

УДК 524.78

## ЭВОЛЮЦИЯ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК И ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ В ЛИНИИ 21 СМ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

© 2018 Е. О. Васильев<sup>1,2\*</sup>, М. В. Рябова<sup>1\*\*</sup>, Ю. А. Щекинов<sup>3,4\*\*\*</sup>, Ш. К. Сетхи<sup>4\*\*\*\*</sup><sup>1</sup>Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344090 Россия<sup>2</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия<sup>3</sup>Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, 199911 Россия<sup>4</sup>Рамановский исследовательский институт, Бангалор, 560 080 Индия

Поступила в редакцию 26 февраля 2018 года; принята в печать 24 мая 2018 года

Известно, что в процессе реионизации водорода во Вселенной определяющую роль играли галактики малых масс. В настоящей работе мы исследуем вклад в ионизацию и нагрев водорода мягкого рентгеновского излучения ( $E \sim 0.1\text{--}1$  кэВ) от карликовых галактик на начальных этапах реионизации. В эпохи, предшествующие реионизации водорода, в процессе звездообразования (ЗО) в карликовых галактиках звездными источниками этого излучения могут являться только горячие звезды промежуточных масс ( $M \sim 5\text{--}8 M_{\odot}$ ), перешедшие на асимптотическую ветвь гигантов (АВГ), и массивные рентгеновские двойные. В работе рассмотрена эволюция межгалактического газа в окрестности карликовой галактики с полной массой  $6 \times 10^8 M_{\odot}$ , образованной на красном смещении  $z \sim 15$ , и постоянной скоростью ЗО  $0.01\text{--}0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  в течение вспышки ЗО длительностью до 100 млн лет. Показано, что излучение от звезд АВГ обеспечивает нагрев межгалактического газа выше 100 К и его ионизацию  $x_e \gtrsim 0.03$  в окрестности примерно 4–10 кпк вокруг галактики при скорости ЗО  $0.03\text{--}0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , и после окончания вспышки ЗО эта область остается квазистационарной в течение следующих 200–300 млн лет, то есть до  $z \sim 7.5$ . При образовании рентгеновских двойных звезд в карликовых галактиках на  $z \sim 15$  область ионизованного и нагретого газа увеличивается по сравнению с областью, ионизированной только звездами АВГ в 2–3 раза для фактора  $f_X = 0.1$  в зависимости «рентгеновская светимость–скорость звездообразования» ( $L_X \sim f_X SFR$ ) и в 5–6 раз для  $f_X \sim 1$ . Для  $f_X \lesssim 0.03$  влияние от рентгеновских двойных меньше, чем от населения звезд АВГ.  $\text{Ly}\alpha$ -излучение, нагрев и ионизация межгалактического газа в окрестности карликовых галактик приводят к возбуждению линии 21 см HI. Найдено, что в период окончания вспышки ЗО на  $z \sim 11.5\text{--}12.5$  яркостная температура в окрестности галактик составляет 15–25 мК и размеры области, в пределах которой яркостная температура остается близкой к максимуму, составляют около 12–30 кпк. Следовательно, эпоха окончания вспышки ЗО является наиболее благоприятной для наблюдений карликовых галактик в линии 21 см HI, поскольку размер зоны максимальной яркостной температуры оказывается наибольшим в течение эволюции карликовой галактики. При размерах, соответствующих почти 0.1 для  $z \sim 12$ , области с максимальной эмиссией могут быть обнаружены на строящейся интерферометрической решетке Square Kilometre Array.

Ключевые слова: галактики: карликовые — межгалактическая среда

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ионизационное и тепловое состояние фонового (межгалактического) газа в эпоху до реионизации водорода может меняться за счет влияния излучения от звездного населения и рентгеновских

источников (например, [1, 2]), космических лучей [3–6] и различных нестабильных частиц темной материи (например, [7–9]). Считается, что первые два типа источников являлись определяющими на красных смещениях, начиная с  $z \sim 20$ , и обеспечили реионизацию водорода (например, см. обзор [10]). При этом в значительной степени эти два источника имеют общее происхождение — связаны со звездным нуклеосинтезом, ведь под рентгеновскими источниками понимаются в первую очередь

\*E-mail: eugstar@mail.ru

\*\*E-mail: mryabova@sfdedu.ru

\*\*\*E-mail: yus@asc.rssi.ru

\*\*\*\*E-mail: sethi@rri.res.in

одиноким черным дырам звездных масс и массивные рентгеновские двойные.

В звездном населении современных галактик можно найти и другие источники мягкого рентгеновского излучения: белые карлики, звезды АВГ и т.д. Если для образования первых необходимы миллиарды лет, то звезды с массами  $5-8 M_{\odot}$ , переходящие на АВГ, вполне могут формироваться и в первых протогалактиках. При этом стоит отметить, что время жизни звезд такой массы на главной последовательности (ГП) оказывается меньше и сравнимо с локальным возрастом Вселенной на красных смещениях около 10. Поэтому их излучение в области 100–300 эВ может покидать первые карликовые галактики и нагревать окружающий фоновый газ. При этом формирование АВГ-звезд не требует каких-либо дополнительных предположений, как, например, в случае массивных рентгеновских двойных, где важно знать долю образующихся двойных систем. В карликовых галактиках, где число звезд вообще невелико, эта величина может меняться от галактики к галактике. По этой причине к этим объектам вряд ли напрямую применимо известное соотношение между рентгеновской светимостью и скоростью звездообразования [11] из-за ожидаемого большого разброса величин. В этой связи следует отметить, что звездообразование в карликовых галактиках хотя и носит вспышечный характер, как и в более массивных, но это единичные моменты, длящиеся нескольких десятков миллионов лет и кардинально влияющие на эволюцию галактики в целом (например, [12, 13]). Так, энергии одной мощной вспышки ЗО может быть достаточно, чтобы выбросить большую часть газа из галактики, а для маломассивных мини-гало к подобным последствиям может привести вспышка одной сверхновой (СН) (например, [13, 14]) и, таким образом, подавить или вовсе прекратить звездообразование в течение следующих нескольких сотен миллионов или миллиардов лет. Еще одним фактом в пользу анализа возможного вклада АВГ-звезд в нагрев фонового газа является их время жизни. Благодаря тому, что время нахождения звезд промежуточных масс на ГП составляет не менее нескольких десятков млн лет, их влияние может быть более длительным, чем действие рентгеновских двойных. С другой стороны, хотя и кратковременное, но мощное, влияние последних может иметь более продолжительные последствия для фонового газа из-за его низкой плотности.

В работе исследуется влияние источников мягкого рентгеновского излучения в карликовых галактиках — звезд АВГ и массивных рентгеновских двойных — на ионизационную и тепловую эволюцию межгалактического газа в эпоху до реионизации водорода и наблюдательные проявления этого

влияния в линии 21 см атомарного водорода. В расчетах предполагается модель  $\Lambda$ CDM с параметрами  $(\Omega_m, \Omega_b, \Omega_{\Lambda}, h) = (0.29, 0.047, 0.71, 0.72)$ . В разделе 2 описана спектральная эволюция карликовых галактик со звездообразованием, в разделе 3 представлены краткое описание модели и результаты расчетов ионизационной и тепловой эволюции межгалактического газа в окрестностях галактик, в разделе 4 изучены наблюдательные проявления изменений тепловой эволюции межгалактического газа в линии 21 см атомарного водорода, в заключении приведены основные выводы.

## 2. СПЕКТРАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК

В рамках иерархического сгущения протогалактики с полной (включая темную материю и газ) массой, близкой к современным карликовым сфероидальным галактикам  $M \sim 10^8-10^9 M_{\odot}$ , появляются на красных смещениях  $z \sim 12-15$  в возмущениях плотности, соответствующих примерно  $(3-4)\sigma$  флуктуациям. Отметим, что первые звезды начинают рождаться несколько раньше,  $z \sim 20$ , в гало темной материи с массой  $M \sim 10^5-10^7 M_{\odot}$  [15–18], при этом их эволюция может приводить к эффективному выметанию газа из родительского гало (например, [13]). Таким образом, в дальнейших слияниях эти гало могут добавлять незначительную массу газа при образовании карликовых протогалактик. Однако этот газ, очевидно, может быть обогащен тяжелыми элементами или металлами, что будет способствовать рождению звезд малых масс в карликовых протогалактиках. Заметим, что эволюция массивных звезд с нулевой металличностью не приводит к значительной потере массы гало с массой больше  $M \sim 10^7 M_{\odot}$ , то есть вспышки первых СН будут обогащать родительские галактики металлами [19, 20].

В большинстве современных карликовых галактик с массой  $M \sim 10^8-10^9 M_{\odot}$  обнаружены несколько звездных населений, хорошо разделяемых по возрастам. При этом наиболее старые звезды имеют возрасты больше, чем время, прошедшее с эпохи реионизации водорода (например, [21]). Основываясь на этих наблюдениях, можно восстановить историю звездообразования в карликовых галактиках, которая включает две или три значительных вспышки ЗО. В течение первой из них, наиболее мощной, скорость ЗО остается почти постоянной в пределах от нескольких десятков до сотен миллионов лет, а ее величина может лежать в широком интервале  $SFR \sim 10^{-3} - 0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Влияние этой вспышки на межзвездный газ оказывается достаточным, чтобы надолго подавить

процессы ЗО — следующая вспышка ЗО обычно происходит через несколько миллиардов лет.

Используя пакет PEGASE [22] для расчета химической эволюции, получим, что при постоянной скорости ЗО, равной верхнему пределу  $0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , в течение 100 млн лет средняя металличность звезд к концу вспышки не превысит  $[Z/H] \sim -1$ , что вполне согласуется с моделями эволюции и наблюдениями современных карликовых галактик (например, [23]). При более высокой скорости ЗО частые вспышки сверхновых могут приводить к эффективной потере газа галактикой уже в течение первых нескольких десятков миллионов лет и, как следствие, применяемая нами модель химической эволюции требует учета этой потери газа.

Наши расчеты показали, что при скорости ЗО ниже  $SFR \sim 0.01 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  поток излучения оказывается слабым для какого-либо заметного нагрева газа на расстояниях больше 2–3 вириальных радиусов для галактик с массой  $M \sim 10^8 - 10^9 M_{\odot}$ . По этой причине ограничимся интервалом скорости ЗО  $0.01 - 0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и в качестве стандартного значения возьмем верхний предел. Для определенности далее будем рассматривать химическую и спектральную эволюцию карликовой галактики с полной массой  $M = 6 \times 10^8 M_{\odot}$ , начальной массой газа  $M_0 = (\Omega_b/\Omega_m)M = 10^8 M_{\odot}$ , сформировавшейся на красном смещении  $z = 15$ , и имеющей постоянную скорость ЗО в течение 100 млн лет. На рис. 1 представлена спектральная светимость звездного населения с возрастом 100, 200 и 300 млн лет в такой галактике со скоростью ЗО  $SFR = 0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . На момент окончания вспышки ЗО,  $t = 100$  млн лет, в спектре доминируют фотоны с энергией 13.6–100 эВ, излучаемые массивными звездами, которые примерно через 10–20 млн лет взорвутся как сверхновые. После этого без дальнейшего звездообразования светимость в этой области спектра за следующие 10–20 млн лет упадет на несколько порядков и затем будет медленно уменьшаться в течение нескольких сотен млн лет.

Примерно через 30 млн лет после начала вспышки ЗО звезды с массой около  $8 M_{\odot}$  начнут перемещаться с ГП в сторону АВГ. Звезды на этой стадии становятся достаточно горячими для излучения фотонов с энергиями 100–300 эВ. Поскольку библиотеки спектров, используемые в программе PEGASE, ограничены длиной волны  $91 \text{ \AA}$  (т.е. энергией 136 эВ), то в наших расчетах мы заменили библиотеку спектров для горячих звезд [24] на соответствующую из работы [25], которая ограничена значительно более высокой энергией, примерно 2 кэВ. На рис. 1 хорошо видно, что спектр в области 100–300 эВ меняется меньше

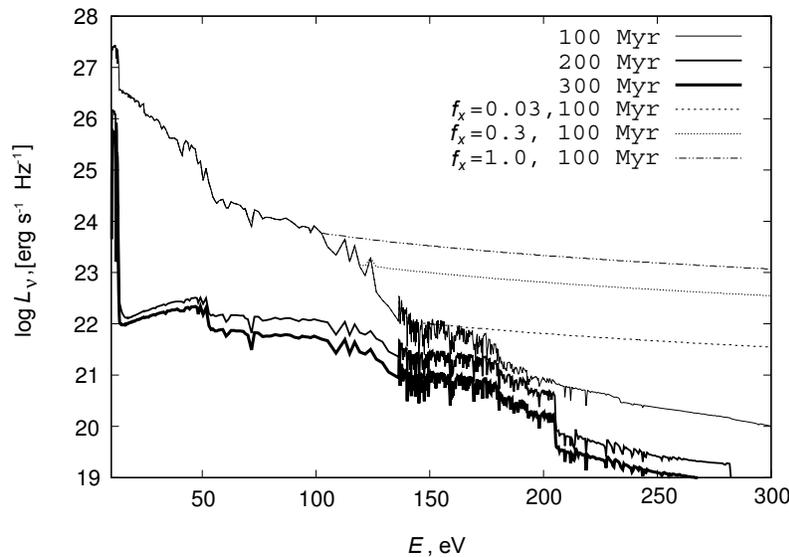
чем на порядок величины за период несколько сотен миллионов лет. Продление спектра главным образом приводит к существенному росту ионизации и нагрева вторичными электронами от мягких рентгеновских квантов в модели без рентгеновских двойных.

В процессе ЗО могут возникать двойные звезды, которые затем станут массивными рентгеновским двойными. Для современных галактик со ЗО эмпирически установлена связь между скоростью ЗО и светимостью в рентгеновском диапазоне, которую обеспечивает излучение рентгеновских двойных [11]:

$$L_X = 3.4 \times 10^{40} f_X \left( \frac{SFR}{1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (1)$$

где  $f_X$  — фактор коррекции, который для галактик в локальной Вселенной равен 0.3–1 [11, 26], но в галактиках на больших красных смещениях в общем случае может иметь другие значения. Например, по наблюдениям на спутнике CHANDRA для галактик на  $z \sim 6$  может быть  $f_X \gtrsim 2 - 5$  [27]. Надо отметить, что в этом случае, очевидно, наблюдались яркие массивные галактики со скоростью ЗО заметно выше, чем в близких галактиках. В нашей модели рассматриваются карликовые галактики с низкой скоростью ЗО и небольшой звездной массой, по этой причине фактор  $f_X$  вряд ли будет больше значений, характерных для локальных галактик, а возможно, даже и ниже их. На рис. 1 приведены спектры для нескольких значений фактора  $f_X$  в момент времени 100 млн лет. Сразу после этого момента времени ЗО в нашей модели прекращается, и вклад от рентгеновских двойных становится нулевым, поэтому для спектров в более поздние моменты фактор  $f_X = 0$ . Конечно, такие звезды не исчезают мгновенно, но задержка может составлять примерно до 30 млн лет — время жизни массивной звезды-донора в двойной системе. Это время незначительно влияет на наши результаты. На рис. 1 видно, что даже при малом значении  $f_X$  излучение от рентгеновских двойных доминирует в диапазоне энергий выше 100–150 эВ. Именно эти кванты, произведенные массивными рентгеновскими двойными, легко покидают карликовые галактики и нагревают окружающий газ (например, [28]).

Звездное население карликовых галактик на этапе ЗО излучает огромное число  $\text{Ly}\alpha$ -квантов. Спектральная светимость  $L(\text{Ly}\alpha)$  для скорости ЗО равной  $0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  к концу вспышки ЗО оказывается выше  $10^{27} \text{ эрг с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$  (рис. 1). При большой оптической толщине в центре линии  $\text{Ly}\alpha$ , которая в пределах галактики довольно велика и превосходит  $10^5$ , число поглощений должно равняться числу излучений. По этой причине поток  $\text{Ly}\alpha$  на расстоянии  $r$  от галактики



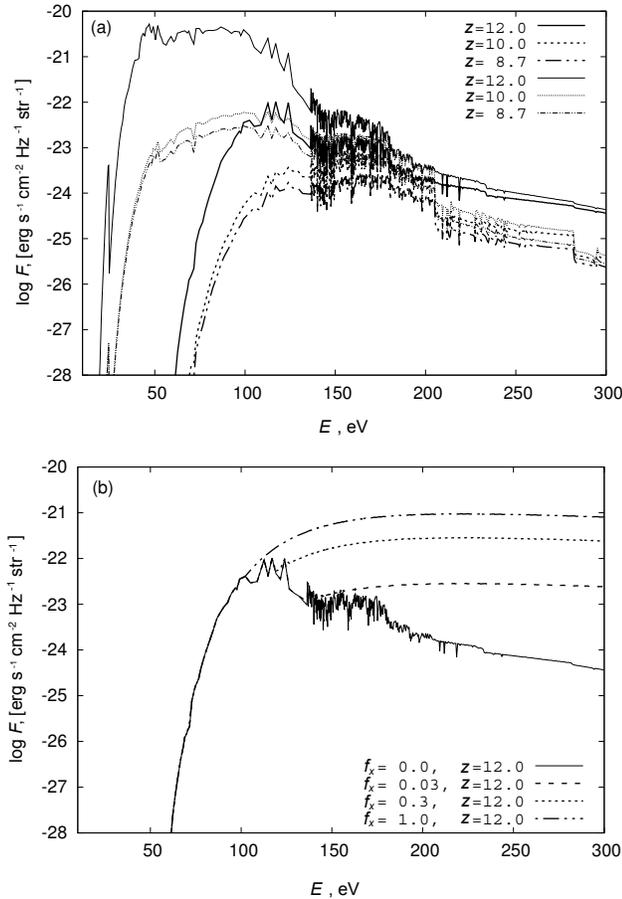
**Рис. 1.** Спектральная светимость звездного населения с возрастом 100, 200 и 300 млн лет (толстые сплошные линии сверху вниз) в галактике с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью ЗО  $SFR = 0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  в течение первых 100 млн лет. Штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии показывают спектры на момент окончания вспышки ЗО с учетом излучения массивных рентгеновских двойных звезд для значений фактора коррекции  $f_X = 0.03, 0.3$  и 1 соответственно.

можно оценить как  $F(\text{Ly}\alpha) = L(\text{Ly}\alpha)/4\pi r^2$ . Например, поток  $\text{Ly}\alpha$ -квантов на расстоянии 1 кпк от центра галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью ЗО, равной  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$ , к моменту окончания вспышки ЗО, то есть к 100 млн лет, составляет около  $10^{-16} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ Гц}^{-1} \text{ стр}^{-1}$ , но уже через 40 млн лет падает больше чем на порядок, а через 100 млн лет после завершения ЗО — почти в 300 раз (мы не приводим часть спектра с потоком  $\text{Ly}\alpha$  на рис. 2 из-за очень широкого интервала величины).

Первые массивные звезды излучают достаточное число ионизирующих квантов, которые могут сильно ионизовать газ внутри карликовой галактики (например, [29–31]) и способствовать выходу части квантов из родительской галактики. Далее выход квантов упрощается благодаря вспышкам СН, которые формируют каверны горячего газа, сравнимые по размерам с вириальным радиусом галактики (например, [12–14]). Таким образом, несколько массивных звезд и вспышек СН в течение 10–20 млн лет могут заметно ионизовать центральную, наиболее плотную, область карликовой галактики и облегчить выход квантов от следующего звездного населения. При этом внутри галактики остается заметная часть нейтрального газа как на периферии, так и в пересекающихся между собой оболочках зон ионизации и сверхновых. Если скорость ЗО остается невысокой для того чтобы образовалось достаточное число СН для выноса

основной части газа из галактики, то можно ожидать, что средняя лучевая концентрация атомарного водорода в межзвездной среде будет оставаться квазистационарной. Поэтому в расчетах будем для простоты предполагать, что лучевая концентрация атомарного водорода  $N_{\text{HI}}$  внутри галактики в течение эволюции постоянна. Рассмотрим эволюцию спектрального потока, выходящего из галактики для двух значений  $N_{\text{HI}}$ :  $10^{19} \text{ см}^{-2}$  и  $10^{20} \text{ см}^{-2}$ . Отметим, что для рассматриваемых в работе полной массы ( $M \sim 10^8 - 10^9 M_\odot$ ) и момента образования ( $z \sim 10 - 15$ ) карликовой галактики второе значение  $N_{\text{HI}}$  всего в 1–3 раза меньше предельного значения для полностью нейтральной межзвездной среды:  $N^*(\text{HI}) \sim \langle n \rangle r_v$  где  $\langle n \rangle \simeq 200 n_b(z_v)$  — вириальная плотность газа внутри протогалактики,  $n_b(z_v)$  — плотность фонового газа на красном смещении  $z_v$ , при котором произошла вириализация,  $r_v$  — вириальный радиус галактики.

На рис. 2а представлен спектральный поток ионизирующего излучения от звездного населения на расстоянии 1 кпк от центра галактики, то есть за пределами вириального радиуса галактики с полной массой  $M = 6 \times 10^8 M_\odot$ . Скорость ЗО полагалась постоянной и равной  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  в течение первых 100 млн лет, начиная с  $z = 15$ . Лучевая концентрация атомарного водорода внутри галактики в течение эволюции оставалась на уровне  $N_{\text{HI}}$ . На рис. 2 представлены спектральные потоки ионизирующего излучения для двух значений  $N_{\text{HI}}$ :  $10^{19} \text{ см}^{-2}$  (тонкие сплошные линии) и  $10^{20} \text{ см}^{-2}$



**Рис. 2.** (а) — спектральный поток ионизирующего излучения от звездного населения на расстоянии 1 кпк от центра галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью звездообразования  $SFR = 0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ , для двух значений лучевой концентрации атомарного водорода внутри галактики:  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  — тонкие сплошные линии,  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  — толстые сплошные линии. Сплошная, штриховая и пунктирная линии показывают спектры потоков от звездного населения с возрастом примерно 100, 200 и 300 млн лет, что соответствует красным смещениям  $z = 12, 10$  и  $8.7$ . (б) — спектральный поток ионизирующего излучения от звездного населения на расстоянии 1 кпк от центра галактики с параметрами, указанными выше, и возрастом 100 млн лет с учетом вклада от массивных рентгеновских двойных:  $f_X = 0$  (сплошная),  $f_X = 0.03$  (штриховая),  $f_X = 0.3$  (пунктирная) и  $f_X = 1$  (штрихпунктирная линия).

(толстые сплошные линии). Хорошо видно, что при большем значении  $N_{\text{HI}}$  фотоны с энергией ниже 100 эВ эффективно поглощаются внутри родительской галактики, а выходят кванты, произведенные горячими звездами АВГ и/или рентгеновскими двойными. Причем последний источник является доминирующим при  $f_X \gtrsim 0.03$  (рис. 2б).

Таким образом, спектральный поток ионизиру-

щего излучения на расстоянии  $r$  от карликовой галактики будет равен

$$F_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \exp(-\tau_h) \exp(-\tau_{\text{GM}}), \quad (2)$$

где первый экспоненциальный множитель связан с поглощением внутри галактики:  $\tau_h \sim N_{\text{HI}}^h$ , где  $N_{\text{HI}}^h$  — лучевая концентрация H I внутри галактики, в расчетах эта величина предполагается постоянной, второй экспоненциальный множитель определяется поглощением в окружающем газе и зависит от его ионизационной истории.

### 3. ИОНИЗАЦИОННАЯ И ТЕПЛОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТЯХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК

Рассмотрим ионизационную и тепловую эволюцию газа в концентрических сферических оболочках с находящейся в центре карликовой галактикой. Радиусы оболочек лежат в интервале от  $10^3$  до  $5 \times 10^5$  пк, причем радиусы соседних оболочек отличаются на множитель  $a_r = 1.11$  так, что  $r_{i+1} = a_r r_i$ . В итоге общее число оболочек для заданного интервала расстояний составит около 60 штук (выбор числа оболочек обусловлен гладкостью получаемых зависимостей физических величин и скоростью расчетов). Отметим, что радиус внутренней оболочки примерно на 20% больше вириального радиуса галактики с полной массой  $M = 6 \times 10^8 M_\odot$ , образовавшейся на  $z = 15$  (например, [32]). Между галактикой и межгалактическим газом существует переходная область со сложным распределением плотности, температуры и скорости газа. Однако при достижении вириального радиуса плотность и температура вещества близки к фоновым значениям. В расчетах внутренний радиус выбран близким к вириальному. Благодаря небольшой разнице между вириальным радиусом и внутренним размером оболочки, невысокой плотности газа в окрестности вириального радиуса, вклад в общее поглощение от этой области будет минимален. Таким образом, мы можем начинать расчеты для фонового газа вне карликовой галактики. Для простоты предположим, что фоновый газ распределен однородно и его плотность меняется как  $(1+z)^3$ , а температура как  $(1+z)^2$ .

Для каждой сферической области решалась система уравнений ионизационной кинетики и тепловой эволюции для водородо-гелиевой плазмы. Эти уравнения включают все основные процессы, происходящие в веществе с первичным химическим составом, в частности, столкновительную ионизацию и рекомбинацию для H I, H II, He I, He II, He III и  $e^-$ , фотоионизацию ультрафиолетовым и

рентгеновским излучением от звездного населения, поглощаемым как внутри протогалактики, так и фоновым межгалактическим газом. Уравнение для температуры включает процессы охлаждения, обусловленные столкновительной ионизацией H I, He I, He II, рекомбинацией H II, He II (как радиоактивной, так и диэлектронной), He III, столкновительным возбуждением H I, He I ( $1^2S$  и  $2^3S$ ), He II, свободно-свободными переходами, и нагрева за счет комптоновского процесса и фотоионизации. Скорости химических реакций и темпы охлаждения/нагрева взяты из [33, 34]. Поскольку рассматривается ионизация рентгеновским излучением, то необходимо учесть влияние вторичных электронов [35, 36]. В уравнение для температуры нужно добавить и слагаемое, отвечающее за адиабатическое охлаждение из-за хаббловского расширения Вселенной, поскольку мы рассматриваем эволюцию фонового газа на временах, превышающих локальный возраст Вселенной. Начальные значения температуры и степени ионизации водорода для заданного красного смещения вычислялись с помощью программы RECFAST [37]. Гелий первоначально предполагался полностью нейтральным.

На рис. 3 представлены радиальные распределения температуры и относительной концентрации ионов H II (верхняя и средняя панели) вокруг галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью звездообразования  $SFR = 0.03 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (тонкие черные линии) и  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (толстые серые линии) в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ . Лучевая концентрация атомарного водорода внутри галактики в расчетах предполагалась равной  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . В первую очередь отметим, что профиль температуры и степени ионизации водорода после  $z \lesssim 12$  слабо зависит от времени в течение почти 200 млн лет, иначе говоря, область частичной ионизации вокруг галактик с  $SFR \sim 0.03\text{--}0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  является квазистационарной. Это свидетельствует об установившемся квазиравновесии между ионизацией и рекомбинацией, нагревом и охлаждением. Для значения скорости ЗО  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  можно отметить две особенности. Во-первых, во внутренней области на расстояниях  $r \sim 1\text{--}20$  кпк большая часть водорода остается нейтральной:  $x_{\text{HII}} \sim x_{\text{HI}} \sim 0.5$ , несмотря на высокую температуру в этой области  $T \sim 10^4 \text{ К}$ , что является следствием предшествовавшей нестационарной ионизации. Во-вторых, по мере эволюции (уменьшения  $z$ ) можно заметить незначительное уменьшение степени ионизации на малых расстояниях, которое связано с падением температуры, и слабое увеличение на больших, обусловленное ионизацией вторичными электронами.

При уменьшении поглощения ионизирующих квантов внутри галактики до  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  в пределах расстояний  $r \lesssim 3$  кпк степень ионизации межгалактического газа возрастает почти до 99% к  $z \sim 12$ , но после прекращения вспышки ЗО водород рекомбинирует до  $x_{\text{HI}} \sim 0.3$  к  $z \sim 11$  и остается на этом уровне следующие 200–300 млн лет, то есть до  $z \sim 7.5$ . Размер области, в которой степень ионизации превышает остаточное значение  $x_e \sim 2 \times 10^{-4}$ , слабо зависит от величины лучевой концентрации внутри галактики, поскольку частичная ионизация газа на больших расстояниях происходит за счет рентгеновского излучения.

Рождение массивных рентгеновских двойных в процессе ЗО существенно изменяет размеры ионизованных областей газа в окрестностях карликовых галактик, динамика этого процесса рассмотрена в [28, 38], поэтому здесь отметим только несколько важных особенностей. Степень ионизации межгалактического газа вблизи галактики повышается по сравнению со случаем излучения мягких рентгеновских квантов только звездами АВГ, но даже при  $f_X \sim 1$  величина  $x_{\text{HII}}$  не превышает 0.8 для лучевой концентрации атомарного водорода  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  внутри галактики. Зона вокруг галактики со степенью ионизации, превышающей остаточное значение, также увеличивается по сравнению со случаем  $f_X = 0$ , при котором эта область имеет размеры  $r \sim 100$  кпк (см. рис. 3): для  $f_X \sim 0.03$  размер возрастает примерно в 1.5–2 раза, для  $f_X \sim 1$  — приблизительно в 5–6 раз. Отметим, что ее размер почти не меняется после  $z \simeq 12$  в течение нескольких сотен млн лет, при этом максимальная степень ионизации во внутренней (более близкой к галактике) области оказывается того же порядка, что и относительная концентрация атомарного водорода:  $x_{\text{HII}} \sim x_{\text{HI}} \sim 0.5$ , как и в случае ионизации только звездами АВГ (рис. 3).

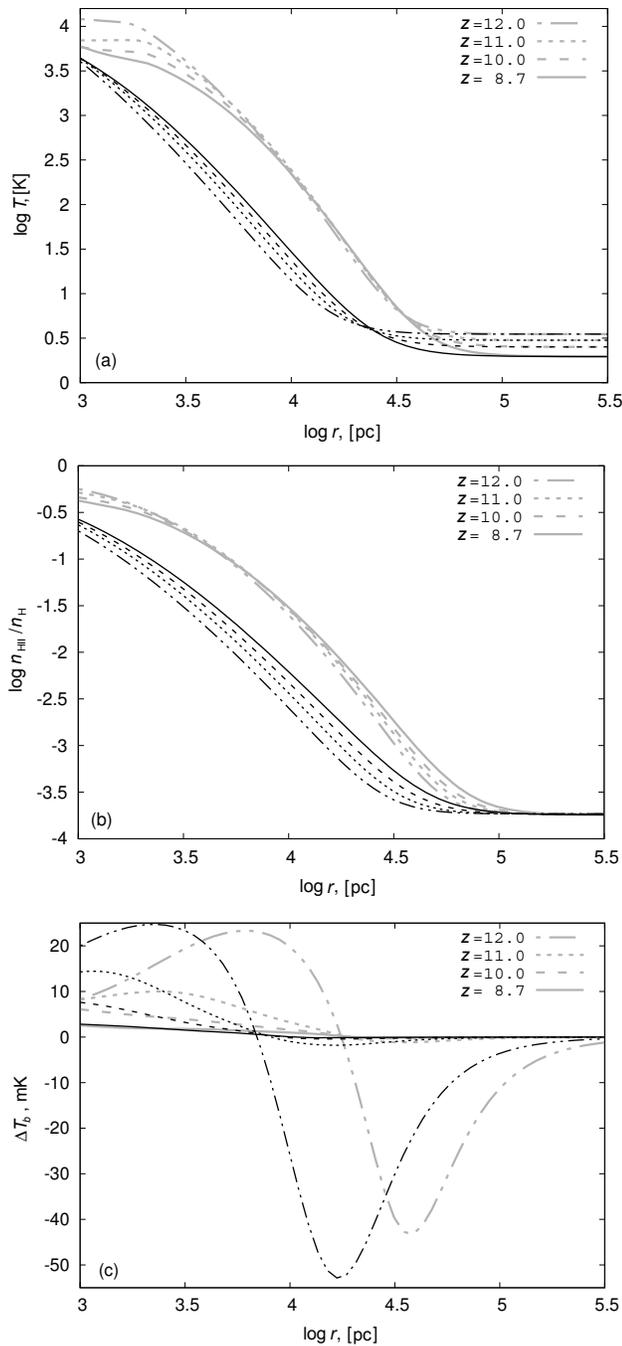
#### 4. ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Неполная ионизация водорода ( $x_{\text{HI}} \gtrsim 0.3$ ) и заметный нагрев межгалактического газа ( $T \gtrsim 100 \text{ К}$ ) в окрестностях карликовых галактик в течение вспышки ЗО и после нее определенно приведут к возбуждению линии 21 см атомарного водорода и, поскольку спиновая температура [39, 40]

$$T_s^{\text{HI}} = \frac{T_{\text{CMB}} + y_a T + y_c T}{1 + y_a + y_c} \quad (3)$$

оказывается выше температуры реликтового излучения (РИ), в оптически тонком случае газ будет излучать в линии 21 см H I с яркостной температурой [41, 42]

$$\Delta T_{21}^b = 25 \text{ мК} (1 + \delta) \frac{n_{\text{HI}}}{n} \frac{T_s^{\text{HI}} - T_{\text{CMB}}}{T_s^{\text{HI}}} \left( \frac{\Omega_b h}{0.03} \right)$$



**Рис. 3.** Радиальные распределения температуры (а), относительных концентраций H II (б) и яркостной температуры в линии 21 см атомарного водорода (с) вокруг галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью звездообразования  $SFR = 0.03 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (тонкие черные линии) и  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (толстые серые линии) в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ . Сплошная, штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии показывают распределения на красных смещениях  $z = 12, 11, 10$  и  $8.7$ , что соответствует возрасту звездного населения в галактике примерно 100, 140, 200 и 300 млн лет. Лучевая концентрация атомарного водорода внутри галактики полагалась равной  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ .

$$\times \left( \frac{0.3}{\Omega_m} \right)^{0.5} \left( \frac{1+z}{10} \right)^{0.5} \left[ \frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \quad (4)$$

где  $\delta$  — превышение плотности над фоновым значением. Поскольку рассматривается эволюция однородного фонового газа, то  $\delta = 0$ ; по той же причине мы предполагаем однородное хаббловское расширение, тогда градиент собственных движений газа вдоль луча зрения  $dv_{\parallel}/dr_{\parallel}$  равен  $H(z)/(1+z)$ . Изменение спиновой температуры может происходить за счет накачки Ly $\alpha$ -квантов [39, 40] и столкновений с атомами водорода [43] и электронами [44]. Темп накачки определяется фоновой интенсивностью Ly $\alpha$ -излучения от звездного населения родительской галактики и локально инжектируемыми квантами от рекомбинаций [41, 45]. Значения светимости в линии Ly $\alpha$  звездного населения галактики мы берем из расчетов спектральной эволюции с помощью пакета PEGASE (рис. 1). При частичной ионизации и нагреве газа мягкими рентгеновскими квантами до 40% их первоначальной энергии может переходить в Ly $\alpha$ -фотоны [36, 46], то есть эти фотоны дополнительно инжектируются в центр линии.

На рис. 3с представлены радиальные распределения яркостной температуры в линии 21 см атомарного водорода вокруг галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью ЗО в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ . Лучевая концентрация атомарного водорода внутри галактики полагалась равной  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . Вблизи галактики яркостная температура оказывается положительной и к концу вспышки ЗО на  $z = 12$  достигает максимальных значений  $\Delta T_b \sim 25 \text{ мК}$  и к  $z \sim 9$  падает почти до 1.5–2 мК. Это понижение связано с падением потока Ly $\alpha$ -квантов от звездного населения после прекращения ЗО. В процессе ЗО и последующую эпоху, то есть при  $z \gtrsim 11$ , основной вклад в возбуждение линии дают Ly $\alpha$ -кванты, поток которых уменьшается как в процессе эволюции, так и по мере удаления от галактики. На малых красных смещениях и больших расстояниях главным источником возбуждения линии становятся столкновения.

Для скорости ЗО, равной  $0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (толстые серые линии), яркостная температура достигает максимума на расстоянии  $r \sim 3 \text{ кпк}$  и положительна в пределах сферы  $r \lesssim 20 \text{ кпк}$ . Понижение скорости ЗО до  $0.03 M_\odot \text{ год}^{-1}$  (тонкие черные линии) ведет к уменьшению размера области с максимальной эмиссией до значений всего в два раза больше вириального радиуса. Можно заметить, что максимальное значение яркостной температуры со временем не только падает, но и смещается на

меньшие расстояния от галактики, к  $z \sim 9$  достигая минимального радиуса в наших расчетах.

По мере удаления от галактики температура газа уменьшается и становится ниже температуры РИ, в этих условиях яркостная температура становится отрицательной — газ поглощает в линии 21 см HI. При значительном потоке Ly $\alpha$ -квантов абсорбционные свойства частично ионизованного и слабо нагретого газа существенным образом меняются. На рис. 3с видно, что на красном смещении  $z = 12$  яркостная температура на расстояниях более 20 кпк вокруг галактики со скоростью 30, равной  $0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , отрицательна и достигает минимальных значений почти  $-40$  мК на расстоянии  $r \sim 30$  кпк, что является проявлением влияния Ly $\alpha$ -квантов. Для меньшей скорости 30, равной  $0.03 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , размер области поглощения примерно в два раза меньше. В процессе эволюции температура РИ постепенно падает и разница  $T_s^{\text{HI}} - T_{\text{СМВ}}$  в (4) уменьшается, кроме того, после прекращения 30 в родительской галактике становится меньше и поток Ly $\alpha$ -квантов. По этим двум причинам поглощение значительно падает на меньших красных смещениях.

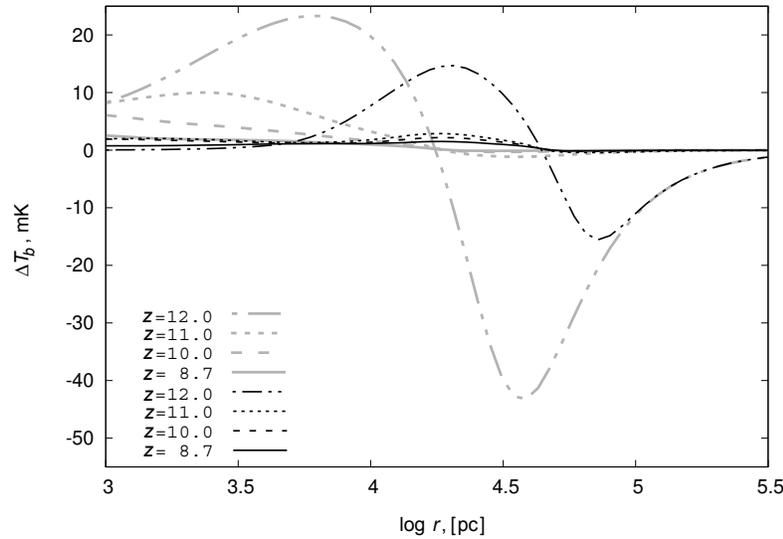
Отметим, что при скорости 30  $0.01 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  температура и степень ионизации газа остаются на уровне остаточного значения после эпохи рекомбинации,  $x_e \sim 2 \times 10^{-4}$ , в течение почти 100 млн лет после начала вспышки 30, то есть в интервале красных смещений от 15 до 12. Затем вблизи оболочки с минимальным значением рассматриваемого в модели радиуса  $r \sim 10^3$  пк температура повышается до  $10^3$  К, а степень ионизации — до 0.1. В этом смысле значение скорости 30, равное  $0.03 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , оказывается критическим для условий появления заметной эмиссии в линии 21 см HI.

Уменьшение поглощения ионизирующего излучения внутри галактики ведет к расширению зоны ионизации и нагрева вокруг нее, следовательно, и к увеличению размера эмиссионной области в линии 21 см HI. Например, на рис. 4 приведены профили яркостной температуры в линии 21 см для лучевой концентрации HI внутри галактики:  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  (тонкие черные линии). В пределах радиуса  $r \sim 3-4$  кпк газ полностью ионизован, следовательно, сигнал в линии 21 см равен нулю. Далее располагается область частичной ионизации и нагрева, в которой газ нагрет выше температуры РИ и может быть обнаружен в эмиссии. Видно, что расстояние от галактики, при котором яркостная температура максимальна, выросло в три раза по сравнению со значением для  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  (толстые серые линии). Уровень сигнала понизился почти в два раза, приблизительно до 14 мК, что обусловлено уменьшением потока Ly $\alpha$ -квантов с

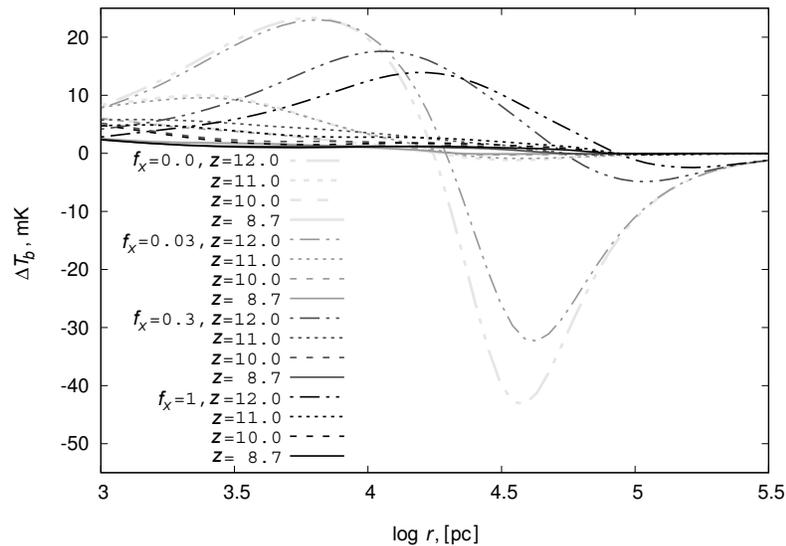
расстоянием. Тем же объясняется и падение эффективности поглощения в линии 21 см на периферии области влияния, где температура газа оказывается ниже температуры РИ: минимальная яркостная температура составляет примерно  $-15$  мК.

Похожая картина получается при увеличении потока квантов с энергией выше 100 эВ, излучаемых массивными рентгеновскими двойными (рис. 2). На рис. 5 представлена эволюция яркостной температуры в линии 21 см HI для газа, находящегося в поле излучения как от звездного населения только со звездами АВГ, так и от рентгеновских двойных в течение вспышки 30 и непродолжительное время после нее, для принимаемого здесь за стандартное значения лучевой концентрации HI внутри галактики  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . Для значения фактора  $f_X < 0.03$  яркостная температура достигает максимума почти на том же расстоянии от галактики, что и в случае ионизации только звездами АВГ. Увеличение  $f_X$  приводит к росту потока рентгеновских квантов (см. рис. 2) и существенному расширению зоны нагретого газа (см. обсуждение в предыдущем разделе), что проявляется в смещении положения максимума яркостной температуры дальше от галактики: для  $f_X \sim 1$  максимум расположен на расстоянии  $r \sim 18$  кпк, что в три раза дальше, чем в случае ионизации только звездами АВГ. Благодаря более эффективному нагреву газа излучением от рентгеновских двойных уменьшается поглощение в линии на периферии области влияния к моменту окончания вспышки 30: минимальная яркостная температура на  $z = 12$  увеличивается от примерно  $-40$  мК для  $f_X = 0$  до почти  $-3$  мК для  $f_X = 1$ .

Рассмотрим подробнее эволюцию радиусов областей вокруг галактики со звездообразованием, внутри которых межгалактический газ нагревается выше некоторого предела. На рис. 6 представлены радиусы сферических областей, внутри которых температура газа выше  $10^3$  К (штриховая линия),  $10^2$  К (пунктирная линия), температуры реликтового излучения  $T_{\text{СМВ}}(z)$  (штрихпунктирная линия), и расстояние от центра галактики, при котором яркостная температура в линии 21 см HI достигает максимума (сплошная линия). Пока в родительской галактике идет 30, радиусы областей с  $T \gtrsim 10^3$  К и максимальным значением яркостной температуры практически совпадают. После окончания вспышки 30 проявляется зависимость от эффективности поглощения излучения в родительской галактике. При лучевой концентрации атомарного водорода  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  потока ионизирующего излучения оказывается недостаточно для поддержания зоны ионизации вокруг галактики, и



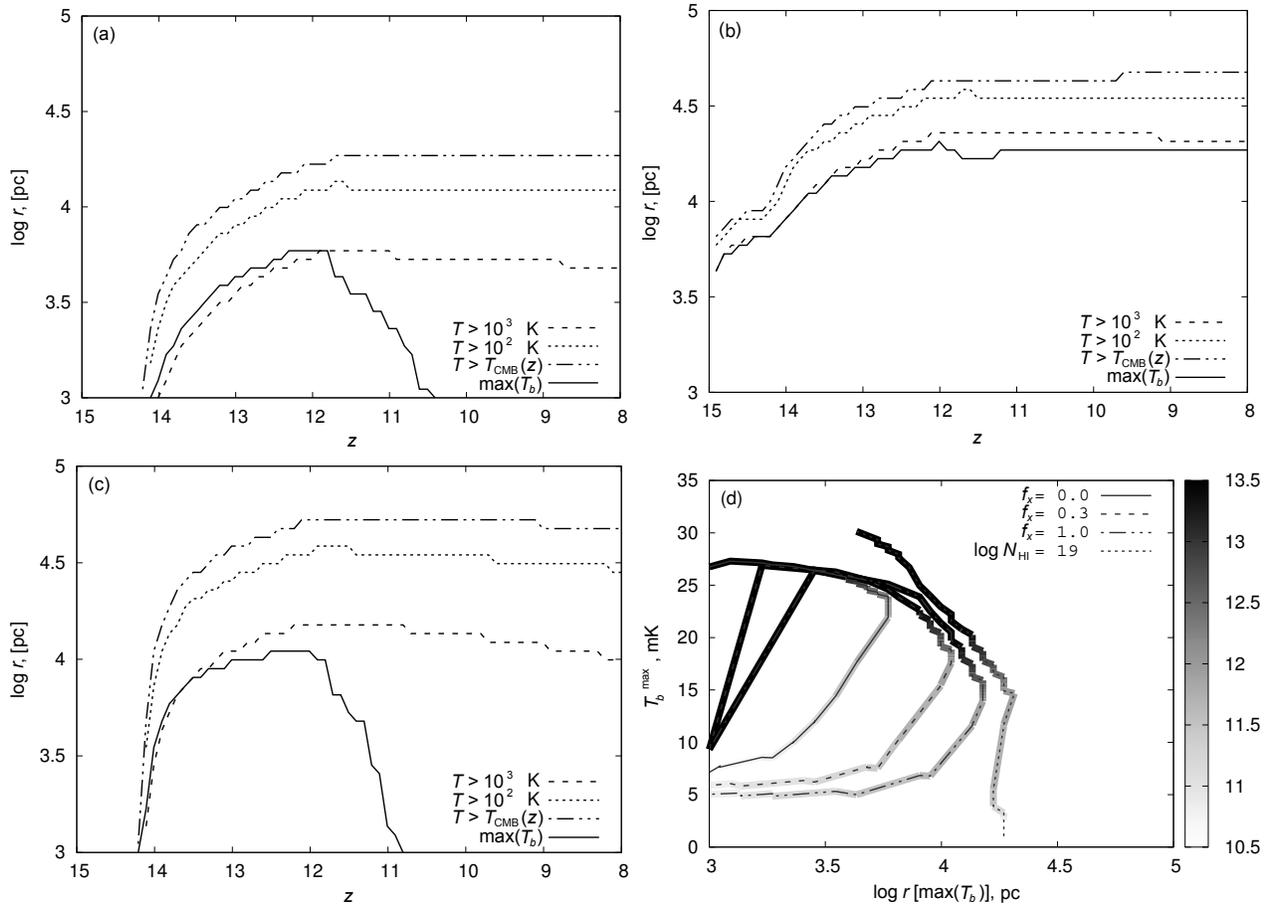
**Рис. 4.** Радиальные профили яркостной температуры в линии 21 см атомарного водорода вокруг галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью  $3\sigma$   $SFR = 0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ , для двух значений лучевой концентрации атомарного водорода внутри галактики:  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  (толстые серые линии) и  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  (тонкие черные линии). Сплошная, штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии показывают распределения на красных смещениях  $z = 12, 11, 10$  и  $8.7$ , что соответствует возрасту звездного населения в галактике примерно 100, 140, 200 и 300 млн лет.



**Рис. 5.** Радиальные профили яркостной температуры в линии 21 см атомарного водорода вокруг галактики с начальной газовой массой  $M_0 = 10^8 M_\odot$  и постоянной скоростью  $3\sigma$   $SFR = 0.1 M_\odot \text{ год}^{-1}$  в течение первых 100 млн лет, начавшегося на красном смещении  $z = 15$ , с учетом вклада от массивных рентгеновских двойных:  $f_X = 0, 0.03, 0.3$  и  $1$  (от светло-серой до черной линий). Сплошная, штриховая, пунктирная и штрихпунктирная линии представляют распределения на красных смещениях  $z = 12, 11, 10$  и  $8.7$ , что соответствует возрасту звездного населения в галактике примерно 100, 140, 200 и 300 млн лет. Лучевая концентрация атомарного водорода внутри галактики полагалась равной  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ .

газ на расстоянии нескольких кпк начинает рекомбинировать (см. рис. 3а и 3б). Это проявляется в смещении максимума яркостной температуры на меньшие расстояния, что можно заметить на

рис. 3с и легко видеть на рис. 6а. При уменьшении лучевой концентрации до  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  поток ионизирующего излучения оказывается достаточным для поддержания протяженной зоны ионизации



**Рис. 6.** Радиус сферических областей вокруг галактики (см. рис. 4–5), внутри которых температура газа выше  $10^3 \text{ K}$  (штриховая линия),  $10^2 \text{ K}$  (пунктирная линия), температуры реликтового излучения  $T_{\text{CMB}}(z)$  (штрихпунктирная линия), и расстояние от центра галактики, при котором яркостная температура в линии 21 см HI достигает максимума (сплошная линия). Панель (a) соответствует эволюции галактики с лучевой концентрацией атомарного водорода внутри галактики  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , (b) — эволюции галактики с лучевой концентрацией  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  и без рентгеновских двойных, (c) — эволюции галактики с лучевой концентрацией  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  и вкладом от рентгеновских двойных  $f_X = 0.3$ . На панели (d) представлена эволюционная (от красного смещения) зависимость максимального значения яркостной температуры в линии 21 см HI от расстояния до центра галактики, при котором это максимальное значение достигается: для моделей с  $f_X = 0$  (сплошная линия),  $f_X = 0.3$  (штриховая линия),  $f_X = 1$  (штрихпунктирная линия) при  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  и модели  $f_X = 0$  при  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  (пунктирная линия). Красное смещение меняется вдоль линий и соответствует градиентам серого, согласно шкале справа.

вокруг галактики. В этих условиях значение максимума яркостной температуры почти не смещается в сторону меньших радиусов, хотя и падает в процессе эволюции, что заметно на рис. 4 и ясно видно на рис. 6b.

Рост влияния рентгеновских двойных ведет к увеличению расстояний, при которых достигается максимум яркостной температуры, однако после прекращения вспышки ЗО уменьшение размера области происходит за одно и то же характерное время, примерно 40–50 млн лет. Это хорошо заметно при сравнении рис. 6a и 6c, на которых показаны размеры областей для  $f_X = 0$  и 0.3 соответственно.

Отметим, что в пределах области с  $T > 100 \text{ K}$

можно ожидать ненулевую яркостную температуру. Видно, что радиусы областей с температурой выше заданного предела эволюционируют подобно: в течение вспышки ЗО их размеры увеличиваются, постепенно достигая максимальных значений, а после прекращения ЗО их рост прекращается и в некоторых случаях уменьшается, что связано с рекомбинацией. Хотя это уменьшение незначительно и размер зоны «влияния» после завершения ЗО можно считать постоянным.

Таким образом, расстояние от галактики, на котором достигается максимум яркостной температуры, растет в процессе ЗО и затем падает или остается почти постоянным в зависимости от поглощения ионизирующего излучения в родительской га-

лактике. Легко найти интервал красных смещений, в пределах которого размер зоны максимальной яркостной температуры оказывается наибольшим в течение эволюции. Для наглядности на рис. 6d представлены эволюционные (от красного смещения) зависимости максимального значения яркостной температуры в линии 21 см HI от расстояния до центра галактики, при котором это максимальное значение достигается, для моделей с  $f_X = 0, 0.3$  и 1 при  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$  и модели  $f_X = 0$  при  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Каждый эволюционный трек начинается слева сверху, красное смещение меняется вдоль линий по часовой стрелке и соответствует грациям серого, согласно шкале справа. На этой диаграмме легко сопоставить между собой значения максимальной яркостной температуры с расстоянием от центра галактики, на котором достигается этот максимум, и красным смещением. Видно, что в интервале  $z \sim 12.5\text{--}11.5$  радиус области с максимумом эмиссии в линии 21 см HI оказывается наибольшим и меняется от примерно 6 кпк для  $f_X = 0$  до почти 12 кпк для  $f_X = 1$  при  $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . Яркостная температура в модели с  $f_X = 0$  в этом интервале красных смещений равна  $\Delta T_b \sim 20\text{--}25$  мК, а в модели с  $f_X = 1$  падает почти до 12–17 мК. Это уменьшение связано с большим радиусом области в модели с более мощным рентгеновским излучением и, следовательно, соответствующим падением потока Ly $\alpha$ -квантов.

Уменьшение поглощения ионизирующих квантов в родительской галактике до  $N_{\text{HI}} = 10^{19} \text{ см}^{-2}$  ведет к росту радиуса области с максимальной эмиссией и расширению интервала красных смещений. Однако, хотя радиус и остается почти постоянным на  $z \lesssim 13$ , значение яркостной температуры падает по мере уменьшения красного смещения от примерно 20 мК на  $z \sim 13$  до почти 5 мК на  $z \sim 11$ . Таким образом, интервал красных смещений  $z \sim 11.5\text{--}13$  оказывается наиболее благоприятным для наблюдений. Отметим, что возможное добавочное влияние от других источников мягкого рентгеновского излучения, например, черных дыр, горячего газа и т.д. [2], будет способствовать росту размера областей и яркостной температуры.

В приведенных моделях характерный размер (диаметр) области со значением яркостной температуры составляет почти 12–30 кпк, что соответствует угловому размеру  $\theta \sim 0'.05\text{--}0'.14$  на  $z \sim 11\text{--}12.5$ . Пределы чувствительности современных радиотелескопов лежат выше, чем уровень сигнала от подобных объектов. Однако их обнаружение вполне возможно на строящейся интерферометрической решетке Square Kilometre Array (SKA), поскольку ожидаемый предел детектирования [42] для телескопа SKA при наблюдениях с

угловым разрешением порядка  $0'.1$  на частоте около 110 МГц, что соответствует красному смещению  $z \sim 12$ , и шириной полосы 30 МГц составит почти 2 мК. Таким образом, области газа в окрестностях карликовых галактик с указанными выше массой и законом звездообразования могут быть наблюдаемы в будущем с помощью SKA.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние ионизирующего излучения карликовых галактик на тепловое и ионизационное состояние окружающего межгалактического газа до начала эпохи реионизации водорода. Ионизирующие кванты с энергиями вплоть до нескольких десятков эВ не могут покинуть галактику благодаря высокой доле нейтрального газа, только фотоны с энергией выше 100 эВ могут выходить наружу и ионизовать окружающий межгалактический газ. В молодых галактиках на красных смещениях  $z \sim 8\text{--}15$  источниками фотонов мягкого рентгеновского излучения могут быть горячие звезды промежуточных масс ( $M \sim 5\text{--}8 M_{\odot}$ ), перешедшие на асимптотическую ветвь гигантов, и массивные рентгеновские двойные. Для корректного учета влияния первого источника нами была проведена модификация спектрофотометрической части пакета PEGASE, поскольку оригинальные библиотеки спектров, используемые в программе PEGASE, ограничены энергией 136 эВ. В наших расчетах используется библиотека спектров для горячих звезд [25], которая ограничена значительно более высокой энергией. Полная светимость рентгеновских двойных находится нами из эмпирической зависимости от скорости звездообразования в галактике [11]. Поскольку влияние рентгеновских двойных определяется в том числе фактором коррекции  $f_X$ , который в карликовых галактиках на больших красных смещениях может отличаться от значений в локальной Вселенной (см. дискуссию в тексте), мы рассмотрели зависимость тепловой эволюции газа от значения  $f_X$ . Нами исследована роль каждого из источников излучения, способного влиять на тепловое состояние межгалактического газа, и рассчитаны возможные наблюдательные проявления изменений этого состояния в линии 21 см атомарного водорода. В результате показано, что:

- мягкое рентгеновское излучение от звезд асимптотической ветви гигантов обеспечивает нагрев межгалактического газа выше 100 К и его ионизацию  $x_e \gtrsim 0.03$  в окрестности  $r \sim 4\text{--}10$  кпк вокруг карликовой галактики полной массы  $6 \times 10^8 M_{\odot}$  со вспышкой звездообразования при постоянной скорости  $0.03\text{--}0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и длительностью 100 млн лет, образовавшейся

на красном смещении  $z \sim 15$ ; после окончания вспышки звездообразования область частичной ионизации вокруг таких галактик остается квазистационарной в течение следующих почти 200–300 млн лет, то есть вплоть до  $z \sim 7.5$ ;

- в случае образования рентгеновских двойных звезд в карликовых галактиках на больших красных смещениях область ионизованного и нагретого газа увеличивается по сравнению с случаем излучения мягких рентгеновских квантов только звездами АВГ, при котором эта область имеет размеры около 10 кпк, в 2–3 раза для  $f_X = 0.1$ , и 5–6 раз для  $f_X \sim 1$ ; заметим, что для  $f_X \lesssim 0.03$  влияние рентгеновских двойных оказывается сравнимым и меньшим, чем влияние населения звезд АВГ;
- $\text{Ly}\alpha$ -излучение от звездного населения, нагрев и ионизация межгалактического газа в окрестности карликовых галактик приводят к возбуждению линии 21 см атомарного водорода; яркостная температура в окрестностях галактик к концу вспышки ЗО равна примерно 15–25 мК на красных смещениях  $z \sim 12.5$ –11.5 и затем, к  $z \lesssim 10$ , снижается до нескольких мК; размеры области, в пределах которой яркостная температура остается близкой к максимальному значению, составляют почти 12–30 кпк на  $z \sim 12.5$ –11.5; это соответствует угловому размеру  $\theta \sim 0'.05$ –0'.14, для фактора  $f_X \sim 0$ –1 (равенство нулю означает, что рентгеновские кванты производятся исключительно АВГ-звездами). Таким образом, в интервале красных смещений  $z \sim 12.5$ –11.5 размер зоны максимальной яркостной температуры оказывается наибольшим в течение эволюции карликовой галактики и, следовательно, этот период является наиболее благоприятным для наблюдений; области газа в окрестностях карликовых галактик с указанными выше массой и законом звездообразования могут быть обнаружены на строящейся интерферометрической решетке Square Kilometre Array (SKA).

Приведенные здесь оценки основаны на ряде предположений об эволюции карликовых галактик, и по необходимости содержат неопределенные параметры, в том числе такие критически важные для основных выводов, как скорость ЗО, параметр  $f_X$ , характеризующий рентгеновскую эффективность ЗО за счет рентгеновских двойных звезд. Учитывая это обстоятельство, мы варьировали необходимые параметры от предельно консервативных (например, модели с  $f_X = 0$ ) до оптимистичных (таких как модели с  $f_X \sim 1$ ). Соответствующий интервал яркостной температуры в линии 21 см атомарного водорода оказывается в любом случае вполне обнадеживающим с точки зрения возможности детектирования сигнала строящимися инструментами.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Е.О.В. выражает благодарность Валерию Сулейманову за ценные обсуждения спектров звезд. Работа выполнена при поддержке совместного российско-индийского проекта РФФИ-ДНТ (проект РФФИ 17-52-45063\_ИНД, проект ДНТ Р-276). Программный пакет для моделирования тепловой эволюции был разработан при поддержке Российского научного фонда (проект 14-50-00043). Работа М.В.Р. поддержана Министерством образования и науки России (проект 3.858.2017/4.6). Работа Ю.А.Ш. выполнена в рамках программы Президиума РАН (код проекта 28).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Ricotti and J. P. Ostriker, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **352**, 547, (2004).
2. M. B. Eide, L. Graziani, B. Ciardi, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476**, 1174, (2018).
3. B. B. Nath and P. L. Biermann, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **265**, 241 (1993).
4. E. O. Vasiliev and Yu. A. Shchekinov, *Astronomy Reports* **50**, 778 (2006).
5. J. Jasche, B. Ciardi, and T. A. Ensslin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **380**, 417 (2007).
6. S. Sazonov and R. Sunyaev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454**, 3464 (2015).
7. S. Kasuya, M. Kawasaki, and N. Sugiyama, *Phys. Rev. D* **69b**, 3512 (2004).
8. X. Chen and M. Kamionkowski, *Phys. Rev. D* **70d**, 3502 (2004).
9. M. Mapelli, A. Ferrara, and E. Pierpaoli, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **369**, 1719 (2006).
10. A. Loeb and R. Barkana, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **39**, 19 (2001).
11. M. Gilfanov, H.-J. Grimm, and R. Sunyaev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **347**, L57 (2004).
12. M. Mori, A. Ferrara, and P. Madau, *Astrophys. J.* **571**, 40 (2002).
13. T. Kitayama and N. Yoshida, *Astrophys. J.* **630**, 675 (2005).
14. E. O. Vasiliev, E. I. Vorobyov, and Yu. A. Shchekinov, *Astron. and Astrophys.* **489**, 505 (2008).
15. Z. Haiman, A. A. Thoul, and A. Loeb, *Astrophys. J.* **464**, 523, (1996).
16. M. Tegmark, J. Silk, M. J. Rees, et al., *Astrophys. J.* **474**, 1 (1997).
17. Yu. A. Shchekinov and E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **368**, 454 (2006).
18. E. Ripamonti, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **376**, 709 (2007).
19. E. O. Vasiliev, E. I. Vorobyov, E. E. Matvienko, et al., *Astronomy Reports* **56**, 895 (2012).
20. M. Jeon, A. H. Pawlik, V. Bromm, and M. Milosavljević, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444**, 3288 (2014).
21. E. Tolstoy, V. Hill, and M. Tosi, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 371 (2009).

22. M. Fioc and B. Rocca-Volmerange, *Astron. and Astrophys.* **326**, 950 (1997).
23. M. Mateo, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 435 (1998).
24. R. E. S. Clegg and D. Middlemass, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **228**, 759 (1987).
25. T. Rauch, *Astron. and Astrophys.* **403**, 709 (2003).
26. S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **426**, 1870 (2012).
27. E. Treister, K. Schawinski, M. Volonteri, et al., *Nature* **474**, 356 (2011).
28. S. Sazonov and I. Khabibullin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476**, 2530 (2018).
29. D. Whalen, T. Abel, and M. L. Norman, *Astrophys. J.* **610**, 14, (2004).
30. T. Kitayama, N. Yoshida, H. Susa, and M. Umemura, *Astrophys. J.* **613**, 631, (2004).
31. E. O. Vasiliev, E. I. Vorobyov, A. O. Razoumov, and Yu. A. Shchekinov, *Astronomy Reports* **56**, 564, (2012).
32. B. Ciardi and A. Ferrara, *Space Sci. Rev.* **116**, 625, (2005).
33. R. Cen, *Astrophys. J. Suppl.* **78**, 341 (1992).
34. S. C. O. Glover and A.-K. Jappsen, *Astrophys. J.* **666**, 1, (2007).
35. M. Ricotti, N. Y. Gnedin, and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **575**, 33, (2002).
36. J. M. Shull and M. E. van Steenberg, *Astrophys. J.* **298**, 268, (1985).
37. S. Seager, D. Sasselov, and D. Scott, *Astrophys. J. Suppl.* **128**, 407, (2000).
38. S. Yu. Sazonov and I. I. Khabibullin, *Astronomy Letters* **43**, 211 (2017).
39. G. B. Field, *Proc. IRE* **46**, 240 (1958).
40. S. Wouthuysen, *Astron. J.* **57**, 31 (1952).
41. X. Chen and J. Miralda-Escudé, *Astrophys. J.* **602**, 1 (2004).
42. S. R. Furlanetto, S. P. Oh, and F. H. Briggs, *Physics Reports* **433**, 181 (2006).
43. M. Kuhlen, P. Madau, and R. Montgomeri, *Astrophys. J. Lett.* **637**, 1 (2006).
44. H. Liszt, *Astron. and Astrophys.* **371**, 698 (2001).
45. X. Chen and J. Miralda-Escudé, *Astrophys. J.* **684**, 18 (2008).
46. M. Valdés and A. Ferrara, *Monthly Notices Royal Astron. Soc. Lett.* **387**, 8 (2008).

## Evolution of Intergalactic Gas in the Neighborhood of Dwarf Galaxies and Its Manifestations in the H I 21 cm Line

E. O. Vasiliev, M. V. Ryabova, Yu. A. Shchekinov, and S. K. Sethi

Low-mass galaxies are known to have played the crucial role in the hydrogen reionization in the Universe. In this paper we investigate the contribution of soft x-ray radiation ( $E \sim 0.1\text{--}1$  keV) from dwarf galaxies to hydrogen ionization during the initial reionization stages. The only possible sources of this radiation in the process of star formation in dwarf galaxies during the epochs preceding the hydrogen reionization epoch are hot intermediate-mass stars ( $M \sim 5\text{--}8 M_{\odot}$ ) that entered the asymptotic giant branch (AGB) stage and massive x-ray binaries. We analyze the evolution of the intergalactic gas in the neighborhood of a dwarf galaxy with a total mass of  $6 \times 10^8 M_{\odot}$  formed at the redshift of  $z \sim 15$  and having constant star-formation rate of  $0.01\text{--}0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  over a starburst with a duration of up to 100 Myr. We show that the radiation from AGB stars heats intergalactic gas to above 100 K and ensures its ionization  $x_e \gtrsim 0.03$  within about 4–10 kpc from the galaxy in the case of a star-formation rate of  $0.03\text{--}0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , and that after the end of the starburst this region remains quasi-stationary over the following 200–300 Myr, i.e., until  $z \sim 7.5$ . Formation of x-ray binaries in dwarf galaxies at  $z \sim 15$  results in a 2–3 and 5–6 times greater size of the ionized and heated region compared to the case where ionization is produced by AGB stars exclusively, if computed with the x-ray luminosity–star-formation rate dependence ( $L_X \sim f_X SFR$ ) factor  $f_X = 0.1$  and  $f_X \sim 1$ , respectively. For  $f_X \lesssim 0.03$  the effect of x-ray binaries is smaller than that of AGB star population. Ly $\alpha$  emission, heating, and ionization of the intergalactic gas in the neighborhood of dwarf galaxies result in the excitation of the 21 cm H I line. We found that during the period of the starburst end at  $z \sim 11.5\text{--}12.5$  the brightness temperature in the neighborhood of galaxies is 15–25 mK and the region where the brightness temperature remains close to its maximum has a size of about 12–30 kpc. Hence the epoch of the starburst end is most favorable for 21 cm H I line observations of dwarf galaxies, because at that time the size of the region of maximum brightness temperature is the greatest over the entire evolution of the dwarf galaxy. In the case of the sizes corresponding to almost 0.1 for  $z \sim 12$  regions with maximum emission can be detected with the Square Kilometer Array, which is currently under construction.

Keywords: *galaxies: dwarf—intergalactic medium*