

НАГРЕВ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В
ОКРЕСТНОСТИ РАСТУЩИХ ЧЕРНЫХ ДЫР В
ЭПОХУ РЕИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДАЕ.О.ВАСИЛЬЕВ¹, Ю.А.ШЕКИНОВ^{2,1}, Ш.К.СЕТХИ³, М.В.РЯБОВА⁴

Поступила 27 февраля 2018

Растущие черные дыры при эддингтоновской аккреции излучают значительное число ультрафиолетовых и рентгеновских квантов, которые способны влиять на ионизационное и тепловое состояние окружающего межгалактического газа до начала эпохи реионизации водорода во Вселенной. Под действием этого излучения газ нагревается выше температуры реликтового излучения $T_{\text{CMB}}(z)$ к красному смещению $z \sim 8-12$ в пределах 0.1-3 Мпк от черной дыры начальной массы $\sim 300 M_{\odot}$, образующейся на $z \sim 20-50$ растущей с радиационной эффективностью $\epsilon \sim 0.15-0.075$. При этом размер областей газа, в которых степень ионизации водорода оказывается выше остаточной после рекомбинации, т.е. выше $\sim 10^4$, достигает тех же значений. В меньшем объеме газ подвергается более существенному нагреву и ионизации. В окрестности 30-300 кпк он нагревается выше 10^4 К для тех же параметров черных дыр, что почти на порядок больше, чем вокруг черной дыры почти постоянной массы. Поток излучения от растущих черных дыр оказывается достаточным, чтобы полностью (выше 99%) ионизовать водород и двукратно гелий в пределах 3-10 кпк от родительского минигало. Время рекомбинации водорода в зонах ионизации вокруг черных дыр оказывается больше локального возраста Вселенной на $z \leq 10$. Эти зоны, составляющие несколько килопарсек, могут стать затравочными для последующей реионизации Вселенной. Ожидается, что протяженные области размером в сотни килопарсек, в которых благодаря излучению растущих черных дыр заметно меняется эволюция межгалактического газа, будут излучать в линии 21 см атомарного водорода, поскольку внутри этих зон газ остается в значительной степени нейтральным с температурой выше температуры реликтового излучения.

Ключевые слова: *реионизация; черные дыры; аккреция; рентгеновское излучение; межгалактическая среда*

1. **Введение.** Обнаружение сверхмассивных черных дыр $M \geq 10^6 M_{\odot}$ на красных смещениях $z \geq 6$ (например, [1,2]) свидетельствует о начале формирования зародышей этих объектов на больших красных смещениях и последующем быстром росте черных дыр (ЧД) в эпоху рождения первых звезд, т.е. задолго до начала реионизации водорода. Зародыши сверхмассивных ЧД могут формироваться в рамках нескольких сценариев [3,4], один из которых связан с коллапсом массивных звезд первого поколения $M \sim 300 M_{\odot}$ [5-7] и последующим ростом ЧД за счет аккреции газа, поступающего при слияниях минигало [8-10]. Другой возможностью является прямой коллапс

сверхмассивных звезд и образование ЧД с начальной массой $M \sim 10^3 M_{\odot}$ [11-16]. Оставляя в стороне вопрос о конкретном механизме образования зародышей, заметим, что дальнейший рост ЧД связан с эффективной аккрецией газа, в процессе которой излучается значительное число как ультрафиолетовых, так и рентгеновских квантов. Это ионизирующее излучение, очевидно, способно существенным образом влиять на ионизационное и тепловое состояние межгалактического газа, окружающего родительское минигало с растущей ЧД. Считается, что вклад рентгеновских источников в процесс реионизации водорода является довольно большим (например, [17-19]), при этом предполагается, что масса ЧД остается практически постоянной. Очевидно, что увеличение массы приведет к росту размера области влияния вокруг одиночных быстро растущих объектов. Поскольку такие объекты определенно являются редкими, но возникающими на больших красных смещениях, их наблюдательные проявления могут быть более заметными.

В работе подробно исследуется ионизационная и тепловая эволюция межгалактического газа в окрестности растущих ЧД в эпоху образования первых объектов. Предполагается, что зародыши ЧД формируются в результате коллапса массивных звезд. Таким образом, мы ограничиваем рассмотрение первого сценария зарождения ЧД. Возможные наблюдательные проявления от растущих ЧД будут рассмотрены отдельно. В расчетах предполагается модель Λ CDM с параметрами $(\Omega_m, \Omega_b, \Omega_\Lambda, h) = (0.29, 0.047, 0.71, 0.72)$. В разделе 2 описаны модель и основные ее параметры, в разделе 3 - представлены результаты расчетов, в 4 - основные выводы.

2. *Описание модели.* Предполагается, что очень массивные звезды первого поколения с массой $M \geq 260 M_{\odot}$ коллапсируют в ЧД [7]. Эти звезды возникают в первых протогалактиках - минигало, которые в рамках иерархического сценария развития крупномасштабной структуры во Вселенной сливаются между собой, образуя более массивные объекты. Именно благодаря слияниям в минигало с возникшей ЧД поставляется газ, который при аккреции способствует дальнейшему росту ЧД звездных масс и, в результате, появлению ЧД промежуточных масс. В течение своей эволюции масса ЧД M_{BH} может либо оставаться почти постоянной в отсутствие существенной аккреции, либо расти с максимальным темпом аккреции, обеспечивающим предельную эдингтоновскую светимость [20,21]:

$$M_{BH}(t) = M_{BH}(0) \exp\left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{t}{t_E}\right), \quad (1)$$

где $M_{BH}(0)$ - начальная масса ЧД, $t_E = 0.45$ млрд лет, ϵ - радиационная эффективность, которую в расчетах будем предполагать равной 0.1, если не

указано другого значения, а начальную массу ЧД на красном смещении z_0 равной $M_{BH} = 300 M_{\odot}$. При эффективности $\epsilon = 0.1$ масса ЧД возрастает примерно в 2500 раз за время порядка 400 млн лет. Увеличение значения ϵ до 0.2 приводит к заметно менее существенному росту массы - примерно в 33 раза за тот же период времени, а уменьшение до 0.05 способствует росту в 1.5×10^7 раз. Конечно, для такого увеличения массы объекта необходимо достаточное поступление газа, которое может обеспечиваться слияниями минигало. Большой темп слияний, очевидно, может происходить только в областях с высокой концентрацией минигало. Предполагается, что первые звездные объекты - предшественники ЧД - формируются в минигало с полной (включающей темную материю и барионы) массой $M \sim 10^5 - 10^7 M_{\odot}$ [22,23]. Эти минигало возникают на красных смещениях $z \sim 20 - 50$ в $(3-5)\sigma$ возмущениях поля плотности, которые вырастут к современной эпохе в массивные галактики и их скопления [24]. Ожидается, что в процессе формирования именно таких минигало можно получить достаточное поступление газа при слияниях для быстрого роста массивных ЧД [20]. По этой причине будем рассматривать рост ЧД, образующихся на красных смещениях $z \sim 20 - 50$. Поскольку мы изучаем влияние довольно редких объектов на окружающий газ, то представляется важным ограничить расчеты эпохой начала реионизации водорода $z \sim 8 - 10$, поэтому время эволюции ЧД положим равным 400 млн лет, что при начальном смещении $z_0 = 20$ соответствует окончанию при $z = 8.5$.

При аккреции ЧД становится источником ультрафиолетового и рентгеновского излучения с болометрической светимостью равной $L_{BH} = 1.25 \times 10^{38} M_{BH}$ эрг/с. Предположим, что спектр ионизирующего излучения имеет степенную зависимость:

$$L_{\nu} = L_0 \left(\frac{h\nu}{I_H} \right)^{\alpha}, \quad (2)$$

где I_H - потенциал ионизации водорода, $\alpha = -1.5$, L_0 - нормировочный коэффициент, получаемый из предположения, что ЧД излучает энергию L_{BH} в интервале от 13.6 до 10^4 эВ.

Массивные звезды первого поколения, возникающие в минигало, излучают достаточное число ионизирующих квантов, которые могут сильно ионизовать газ внутри минигало (например, [25-27]) и способствовать выходу квантов из родительского минигало. Образовавшиеся из этих звезд ЧД излучают ионизирующие кванты, которые могут покинуть минигало и участвовать в ионизации окружающего межгалактического вещества. Таким образом, спектральный поток излучения на расстоянии r от ЧД, находящийся внутри минигало, будет равен

$$F_v = \frac{h\nu}{4\pi r^2} \exp(-\tau_a) \exp(-\tau_{\text{ЮМ}}). \quad (3)$$

где первый экспоненциальный множитель связан с поглощением в родительском минигало: $\tau_a = N_{\text{H}}^a$, где N_{H}^a - лучевая концентрация H I внутри минигало, в расчетах эта величина предполагается постоянной, второй экспоненциальный множитель определяется поглощением в окружающем газе и зависит от его ионизационной истории, которая описана ниже. Вообще, между минигало и окружающим межгалактическим газом существует переходная область со сложным распределением плотности, температуры и скорости газа. Но благодаря сильному потоку ионизирующего излучения можно считать, что газ в ней будет почти полностью ионизован, кроме того, размер этой области сравним с вириальным радиусом минигало, а плотность в ней заметно ниже, чем в гало, поэтому вклад в общее поглощение от этой области будет минимален. Таким образом, мы можем начинать расчеты для фонового газа вне родительского минигало. Для простоты предположим, что фоновый газ распределен однородно и его плотность меняется как $\sim (1+z)^3$, а температура как $\sim (1+z)^2$.

Рассмотрим ионизационную и тепловую эволюцию газа в концентрических сферических оболочках с центром в месте нахождения ЧД. Радиусы оболочек лежат в интервале от 10^3 до 10^7 пк, причем радиусы соседних оболочек отличаются на множитель $a_r = 1.1$ так, что $r_{i+1} = a_r r_i$. В итоге общее число оболочек для заданного интервала расстояний составит около 100 штук. Отметим, что радиус внутренней оболочки примерно в три раза больше вириального радиуса минигало с полной массой $M = 10^7 M_{\odot}$, образовавшегося на $z = 20$ (например, [28]).

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 ЧД, 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 радиативной, так и диэлектронной), He III, столкновительным возбуждением H I, He I (1^2S и 2^1S), He II, свободно-свободными переходами, и нагрева за счет комптоновского процесса и фотоионизации. Скорости химических реакций и темпы охлаждения/нагрева взяты из [29,30]. Поскольку рассматривается ионизация рентгеновским излучением, то необходимо учесть влияние вторичных электронов [31,32]. 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 [33]. Гелий первоначально предполагался полностью нейтральным.

3. Ионизационная и тепловая эволюция газа. В первую очередь рассмотрим эволюцию межгалактического газа вокруг минигало с ЧД постоянной массы и в случае растущей ЧД за счет эффективной аккреции. На рис. 1 представлены радиальные профили температуры, ионов водорода и гелия в

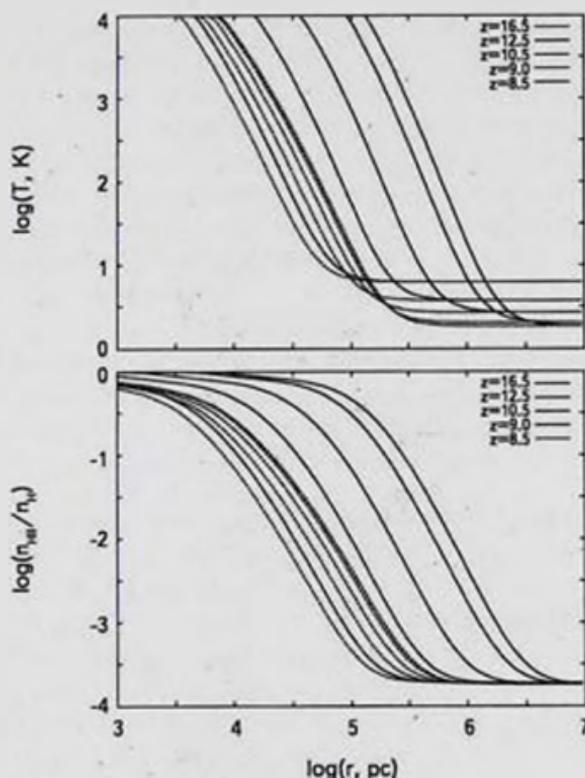


Рис. 1. Радиальные распределения температуры (верхняя панель), относительной концентрации III (верхняя средняя панель), HeII (нижняя средняя панель) и HeIII (нижняя панель) вокруг растущей ЧД, начавшей свою эволюцию на $z_0 = 20$, в моменты времени $z = 16.5, 12.5, 10.5, 9$ и 8.5 (линии слева направо). Штриховые линии соответствуют эволюции ЧД с постоянной массой $M_{\text{CHD}} = 300 M_{\odot}$, сплошные линии показывают эволюцию растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{CHD}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

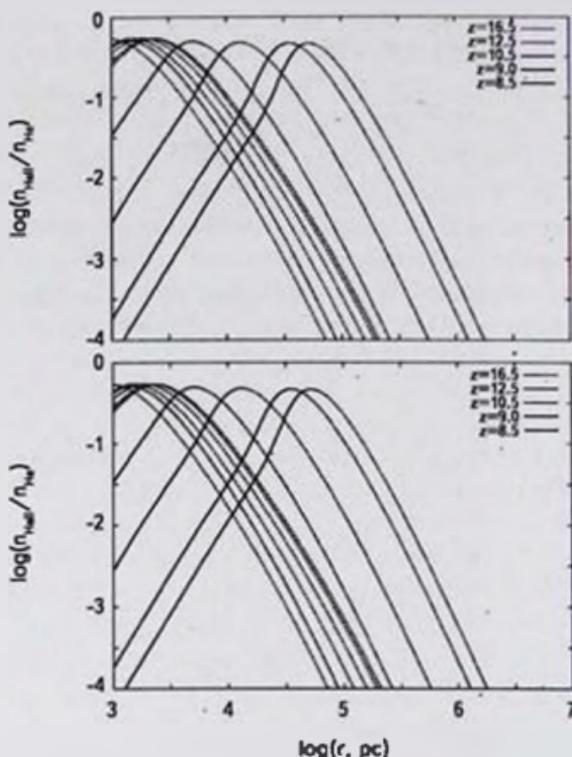


Рис.1. Окончание.

окрестности минигало с ЧД постоянной и увеличивающейся массой, начинающих эффективно излучать на красном смещении $z_0 = 20$. Видно, что к красному смещению $z = 16.5$, т.е. почти за 55 млн лет, газ нагрелся выше 10^4 К в пределах сферы радиусом $\sim 300 - 400$ пк как вокруг ЧД с постоянной массой $M_{BH} = 300 M_\odot$, так и в окрестности растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_\odot$ и радиационной эффективностью $\alpha = 0.1$. Такое небольшое отличие связано с тем, что масса растущей ЧД за прошедший период осталась близкой к начальной, точнее увеличилась всего в 3 раза. В течение следующих 100 млн лет (от $z = 16.5$ до 12.5) различие радиусов областей, занимаемых горячим газом, возрастает и достигает почти порядка величины. К красному смещению $z = 8.5$, т.е. к 400 млн лет, радиус области вокруг ЧД с постоянной массой увеличился почти до 10 кпк, в то время как вокруг растущей ЧД зона горячего газа распространилась более, чем на 100 кпк. К этому времени масса ЧД возросла в 2500 раз.

Излучение от ЧД не только нагревает, но и ионизует окружающий межгалактический газ, который к красным смещениям $z \leq 100$ оказывается почти нейтральным с некоторой остаточной степенью ионизации водорода $\sim 10^{-4}$ и полностью нейтральным гелием. На второй сверху панели рис.1 видно, что степень ионизации водорода близка к 1 в пределах сферы радиусом $\sim 1-10$ кпк в окрестности как стационарной, так и растущей ЧД. Отметим, что степень ионизации вокруг растущей ЧД систематически выше, чем в окрестности ЧД с постоянной массой. Так в случае растущей ЧД к моменту $z = 8.5$ водород оказывается полностью ионизованным в пределах сферы радиусом ~ 10 кпк. Вообще, присутствие ЧД приводит к отличиям степени ионизации от фонового остаточного значения в гораздо большем объеме, достигающем 200-300 кпк для ЧД с постоянной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и на порядок большей величины в случае растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

Присутствие в спектре фотонов далекого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазона способствует эффективной ионизации гелия, что хорошо видно на двух нижних панелях рис.1. Можно заметить, что в окрестности ЧД с постоянной массой гелий находится в состояниях HeII и HeIII примерно в равных долях. Эта область ионизованного гелия простирается вплоть до расстояний ~ 3 кпк. В случае растущей ЧД с начальной массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$ к моменту $z = 8.5$ зона полностью ионизованного гелия HeIII достигает 20 кпк, а относительная концентрация однократно ионизованного гелия HeII достигает максимальных значений порядка 0.5 на расстоянии ~ 50 кпк. Таким образом, растущие ЧД существенным образом изменяют ионизационное и тепловое состояние окружающего межгалактического газа.

Рассмотрим как это влияние зависит от начального красного смещения и массы ЧД. На рис.2 показаны радиальные распределения температуры, относительных концентраций ионов HII, HeII и HeIII вокруг растущей ЧД, начавшей свою эволюцию на $z_0 = 20$ и 50, в моменты времени $z = 10.5$ и 8.5 для ЧД с постоянной (метка "с") массой $M_{BH} = 300 M_{\odot}$, для растущих ЧД с начальными массами $M_{BH}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и $10^3 M_{\odot}$. Радиационная эффективность для растущих ЧД равна $\epsilon = 0.1$. Отметим, что массы растущих ЧД, образовавшихся на $z_0 = 20$ и 50, достигают одной и той же величины, примерно в 2500 раз превышающую начальную, к красным смещениям 8.5 и 10.5, соответственно. Хорошо видно, что размеры зон горячего и ионизованного газа слабо зависят от момента начала эволюции ЧД: отличия достигают 5-20% (ср., пунктирные и штрихпунктирные линии одинаковой толщины). Увеличение начальной массы ЧД до $10^3 M_{\odot}$ приводит к более

заметному росту радиуса зоны - почти в 1.5 раза к красному смещению 8.5.

На рис.1-2 легко видеть заметную разницу между размерами зон в окрестности ЧД с постоянной и растущей массой. Следовательно, именно скорость аккреции, радиационная эффективность ϵ , обеспечивают эти существенные отличия. При большем значении ϵ рост массы ЧД, согласно выражению (1), оказывается небольшим, например, для $\epsilon = 0.3$ увеличение массы в течение 400 млн лет составит примерно 7.5 раза, а для $\epsilon = 0.2$ - 33 раза. Поскольку существенный рост массы осуществляется только в последние 50-100 млн лет, то заметные изменения в увеличении зоны ионизации можно

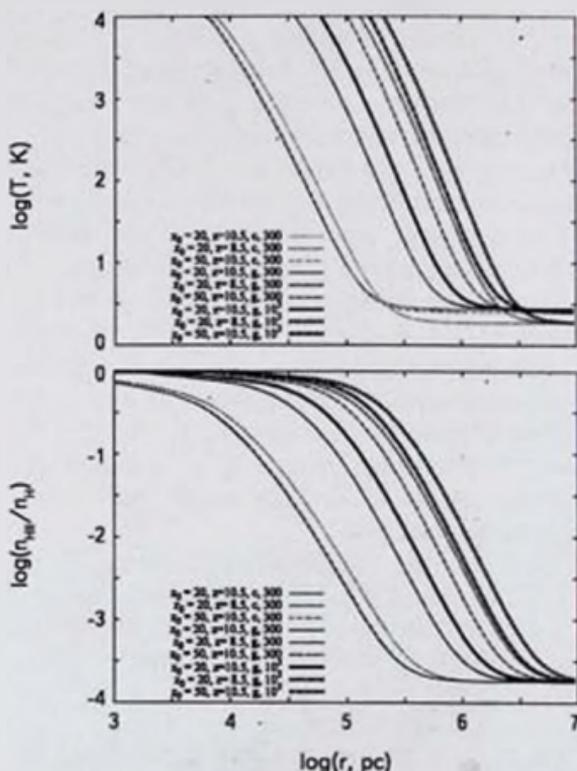


Рис.2. Радиальные распределения температуры (верхняя панель), относительных концентраций HII (верхняя средняя панель), HeII (нижняя средняя панель) и HeIII (нижняя панель) вокруг растущих ЧД, начавших свою эволюцию на $z_i = 20$ и 50, в моменты времени $z = 10.5$ и 8.5. Тонкие линии соответствуют эволюции ЧД с постоянной (метка "с") массой $M_{\text{BH}} = 300 M_{\odot}$, более толстые линии показывают эволюцию растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_i) = 300 M_{\odot}$ и наиболее толстые линии соответствуют эволюции растущей ЧД с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_i) = 100 M_{\odot}$. Радиационная эффективность для растущих ЧД предполагалась равной $\epsilon = 0.1$.

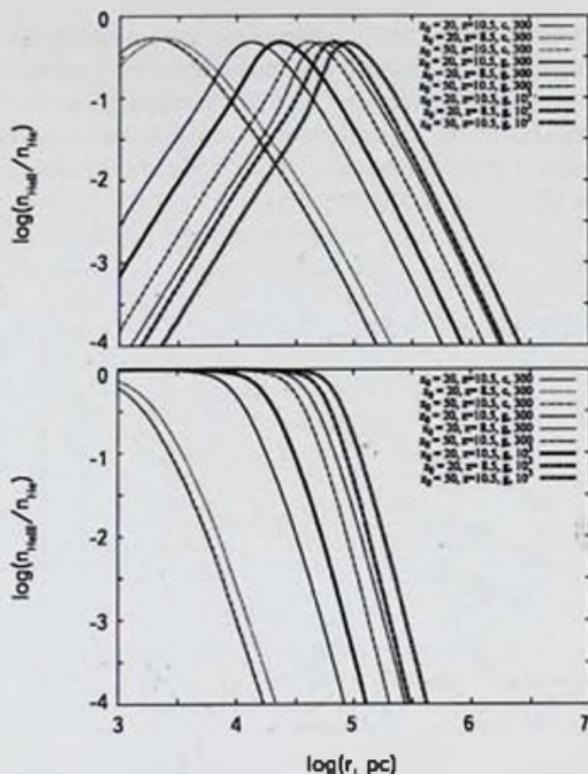


Рис.2. Окончание.

ожидать, если конечная масса ЧД будет отличаться от начальной более, чем в 100 раз. По этой причине далее рассмотрим эволюцию ЧД с радиационной эффективностью $\epsilon \leq 0.15$.

Рассмотрим более подробно эволюцию нагретого и ионизованного межгалактического газа в окрестности минигало с растущими ЧД. На рис.3 представлена эволюция размера сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше некоторого предела: 10^4 К (сплошные линии), 10^3 К (штриховые линии) и $T_{\text{СМВ}}(z)$ (пунктирные линии), для ЧД, начинающей расти на $x_0 = 20$ с начальной массой $M_{\text{ВН}}(z = x_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.075, 0.1$ и 0.15 (линии каждого типа сверху вниз, соответственно). Хорошо видно, что при $z \geq 17$ размеры областей нагретого газа почти не зависят от величины ϵ и только при меньших красных смещениях различия становятся заметны. К концу расчета на $z = 8.5$ радиусы областей, нагретых выше заданного значения температуры, отличаются почти

на порядок для $\alpha = 0.15$ и 0.075 независимо от предельного значения температуры. Еще раз стоит обратить внимание на то, что конечные размеры областей лежат в интервале от нескольких десятков до сотен кпк. Это сравнимо или больше, чем характерные расстояния между минигало, в которых возможно звездообразование. Таким образом, в зоны влияния, окружающие растущие ЧД, могут попадать другие минигало, на эволюцию которых излучение от ЧД может оказать некоторое действие [17].

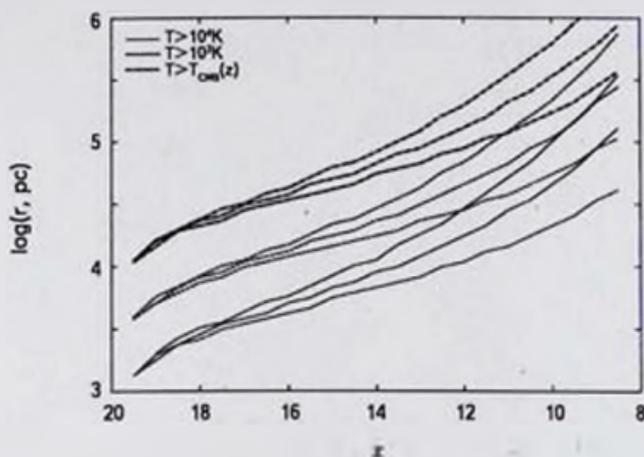


Рис.3. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше 10^4 К (сплошные линии), 10^3 К (пунктирные линии) и $T_{om}(z)$ (пунктирные линии), для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ с начальной массой $M_{in}(z = z_1) = 300 M_\odot$ и радиационной эффективностью $\alpha = 0.075, 0.1$ и 0.15 (линии каждого типа сверху вниз соответственно).

Для растущих ЧД, начинающих эволюцию на больших красных смещениях, зоны нагретого газа оказываются крупнее, если рассматривать их размер при одном и том же красном смещении. Например, на $z = 11$ размер области с $T > 10^4$ К, образованной на $z_0 = 50$ ЧД, оказывается почти на порядок больше, чем для ЧД, начавшей эволюцию на $z_0 = 20$ (см., сплошные линии на рис.4, верхняя линия соответствует $z_0 = 50$, нижняя - $z_0 = 20$). В дальнейшем при сохраняющемся темпе аккреции размер зоны вокруг последней сравняется и даже превысит радиус области вокруг ЧД, начавшей свою эволюцию ранее. Это обстоятельство оказывается важным при оценке фактора заполнения межгалактического газа, подвергшегося влиянию излучения от растущих ЧД.

Переход к большим красным смещениям означает заметно меньшее число минигало, в которых возможно формирование звездного населения и ЧД.

Такие гало соответствуют (5-6) σ флуктуациям поля плотности на $z \sim 50$, в то время как на $z \sim 20$ эти минигало формируются из существенно менее редких (3-4) σ флуктуаций. Таким образом, фактор заполнения газа, подвергнувшегося влиянию излучения от растущих ЧД, будет определяться объектами, начавшими свою эволюцию незадолго до рассматриваемого красного

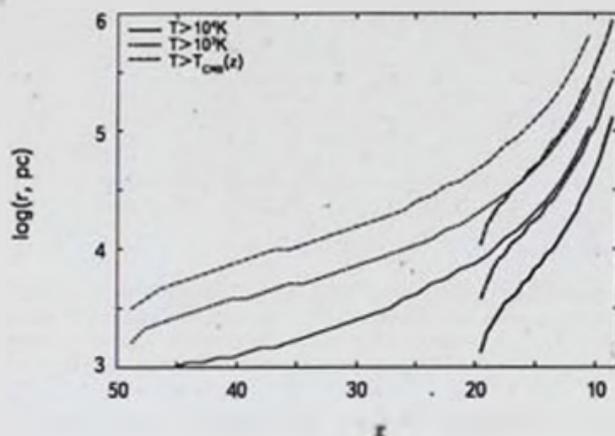


Рис.4. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых температура газа выше 10^4 , 10^3 К и $T_{\text{ion}}(z)$ (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии снизу вверх, соответственно) для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ (толстые линии) и 50 (тонкие линии) с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

смещения. Точнее, растущими ЧД с $\epsilon \leq 0.15$, начавшими эволюцию примерно за 300 млн лет до интересующего красного смещения. Ведь именно после 200-300 млн лет масса ЧД начинает расти экспоненциально. Например, на красном смещении $z \sim 10$ будет доминировать вклад от растущих ЧД, образовавшихся на $z_0 = 20$.

Важным является факт почти полной ионизации (выше 99%) около галактического газа в окрестности растущих ЧД. Причем гелий может быть ионизован двукратно (рис.1-2). На рис.5 показана эволюция радиуса сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов He III (толстые линии) или ионов He II (тонкие линии) выше 0.99 для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20, 30$ и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_{\text{BH}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$. Во-первых, стоит отметить, что зоны ионизации заметно меньше областей, в которых температура газа выше 10^4 К, и они увеличиваются быстрее (рис.5), чем размеры областей нагретого газа (рис.4). Во-вторых, зоны ионизации He III оказываются несколько больше зон ионизации He II , что связано с тем, что ионизация происходит преиму-

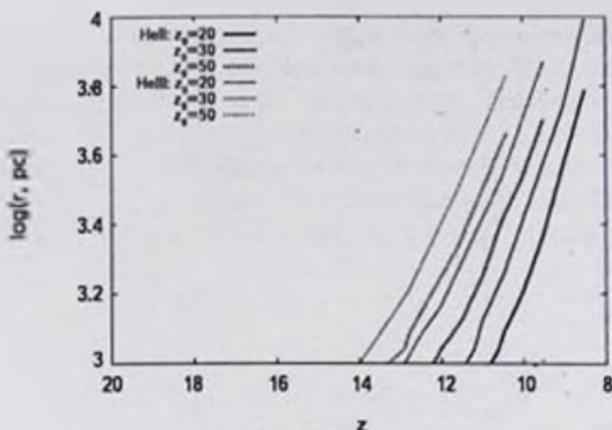


Рис.5. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов HeII (толстые линии) или ионов HeIII (тонкие линии) выше 0.99, начинающей расти на $z_0 = 20, 30$ и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_{\text{ин}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

цественно квантами с энергией выше 100 эВ (рис.6), для которых сечение ионизации HeII больше, чем сечение HI. Действительно, поскольку предполагается, что лучевая концентрация нейтрального водорода внутри минигало ненулевая и в расчетах полагается равной $N_{\text{HI}} = 10^{20} \text{ см}^{-2}$, то кванты с энергиями 13.6-100 эВ поглощаются внутри минигало, а наружу выходят

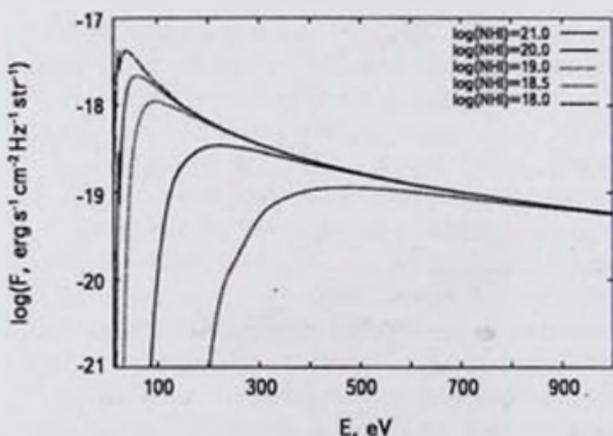


Рис.6. Спектр ионизирующего излучения, покинувшего родительское минигало, на расстоянии 1 кпк для нескольких значений лучевой концентрации HI: $\log(N_{\text{HI}}, \text{ см}^{-2}) = 18, 18.5, 19, 20$ и 21 , для ЧД, начинающей расти на $z_0 = 20$ с начальной массой $M_{\text{ин}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$.

только более энергетичные фотоны. При уменьшении значения лучевой концентрации N_{HII} поглощение внутри родительского минигало становится слабее (рис.6) и положения фронтов ионизации HeII и HI практически совпадают при $N_{\text{HII}} \sim 10^{18.5} \text{ см}^{-2}$, а при меньшем значении $N_{\text{HII}} \leq 10^{18} \text{ см}^{-2}$ размер зоны HI превосходит или совпадает с размером зоны HeIII (рис.7).

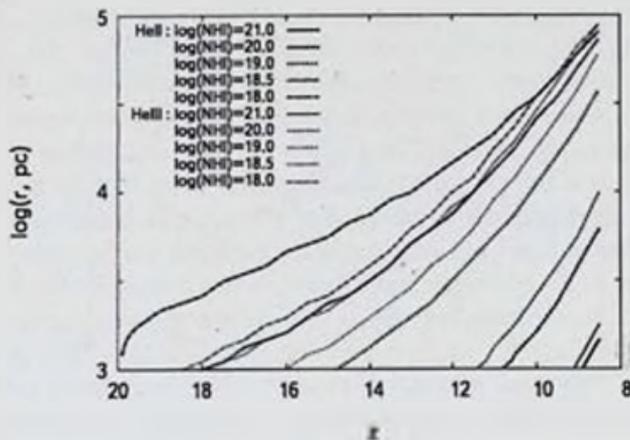


Рис.7. Радиусы сферических областей вокруг ЧД, внутри которых относительная концентрация ионов НII (толстые линии) или ионов HeIII (тонкие линии) выше 0.99, начинающей расти на $z_0 = 20, 30$ и 50 (сплошные, штриховые и пунктирные линии, соответственно) с начальной массой $M_{\text{ini}}(z = z_0) = 300 M_{\odot}$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$, для нескольких значений лучевой концентрации HI в родительском минигало: $\log(N_{\text{HI}}, \text{см}^{-2}) = 18, 18.5, 19, 20$ и 21 .

Поскольку вокруг растущих ЧД возникают зоны ионизации водорода и гелия, эти объекты могут давать вклад в реионизацию водорода и, возможно, даже гелия. Поэтому представляется интересным оценить время жизни зон после возможного прекращения значительного потока ионизирующих квантов, вследствие ослабления аккреции. На рис.8 представлена зависимость времени рекомбинации в зонах ионизации НII и HeIII. Видно, что при $z \leq 10$ время рекомбинации водорода внутри этих зон оказывается больше локального возраста Вселенной, что говорит о вероятном сохранении этих зон даже после "выключения" ЧД. При этом время рекомбинации гелия HeIII значительно, более чем в 3 раза, короче хаббловского времени, что говорит о быстрой рекомбинации гелия HeIII. При этом гелий останется однократно ионизованным и это может быть началом его реионизации. Стоит отметить, что время рекомбинации водорода в менее холодном газе с $T = 10^4 \text{ K}$, который простирается на заметно большие расстояния, становится длинее хаббловского примерно на $z \leq 14$, что способствует сохранению протяженных частично

ионизованных областей с высокой долей нейтрального теплого газа, который вполне может быть обнаружен по излучению в линии сверхтонкой структуры атомарного водорода.

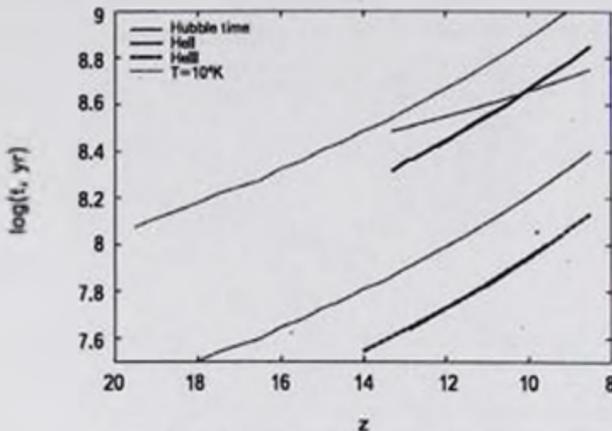


Рис.8. Время рекомбинации водорода HII (толстые сплошные линии) и гелия HeIII (толстые штрихпунктирные линии) внутри сферических зон вокруг ЧД, внутри которых относительные концентрации HII или HeIII выше 0.99 для ЧД, начинающей расти на $z_c = 20$, 30 и 50 (толстые линии накладываются друг на друга) с начальной массой $M_{in} (z = z_c) = 300 M_\odot$ и радиационной эффективностью $\epsilon = 0.1$. Тонкие штриховые линии соответствуют времени рекомбинации HI (верхняя) и HeII (нижняя) для газа с температурой $T = 10^4$ К. Тонкой сплошной линией показан возраст Вселенной - локальное хаббловское время.

4. Заключение. При эддингтоновской аккреции вещества на черные дыры излучается большое число ультрафиолетовых и рентгеновских квантов, которые могут ионизовывать и нагревать окружающую среду. В работе исследовано влияние этого ионизирующего излучения от растущих черных дыр в первых минигало (протогалактиках) на состояние окружающего межгалактического газа до начала эпохи реионизации водорода. Показано, что:

- излучение от растущих черных дыр изменяет тепловое состояние межгалактического газа в большом объеме, в частности, газ нагревается выше температуры реликтового излучения $T_{CMB}(z)$ внутри объема радиусом 0.1-3 Мпк к красному смещению $z \sim 8-12$ при аккреции с радиационной эффективностью $\epsilon \sim 0.15-0.075$ на черную дыру начальной массы $\sim 300 M_\odot$, образующуюся на красных смещениях $z \sim 50-20$;

- межгалактический газ в окрестности минигало с растущими черными дырами при радиационной эффективности $\epsilon \leq 0.15$ в течение 300-400 млн лет нагревается до температуры выше 10^4 К в пределах области радиусом порядка 30 кпк, увеличение темпа аккреции до $\epsilon \leq 0.075$ приводит к росту области

нагрева на порядок величины - до 300 кпк; в случае слабой аккреции, т.е. незначительно меняющейся (почти постоянной) массы черной дыры, размеры области горячего газа достигают всего 5-8 кпк;

- размер областей газа, в которых степень ионизации водорода оказывается выше остаточной после рекомбинации, т.е. выше $\sim 10^{-4}$, достигает 0.3-3 Мпк вокруг растущих черных дыр с радиационной эффективностью $\epsilon \leq 0.15 - 0.075$ и начальной массой $\sim 300 - 10^1 M_{\odot}$, образующихся на красных смещениях $z \sim 50 - 20$; поток излучения от таких черных дыр оказывается достаточным, чтобы полностью (выше 99%) ионизовать водород и двукратно гелий в пределах 3-10 кпк от родительского минигало, при этом порядок фронтов ионизации HII и HeIII зависит от поглощения излучения в родительской галактике: при лучевой концентрации $N_{\text{H}} \geq 10^{18.5} \text{ см}^{-2}$ фронт ионизации HeIII опережает HII, что связано с поглощением ультрафиолетовых квантов с энергией 13.6-100 эВ в родительском минигало и ионизацией межгалактического газа преимущественно мягкими рентгеновскими квантами, для которых сечение ионизации иона HeII выше, чем у HI, при меньшем значении $N_{\text{H}} \leq 10^{18} \text{ см}^{-2}$ размер зоны HI, как и ожидается, превосходит или совпадает с размером зоны HeIII.

Существенное изменение ионизационного и теплового состояния межгалактического газа в окрестности растущих черных дыр позволит говорить о вкладе в реионизацию Вселенной, поскольку время рекомбинации водорода в зонах ионизации вокруг черных дыр оказывается больше локального возраста Вселенной на $x \leq 10$. Эти зоны, составляющие несколько килопарсек, могут стать затравочными для последующей реионизации Вселенной, ведь области, в которых благодаря излучению растущих черных дыр заметно меняется эволюция межгалактического газа или, проще говоря, газ ионизуется и нагревается, простираются на сотни килопарсек, что заметно больше среднего расстояния между минигало, которое составляет несколько десятков килопарсек на красных смещениях $z \sim 10 - 15$. Так что одна быстро растущая черная дыра может повлиять на ионизационное состояние значительного объема окружающего пространства. Поскольку газ в этом объеме оказывается в большей степени нейтральным, а его температура выше температуры реликтового излучения, то ожидается, что этот газ будет излучать в линии 21 см атомарного водорода и поток излучения может быть достаточным для обнаружения на радиоинтерферометрических решетках LOFAR, MWA и SKA [34].

Работа выполнена при поддержке совместного российско-индийского проекта РФФИ-ДНТ (проект РФФИ 17-52-45063_ИНД, проект ДНТ P-276). Программный пакет для моделирования тепловой эволюции был разработан при поддержке Российского научного фонда (проект 14-50-00043). Работа Ю.А.Щ. поддержана программой Президиума РАН №28. Работа М.В.Р. частично поддержана

Министерством образования и науки России (проект 3.858.2017/4.6).

¹ Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия,
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия,
e-mail: eugstar@mail.ru

² Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия,
e-mail: yus@asc.rssi.ru

³ Рамановский исследовательский институт, Бангалор, Индия,
e-mail: sethi@rii.res.in

⁴ Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия,
e-mail: mryabova@sfedu.ru

HEATING INTERGALACTIC GAS NEAR GROWING BLACK HOLES DURING THE HYDROGEN REIONIZATION EPOCH

E.O.VASILIEV¹, Yu.A.SHCHEKINOV^{2,3}, S.K.SETHI¹, M.V.RYABOVA⁴

Growing black holes at the Eddington accretion rate emit significant number of ultraviolet and X-ray photons, which are able to influence on the ionization and thermal state of neighbouring intergalactic gas before the beginning hydrogen reionization epoch. The gas exposed to this radiation is heated to temperature higher than the CMB one till redshifts $z \sim 8 - 12$ inside 0.1-3 Mpc around a black hole formed at $z = 20 - 50$ and growing from initial mass $\sim 300 M_{\odot}$ with radiation efficiency $\epsilon = 0.15 - 0.075$. Under these conditions a size of regions inside which the ionization fraction becomes higher than the residual one after the recombination, i.e. higher $\sim 10^{-4}$, reaches the same values. In smaller volume the gas is subjected to more significant heating and ionization. Inside 30-300 kpc it is heated higher than 10^4 K for the same parameters of a black hole, that is about an order of magnitude larger than that around non-growing black hole with almost constant mass. The radiation flux produced by growing black holes is substantial to ionize almost completely (higher 99%) both hydrogen and doubly helium inside 3-10 kpc around the host minihalo. The recombination time for hydrogen inside the ionization zones around growing black holes becomes longer the local age of the Universe at $z \leq 10$. These zones might be seeds for further reionization of the Universe. In general, extended regions having size of several hundred kpc, inside which the intergalactic gas evolution is changed remarkably due to the radiation from growing black holes, are expected to emit in the HI 21 cm line, because

the gas in such zones remains almost neutral and its temperature is higher than the CMB one.

Key words: *reionization: black holes: accretion: X-ray radiation: intergalactic medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.J.Mortlock et al.*, *Nature*, **474**, 616, 2011.
2. *X.-B.Wu et al.*, *Nature*, **518**, 512, 2015.
3. *Z.Haiman*, *The First Galaxies*, eds. T.Wiklind, B.Mobasher, V.Bromm, *Astrophys. Space Sci. Library*, **396**, 2013, p.293.
4. *M.Volonteri*, *Science*, **337**, 544, 2012.
5. *N.Yoshida, K.Omukai, L.Hernquist*, *Science*, **321**, 669, 2008.
6. *A.Stacy, T.H.Greif, V.Bromm*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **422**, 290, 2012.
7. *S.E.Woosley, A.Heger*, *Very Massive Stars in the Local Universe*, *Astrophys. Space Sci. Library*, **412**, 199, (Springer International Publishing), 2015.
8. *P.Madau, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **551**, L27, 2001.
9. *Z.Haiman, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **552**, 459, 2001.
10. *M.Volonteri, F.Hardt, P.Madau*, *Astrophys. J.*, **582**, 559, 2003.
11. *A.Loeb, F.A.Rasio*, *Astrophys. J.*, **432**, 52, 1994.
12. *S.P.Oh, Z.Haiman*, *Astrophys. J.*, **569**, 558, 2002.
13. *G.Lodato, P.Natarajan*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 1813, 2006.
14. *K.Inayoshi, K.Omukai, E.Tasker*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, L109, 2014.
15. *F.Becerra, T.H.Greif, V.Springel et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 2380, 2015.
16. *M.A.Latif, D.R.G.Schleicher, T.Hartwig*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 233, 2016.
17. *Z.Haiman, T.Abel, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **534**, 11, 2000.
18. *M.Ricotti, J.P.Ostriker*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **352**, 547, 2004.
19. *M.B.Eide, L.Graziani, B.Ciardi et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **476**, 1174, 2018.
20. *M.Volonteri, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **633**, 624, 2005.
21. *M.Volonteri, M.J.Rees*, *Astrophys. J.*, **650**, 669, 2006.
22. *Z.Haiman, A.A.Thoul, A.Loeb*, *Astrophys. J.*, **464**, 523, 1996.
23. *M.Tegmark, J.Silk, M.J.Rees et al.*, *Astrophys. J.*, **474**, 1, 1997.
24. *L.Gao, S.D.M.White, A.Jenkins et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **363**, 379, 2005.
25. *D.Whalen, T.Abel, M.L.Norman*, *Astrophys. J.*, **610**, 14, 2004.
26. *T.Kitayama, N.Yoshida, H.Susa et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 631, 2004.
27. *E.O.Vasiliev, E.I.Vorobyov, A.O.Razoumov et al.*, *Astron. Rep.*, **56**, 564, 2012.

28. *B.Ciardi, A.Ferrara*, Spa. Sci. Rev., **116**, 625, 2005.
29. *R.Cen*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **78**, 341 1992.
30. *S.C.O.Glover, A.-K.Jappsen*, Astrophys. J., **666**, 1, 2007.
31. *M.Ricotti, N.Y.Gnedin, J.M.Shull*, Astrophys. J., **575**, 33, 2002.
32. *J.M.Shull, M.E. van Steenberg*, Astrophys. J., **298**, 268, 1985.
33. *S.Seager, D.Sasselov, D.Scott*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **128**, 407, 2000.
34. *E.O.Vasiliev, Sh.K.Sethi, Yu.A.Shchekinov*, Astrophys. J. submitted, 2018.