

УДК: 524.5

ИЗМЕНЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ ЕЕ РЕИОНИЗАЦИИ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ

Поступила 28 декабря 2001

В настоящее время считается, что реионизация межгалактической среды происходила под действием ультрафиолетового излучения горячих звезд, содержащихся в рано сформировавшихся галактиках. Вокруг таких галактик образовались области ионизованного водорода ("зоны НП"). Рассмотрено действие рекомбинации водорода и одновременного космологического расширения таких областей на их непрозрачность. Показано, что области, образовавшиеся при $z > 6$, непрозрачны для L_c -излучения, а при $z_1 \leq 5$ межгалактическая среда для $0 < z < 5$ должна быть прозрачной. Этот вывод соответствует данным недавних наблюдений.

1. *Введение.* Вопрос о состоянии межгалактического газа при больших красных смещениях z в последнее время обсуждался в ряде работ. По стандартной космологической модели температура первичного газа при $z = 3 + 5$ вследствие космологического расширения оказывается настолько малой, что практически все атомы водорода в нем должны быть в нейтральном состоянии. В этом случае объекты при $z = 3$ и более далекие были бы недоступны для оптических наблюдений в определенных интервалах частот. Однако галактики и квазары наблюдаются даже при $z = 5$ без заметного поглощения в континууме и, следовательно, к настоящему времени водород в 99% объема межгалактической среды оказывается ионизованным. При этом степень ионизации в среднем должна быть очень высокой. Оптическая толщина τ_H , создаваемая однородной средой с плотностью ρ_{IGM} и концентрацией атомов водорода $n_H^{(0)}$, для излучения источника с красным смещением z согласно [1] равна:

$$\tau_H = 3.53 \cdot 10^5 (1-x) \frac{\rho_{IGM}}{\rho_{cr}} (1+z)^2. \quad (1)$$

Здесь $x = n_H^+ / n_H^{(0)}$ - степень ионизации и ρ_{cr} - критическая плотность. Поскольку для излучения от объектов с $z = 5$ не наблюдается значительного поглощения, то для них $\tau_H \leq 0.1$ и, следовательно, $1-x \leq 10^{-6}$.

В отношении природы источников энергии реионизации первичного газа высказывались различные предположения. В настоящее время преобладает мнение о том, что водород ионизируется УФ-излучением ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) горячих звезд, образующихся в первых галактиках при $z \leq 20$ [2] (и там же ссылки на более ранние работы). Вокруг этих галактик должны образовываться области ионизованного водорода ("зоны НП").

Физические условия в такой области зависят от ряда обстоятельств - изменений потока ионизирующего излучения со временем, газодинамических и радиационных процессов в ней и космологического расширения, которое приводит к уменьшению средней плотности газа.

Теоретическое изучение реионизации, обусловленной излучением горячих звезд, в большинстве работ сводится к расчетам движения ионизационных фронтов, а физическим процессам, происходящим в областях НII, уделяется мало внимания, хотя именно они определяют свойства ионизируемого газа. В частности, не изучается изменение степени ионизации газа в ходе эволюции области, хотя от этой величины сильно зависит степень непрозрачности газа в области.

В данной работе рассматривается простая модель эволюционирующей области НII и выясняется, как в ходе эволюции таких областей изменяется непрозрачность межгалактической среды.

2. *Энергетика источников реионизации.* При моделировании структуры областей ионизованного водорода в первичном газе приходится вводить параметры, определяющие как свойства источников затрачиваемой на ионизацию энергии, так и окружающей их среды. Не для всех из этих параметров значения - причем достаточно точные - могут быть найдены из наблюдений и для некоторых из них величины принимаются в какой-то мере произвольно.

Как было отмечено выше, предполагается, что ионизация первичного водорода в газе происходит в результате поглощения фотонов с длиной волны $\lambda < 912\text{\AA}$, испускаемых горячими звездами. Тем самым принимается, что образование первых звезд - значит, и галактик - предшествует реионизации или происходит одновременно с ней. Об эффективности указанного источника ионизирующих фотонов можно сделать вывод, оценив число горячих звезд, необходимых для ионизации всего водорода, не вошедшего в состав галактик. Такая оценка производится ниже, причем делаются следующие упрощающие предположения:

1. Первичная среда содержит только водород. Она однородна, т.е. сгущения в ней отсутствуют и значение плотности зависит только от z . Полное число атомов в среде N_H определяется выражением

$$N_H = \mathfrak{M}_b \frac{1 - q_0}{m_H}, \quad (2)$$

где \mathfrak{M}_b - барионная масса во Вселенной и q_0 - доля массы, содержащаяся в галактиках.

2. В ионизации участвуют только звезды со значением массы \mathfrak{M}_* в пределах $10 \leq \mathfrak{M}_*/\mathfrak{M}_\odot < 60$. Начальное распределение по массам, задаваемой той или иной функцией, может дать среднее значение массы $\overline{\mathfrak{M}_*}$. Принимается, что при первых вспышках звездообразования образуется N_*

звезд с массой $\overline{\mathcal{M}}$.

$$N_* = f_* \frac{\overline{\mathcal{M}}_b q_*}{\overline{\mathcal{M}}_*}. \quad (3)$$

Множитель f_* означает долю вещества, приходящуюся на звезды с массой, находящейся в указанном интервале.

3. Звезда класса О с массой $\overline{\mathcal{M}}$ испускает S_{ph} фотонов в секунду ($\lambda < 912\text{\AA}$), причем $S_{ph} = \text{const}$ в течение интервала времени Δt_L и $S_{ph} = 0$ вне этого интервала.

4. Доля образованных звездами класса О ионизирующих фотонов, выходящих за пределы галактики, $q_{esc} < 1$.

5. Для полной ионизации газа необходимо r фотонов на один атом. При учете происходящих в газе рекомбинаций $r > 1$.

6. Время формирования необходимого для полной ионизации числа звезд класса О мало по сравнению с хаббловским временем t_H .

Полная ионизация водорода должна произойти при выполнении следующего условия:

$$f_* \frac{\overline{\mathcal{M}}_b q_*}{\overline{\mathcal{M}}_*} S_{ph} t_L q_{esc} = r \frac{\overline{\mathcal{M}}_b}{m_H} (1 - q_*). \quad (4)$$

Принимая в качестве начальной функции распределения по массам предложенную в работе [3], находим $\overline{\mathcal{M}}_* = 20\overline{\mathcal{M}}_\odot$ и соответственно для величин S_{ph} и t_L (при различных значениях $\overline{\mathcal{M}}_*$, рассчитанных в работе [4]) имеем:

$$S_{ph} = 3 \cdot 10^{48} \text{ с}, \quad \Delta t_L \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ с}.$$

Доля q_{esc} по данным наблюдений [5] составляет несколько процентов полного числа испущенных звездами фотонов. В дальнейшем принимаем $q_{esc} = 0.10$, что значительно меньше, чем обычно используемая в расчетах реионизации величина.

Значение f_* не очень уверенно определяется по рассчитывавшейся в [6] начальной функции масс, поскольку первые звезды формируются в предположении отсутствия в газе иных элементов, кроме водорода и гелия, а при указанных расчетах такая ситуация не рассматривалась. Тем не менее, значение $f_* \approx 10^{-2}$ не должно очень сильно отличаться от действительного.

При указанных значениях параметров из [4] имеем

$$40 q_* \approx r(1 - q_*). \quad (5)$$

В первоначальных расчетах реионизации (например, [2,4]) принималось, что $r = 10$, поскольку предполагалась многократная повторная ионизация атомов. Однако появились основания полагать, что $r \leq 2$ (об этом будет подробнее сказано ниже), то есть вероятность повторной ионизации атомов невелика. Из (5) следует, что $q_* \leq 0.05$, то есть для полной ионизации первичного водорода достаточно, чтобы при $z \geq 5$ в состав галактик перешла сравнительно малая доля вещества. Этот вывод указывает на эффективность

рассматриваемого механизма реионизации.

3. *Формирование областей III.* В первичной среде непосредственно отдельные звезды не образуются и водород ионизируется излучением звезд, возникших при вспышке звездообразования в молодых галактиках. Продолжительность такой вспышки Δt_f неизвестна, но, по-видимому, должны выполняться неравенства

$$\Delta t_L < \Delta t_f \ll t_H.$$

Образовавшиеся за время Δt_f в галактике звезды класса O, представляющие собой в совокупности единый источник реионизации окружающего галактического газа, создают ионизационный фронт. Таким путем формируются области III.

При рассмотрении эволюции области III она будет считаться однородной по плотности, что, безусловно, является грубым приближением, но сильно упрощает решение задачи.

Изменение со временем собственного объема V_i ионизованной области при указанном условии записывается в виде [7]

$$\frac{dV_i}{dt} - 3HV_i = \frac{S}{n_H} - \frac{V_i}{t_{rec}}. \quad (6)$$

Здесь H - постоянная Хаббла, S - величина потока ионизирующих фотонов, выходящих из галактики, n_H - концентрация атомов водорода и t_{rec} - характерное время рекомбинации газа. Оно, как известно (см. например, [8]), выражается равенством

$$t_{rec} = \frac{1}{C_2 n^+}, \quad (7)$$

где C_2 - суммарный коэффициент рекомбинации на все уровни, начиная со второго, равный $C_2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$. Внутренняя энергия в области содержится главным образом в "ионизационной форме" (была поглощена при ионизации и давление не влияет на скорость расширения области - "пылевая модель").

При больших красных смещениях ($z \gg 1$) действие космологического расширения за время образования области Δt_f мало сказывается на изменении величины V_i . Этому промежутку времени соответствует величина Δz_i , связанная с Δt_f условием:

$$\Delta z_i \approx \frac{\Delta t_f}{t_H} (1 + z_i). \quad (8)$$

При $\Delta t_f/t_H \ll 1$, $\Delta z_i \ll z_i$. Время рекомбинации $t_{rec} \gg t_H$. Учитывая эти обстоятельства, процесс изменения объема V_i можно разделить на две стадии:

1. Возрастание V_i происходит только вследствие действия источника ионизирующих фотонов. Если источник начинает действовать в момент $t_i^{(0)}$, то при t , заключающемся в пределах

$$t_i^{(0)} < t < t_i^{(0)} + \Delta t_f \equiv \tilde{t}_i,$$

уравнение (6) записывается в виде

$$\frac{dV_I}{dt} = \frac{S}{n_H}. \quad (9)$$

Заметим, что действие источника кратковременно и размер области намного меньше, чем у классической зоны Стремгrena, соответствующей условию:

$$\frac{S}{n_H} - \frac{V_I}{t_{rec}} = 0.$$

2. Объем образовавшейся области НII возрастает вследствие космологического расширения. Это возрастание описывается уравнением

$$\frac{dV_I}{dt} - 3HV_I = 0. \quad (10)$$

Рекомбинации не влияют на величину V_p , но сказываются на степени ионизации атомов и тем самым на прозрачности газа для L_c -излучения. Как следует из теории ионизационных фронтов, при $t \leq \tilde{t}$ область ионизованного газа должна быть прозрачна для L_c -излучения.

Изменение степени ионизации $x = n^+/n$ со временем после "выключения" источника описывается хорошо известным уравнением

$$\frac{dx}{dt} = -C_2nx^2. \quad (11)$$

Масса \mathfrak{M}_I , заключенная в объеме V_p при $t > \tilde{t}$ не меняется со временем. Так как $\mathfrak{M}_I = V_I m_H n$, то из (10) получается уравнение, определяющее изменение концентрации атомов

$$\frac{d(1/n)}{dt} - 3H \cdot \frac{1}{n} = 0. \quad (12)$$

Использование соотношения между H и t

$$H = \frac{H_0 t_0}{t}, \quad (13)$$

где H_0 и t_0 соответствуют значению $z=0$ при равенстве $3H_0 t_0 = 2$, дает по (12) зависимость $n(t)$:

$$n(t) = n(\tilde{t}) \left(\frac{\tilde{t}}{t} \right)^2. \quad (14)$$

При посредстве (14) и уравнения (11) получается следующее выражение для $x(t)$ при начальном условии $t = \tilde{t}$, $x = 1$:

$$x(t) = \frac{1}{1 + a \left[\frac{1}{\tilde{t}} - \frac{1}{t} \right]}, \quad (15)$$

где $a = C_2 n(\tilde{t}) \tilde{t}^2$. При $t \rightarrow \infty$

$$x(t) \rightarrow \frac{1}{1 + \frac{a}{\tilde{t}}} \neq 0.$$

Таким образом, в данном случае имеет место явление, аналогичное "закалке" ионизационного равновесия.

Величиной $1-x$ определяется концентрация нейтральных атомов водорода в среде. При $0 < 1-x \ll 1$ эту разность приближенно можно выразить в виде

$$1-x \approx a \left[\frac{1}{\bar{t}} - \frac{1}{t} \right] - a^2 \left[\frac{1}{\bar{t}} - \frac{1}{t} \right]^2. \quad (16)$$

Параметр $a(z)$ выражается через возраст Вселенной t_0 и концентрацию атомов n_0 при $z=0$. При $n_e^{(0)} = n_0$

$$a = \frac{t_0^2}{t_{rec}(t_0)} \equiv Q t_0, \quad t_{rec}(t_0) = \frac{1}{C_2 n_e^{(0)}}. \quad (17)$$

Учитывая, что

$$\bar{t} = t_0 (z_i + 1)^{-3/2},$$

из (16) и (17) находим

$$1-x(z) = Q \left[(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2} \right] - Q^2 \left[(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2} \right]^2. \quad (18)$$

При посредстве этого соотношения определяется изменение степени ионизации в области НII, образованной на уровне z_i .

По современным данным $t_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ с и $n_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$ см⁻³ (при $\Omega_b = 0.04$). Тогда $Q \approx 1/100$.

Особенностью процесса рекомбинации газа в условиях межгалактической среды является, как было отмечено выше, "закалка" ионизации. Как следует из (18), степень ионизации при $0 < z_i < 20$ и $x(z_i) = 0$ остается сравнительно высокой вплоть до $z=0$. Зависимость $x(z)$ представлена на рис.1.

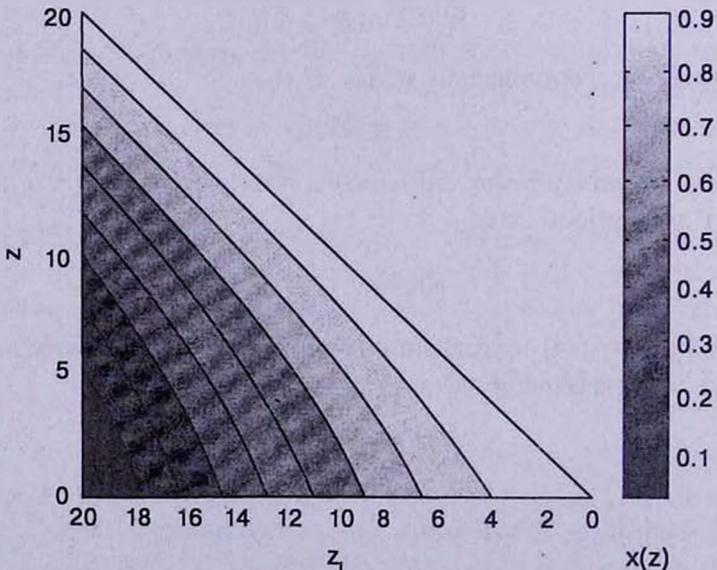


Рис.1. Изменение со временем степени ионизации водорода $x(t)$ в области НII ($N_0 = 10^3$). Моменту формирования области \bar{t} соответствует величина z_i , моменту t - величина $z (< z_i)$.

4. Изменение оптической толщины области НII со временем.

При окончании своего формирования область НII должна обладать очень малой оптической толщиной τ для L_c -излучения, но в процессе эволюции области величина τ изменяется, причем, как будет показано в этом разделе, не монотонно. Предполагается, что область является сферической и однородной по плотности.

К моменту времени t оптическая толщина ее вдоль радиуса $\tau_R(z)$ равна

$$\tau_R(z) = \alpha_c [1 - x(z)] n(z) R_I(z). \quad (19)$$

Здесь $\alpha_c = 0.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$ - коэффициент поглощения у границы лаймановской серии, рассчитанный на один атом водорода, и $R_I(z)$ - радиус области НII. Он связан с начальной (в момент \tilde{t}_i) величиной радиуса $R_I(z_i)$ соотношением:

$$R_I(z) = R_I(z_i) \frac{1 + z_i}{1 + z}. \quad (20)$$

Значение $R_I(z)$ определяется по начальной величине объема $V_I(z)$ после интегрирования в пределах от $t_i^{(0)}$ до \tilde{t} уравнения (9), в котором принято

$S = S_{ph} \frac{\Delta t_L}{\Delta t_f} q_{esc}$. Через N_O обозначено число звезд класса О, образовавшихся в галактике, вокруг которой сформировалась область

$$R_I(z_i) = \left[\frac{3}{4\pi} \frac{S_{ph} \Delta t_L q_{esc}}{n(z_i)} \right]^{1/3} N_O^{1/3}. \quad (21)$$

Используя равенства

$$n(z) = n(z_i) \left(\frac{1 + z}{1 + z_i} \right)^3 = n_0 (1 + z)^3, \quad (22)$$

соотношения (20), (21) и приняв также приведенные выше значения S_{ph} , Δt_L , n_0 и q_{esc} , находим из (19) соотношение, определяющее величину $\tau_R(z)$

$$\tau_R(z) = 0.4 [1 - x(z)] (1 + z)^2 N_O^{1/3}. \quad (23)$$

Подставляя в (23) выражение $1 - x(z)$ и ограничиваясь членом первого порядка малости по Q , получаем:

$$\tau_R(z) = 40 [(z_i + 1)^{3/2} - (z + 1)^{3/2}] (1 + z)^2 N_O^{1/3}.$$

В результате расчетов, проведенных в [4] и ряде последующих работ, было получено, что первые звезды могли образоваться при $z = 25 + 20$ в "гало коллапсировавшего темного вещества". Барийонная масса в таких объектах, по существу являющихся галактиками, равна $\approx 10^8 M_\odot ((1 + z)/10)^{-3/2}$. Если принять, при начальной функции звездообразования по [6], массу, охваченную вспышкой звездообразования $\approx 10^6 M_\odot$, то число образовавшихся в "гало" звезд класса О порядка 10^3 . При вспышке звездообразования в массивных галактиках ($M \approx 10^{11} M_\odot$), образующихся значительно позже ($z < 10$), может возникнуть до 10^6 звезд класса О. Таким образом, входящая в (23) величина

$$N_0^{1/3} = 10 + 10^2.$$

Результаты расчетов оптической толщины области НII при $0 < z_i \leq 20$ для $N_0 = 10^3$ ($1 - x(z_i) = 10^{-6}$) приведены на рис.2.

Если $z_i > 5$, то вначале величина $\tau_R(z)$ возрастает настолько, что область НII оказывается непрозрачной ($\tau_R(z) \gg 1$). Это обусловлено уменьшением степени ионизации и, соответственно, увеличением величины $1 - x(z)$. Однако в дальнейшем $\tau_R(z)$ уменьшается вследствие некоторой стабилизации степени

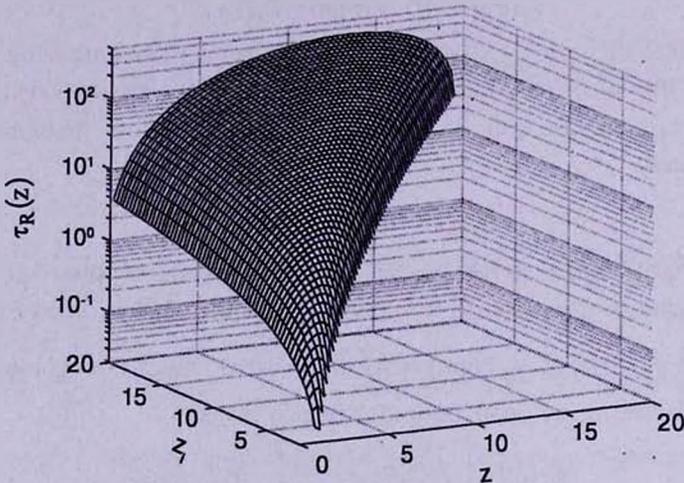


Рис.2. Оптическая толщина $\tau_H(z)$ областей НII, сформировавшихся при $z=z_i$ ($N_0 = 10^3$).

ионизации, а также эффектом, связанным с космологическим расширением области - уменьшением ее плотности. Тем не менее, при $5 < z_i \leq 20$ и $z \geq 5$ значение $\tau_R(z) \gg 1$ и области НII остаются непрозрачными. Дополнительная реионизация источниками, возникающими при $z < 5$, может сделать их прозрачными. Если же $z_i \leq 5$, то для всех $z < 5$ величина $\tau_R(z) < 1$, то есть область НII прозрачна для L_i -излучения.

Естественно, что для установления степени непрозрачности межгалактической среды в целом полученных оценок недостаточно, поскольку вклад в оптическую толщину среды облаков, образовавшихся на различных z_p , неодинаков. Поэтому более точные расчеты распределения степени ионизации в межгалактической среде должны предусматривать одновременное моделирование образования галактик. Подобная задача до сих пор не рассматривалась.

5. Заключение. Оценки степени ионизации водорода в межгалактических областях НII сделаны с использованием грубой модели - в предположении однородного облака сферической формы. Кроме того, принятые значения различных параметров - S_{ph} , t_L , q_{esc} , n_0 - могут значительно отличаться от реальности и быть правильными лишь по порядку

величины. Тем не менее, в качественном отношении представляются справедливыми следующие выводы:

1. Межгалактическая среда должна быть крайне неоднородной в отношении степени ионизации водорода. Поэтому оценки τ_H , сделанные в [1] и ряде других работ в предположении однородности среды, совершенно недостаточны. Неоднородность первичного газа по степени ионизации необходимо учитывать и при расчетах моделей образования крупномасштабных структур на больших z .

2. При $z < 5$ межгалактическая среда прозрачна для L_c -излучения, а излучение за пределом лаймановской серии у источников с $z \geq 5$ поглощается. Такой вывод можно сопоставить с результатами недавнего исследования спектров далеких квазаров [9]. В этой работе показано, что заметное поглощение излучения в области за пределом лаймановской серии имеет место для квазаров с $z \geq 5.5$, а у квазара с красным смещением $z = 6.28$ излучение в указанной области практически не наблюдается. Таким образом, оценки $\tau(z)$, сделанные в данной работе, соответствуют имеющимся наблюдательным данным.

Настоящая работа частично поддержана грантом Президента РФ 00-15-966-07.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: vigor@astro.spbu.ru

CHANGES OF THE INTERGALACTIC MEDIUM OPACITY DURING REIONIZATION

V.G.GORBATSKY

At the present it is assumed that reionization of the intergalactic medium was caused with UV radiation from hot stars which were contained in early formed galaxies. The regions of ionized hydrogen ("HII zones") were generated around such galaxies. The effects of hydrogen recombinations and of simultaneous cosmological expansion on the opacity of such regions are considered. It is shown that the regions formed at $z_i > 6$ are opaque for L_c radiation, but for $z_i \leq 5$ the intergalactic medium at $0 < z < 5$ must be transparent. This conclusion is in accord to the data of recent observations.

Key words: (*Galaxies:*) *intergalactic medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.E.Gunn, B.A.Peterson*, *Astrophys. J.*, **142**, 1633, 1965.
2. *A.Venkatesan*, *Astrophys. J.*, **537**, 55, 2001.
3. *J.M.Scalo*, *Fund. Cosm. Phys.*, **11**, 1, 1990.
4. *Z.Haiman, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **483**, 21, 1997.
5. *C.Leitherer et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **454**, L19, 1995.
6. *E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **121**, 161, 1955.
7. *P.R.Shapiro, M.I.Giroux*, *Astrophys. J. Lett.*, **321**, L107, 1987.
8. *В.В.Соболев*, *Астрон. ж.*, **27**, 5, 1950.
9. *R.H.Becker et al.*, 2001, astro-ph/0108097.