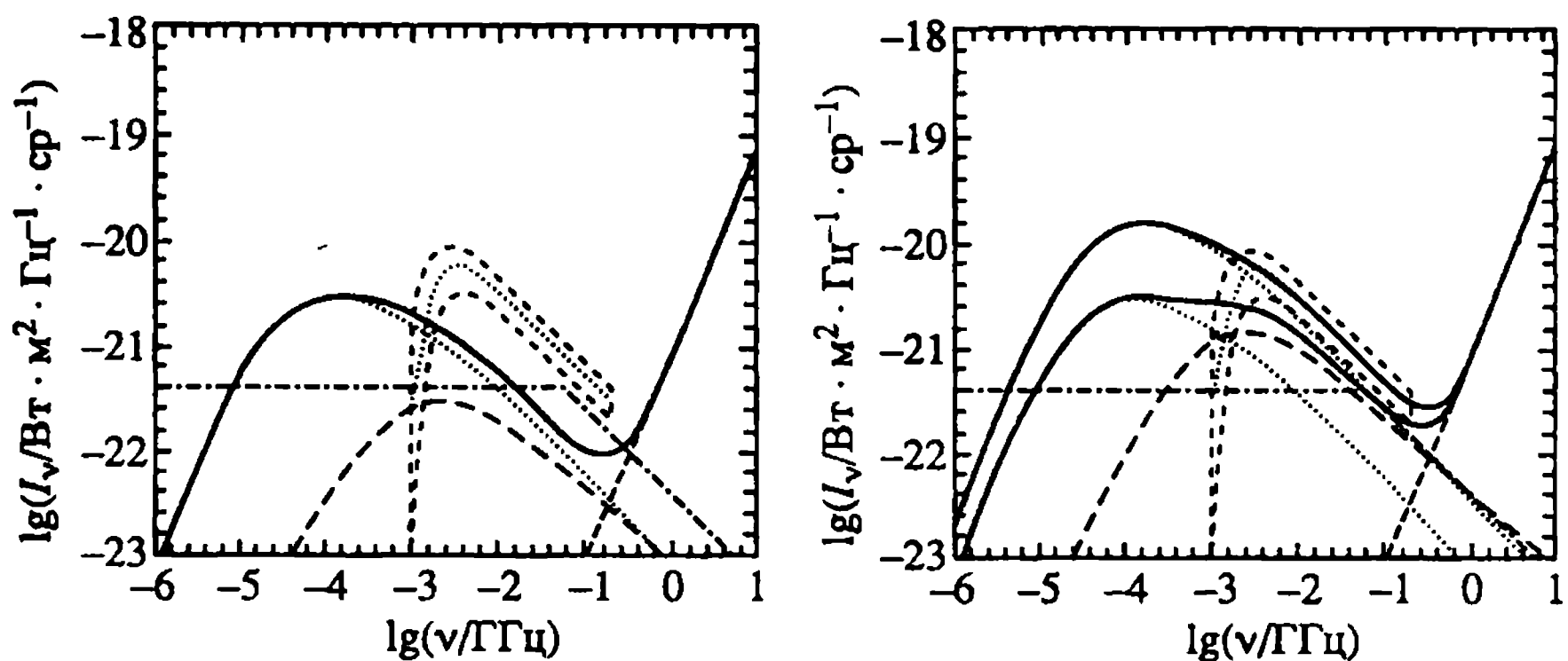


Рис. 3.1. Вклад нормальных галактик (пунктирная линия), радиогалактик (штриховая линия) и реликтового излучения (линия с короткими штрихами) в интенсивность внегалактического радиофона. Вверху – без эволюции источников, внизу – с учётом возможной эволюции. Точками показана область изменений (см. рис. 1.3); детали см. в работе [Protheroe, Biermann, 1996]

проводятся нагревом электронов до температур $T_e \geq 10^4$. При таких температурах плазма должна излучать кванты (свободно-свободное излучение) с коэффициентом эмиссии

$$E_{ff}(\nu) = 5,4 \cdot 10^{-39} g T_e^{1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} n_e^2 \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}), \quad (3.7)$$

где g – фактор Гаунта: $g = 1$ при $h\nu \gg kT_e$ и $g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \times$

$\times \ln \left[\frac{4kT_e}{h\nu} - 0,577 \right]$ [Karzas, Latter, 1961] в пределе $h\nu \ll kT_e$. Как

видно из уравнения (3.7), в длинноволновом участке спектра спектр эмиссии практически не зависит от частоты. Следовательно, на данных волнах следует ожидать появления пекулярностей в современном спектре фонового радиоизлучения, обусловленного нагревом космической плазмы при больших красных смещениях.

В гл. 1 при описании спектра космического электромагнитного излучения во Вселенной было отмечено, что в радиодиапазоне ($\nu \approx 1 \div 10$ ГГц) поток излучения заведомо ниже $J_R \approx 10^{-23}$ эрг/(с · ср² Гц) при $\nu \sim 10$ ГГц (см. рис. 3.1). Заметим, что в оригинальной работе [Zeldovich, Sunyaev, 1969] для J_R принималась величина, почти на 4 порядка выше указанного предела, хотя и на другой частоте ($\nu \approx 0,6$ ГГц, $\lambda \approx 50$ см). В силу “плоского” характера спектра свободно-свободной эмиссии ясно,

что порядок величины $E_{ff}(\nu \approx 0,6 \text{ ГГц})$ и $E_{ff}(\nu \approx 10 \text{ ГГц})$ не изменится. В то же время наблюдаемый поток на частоте 600 МГц убывает по сравнению с $\nu \approx 10 \text{ ГГц}$ ещё примерно на порядок (см. рис. 3.1), достигая локального минимума. Таким образом, ограничения на температуру нагрева электронов можно получить из условия [Zeldovich, Sunyaev, 1969]

$$\int \frac{E_{ff} dl}{(1+z)^3} < J_R(\nu), \quad (3.8)$$

где $dl = c dt \approx (c/H_0)(\Omega_m)^{-1/2} z^{-5/2}$, $z \gg 1$. Тогда, комбинируя уравнения (3.7) и (3.8), окончательно получим

$$\frac{(\Omega_b h^2 / 0,02)^2}{(\Omega_m h^2)^{1/2}} \int_0^{z_{\max}} dz \sqrt{1+z} T_e^{-1/2}(z) \leq 0,5 j_R, \quad (3.9)$$

где $j_R \equiv J_R f(\nu) / 10^{-24} \text{ эрг}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \text{ ГГц} \cdot \text{ср})$. Как видно из уравнения (3.9), ограничения на $T_e(z)$ зависят от динамики изменения температуры электронов по мере убывания красного смещения.

Рассмотрим модель, когда температура электронов зависит от z степенным образом, $T_e(z) \approx 10^4 \frac{(1+z)^\xi}{(1+z_*)^\xi}$, где параметр $\xi \leq 0$,

а z_* – момент разогрева. Ясно, что при $\xi > 0$ по мере изменения z температура электронов будет понижаться и, следовательно, мощность ионизатора оказывается недостаточной для поддержания режима $x_e = 1$.

Рассмотрим предельный случай, когда $T_e = \text{const} \approx 10^4 \text{ К}$ и не зависит от z ($\xi = 0$). Тогда из уравнения (3.9) мы немедленно получаем

$$z_{\max}^{3/2} \leq 75 j_R (\Omega_m h^2)^{1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02} \right)^{-2} \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

В то же время электроны, нагретые до 10^4 К , должны передавать энергию квантам реликтового излучения комптоновским механизмом. Соответствующая величина параметра y при этом оценивается как

$$y \sim \tau \frac{k T_e}{m_e c^2} \approx 1,6 \cdot 10^{-9} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02} \right) (\Omega_m h^2)^{-1/2} \left(\frac{T_e}{10^4} \right) z_{\max}^{3/2}. \quad (3.11)$$

С учётом уравнений (3.10) и (3.11) получаем

$$y \leq 1,2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0,02} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{3/2} j_R. \quad (3.12)$$

что заведомо ниже наблюдательного предела COBE при $T_e < 6,5 \cdot 10^6$ К. Возвращаясь к уравнению (3.10) и используя в качестве максимума температуры $T_e < 6,5 \cdot 10^6$ К, мы получим $z_{\max} \leq 150$. Заметим, что в монографии [Zeldovich, Novikov, 1983] приведён более детальный вывод нахождения величины $z_{\max}$, основанный на поиске современного минимума функционала, учитывающего ограничения по радиофону и y -параметру, не требующие предположения о том, что $T_e(z) = \text{const}$. В рамках этой обобщённой постановки легко показать, что количественные выводы о необходимости существования периода нейтрального водорода во Вселенной изменяются слабо. С запасом можно утверждать, что вплоть до красных смещений $z \approx 300$ космическая плазма должна быть нейтральна ($x_e \ll 1$) и её температура должна быть низка ($T_e < 10^4$ К).

Таким образом, космологический водород неизбежно должен рекомбинировать, а если принять во внимание эффект Ганна–Патерсона, впоследствии вновь ионизоваться. Каковы могли быть источники этого процесса – вот вопрос, который создаёт интригу ионизационной истории Вселенной, обсуждению которой посвящаются следующие параграфы этой главы.

3.2. Стандартная модель рекомбинации водорода

Объектом нашего внимания в этом параграфе будет стандартная модель рекомбинации водорода, основы которой были сформулированы в конце 60-х – начале 70-х годов XX века в пионерских работах [Зельдович, Курт, Сюняев, 1968; Peebles, 1968]. Необходимо отметить, что в этот период роль скрытой массы в кинематике и динамике эволюции Вселенной недооценивалась. Поэтому все результаты теории рекомбинации водорода в барионной Вселенной нуждались в определённой корректировке, учитывающей простой факт, что скрытая масса по плотности преобладает над плотностью барионной материи и, следовательно, начиная с красного смещения $z_{\text{eq}} \approx 1,2 \cdot 10^4 \Omega_m h^2$, когда её плотность сравнивается с плотностью реликтового излучения, темп расширения Вселенной подчиняется закону $a \propto t^{2/3}$. В то же