

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 65

МАЙ, 2022

ВЫПУСК 2

DOI: 10.54503/0571-7132-2022.65.2-15

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ПЕРВЫХ ГАЛАКТИК В ДАЛЬНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Т.И.ЛАРЧЕНКОВА¹, А.А.ЕРМАШ¹, Е.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ЩЕКИНОВ^{1,3}

Поступила 9 апреля 2022

Галактики на больших красных смещениях ($z \gtrsim 9$) в настоящий момент наблюдаются в ближнем (1.4-2 мкм), среднем инфракрасном (ИК) (5-28.8 мкм) и субмиллиметровом (500-1000 мкм) диапазонах. Дальний ИК диапазон, несущий важную информацию о фундаментальных процессах в ранних галактиках, соответствующий среднему ИК диапазону в системе отсчета источника, скрыт от наблюдателя атмосферой Земли. Мы рассматриваем параметры излучения галактик на больших красных смещениях и возможность их обнаружения в дальнем ИК диапазоне при помощи гравитационного линзирования на массивных скоплениях галактик. Излучение, предположительно, возникает преимущественно в газе, ионизированном ультрафиолетовым (УФ) и рентгеновским излучением звезд и центральными сверхмассивными черными дырами (СМЧД) родительских галактик. Металличность газа родительских галактик находится в интервале $-6 \leq [Z/H] \leq -1$, как следует из наблюдений далеких галактик на $z \gtrsim 9$. Мы оцениваем спектральные особенности в дальнем ИК диапазоне и условия, при которых данные галактики могут быть обнаружены. Показано, что спектральные линии водорода Pf - α и Hm - α , наряду с несколькими линиями металлов среднего ИК диапазона ([NeV] 17.6, [SIV] 10.5, [NeIII] 15.6, [NeV] 24.1, [OIV] 25.8 мкм и т.д.), могут быть достаточно яркими для обнаружения. За счет использования гравитационного линзирования на известных скоплениях галактик количество ожидаемых кандидатов на больших красных смещениях в дальнем ИК достаточно велико для проведения наблюдательной программы на космическом телескопе "Миллиметрон" в диапазоне длин волн 70-500 мкм.

Ключевые слова: *первые галактики: сверхмассивные черные дыры: дальний ИК диапазон: спектральные линии водорода: гравитационное линзирование на скоплениях галактик*

1. Введение. Наблюдения в оптическом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах в течение последних десяти лет позволили продвинуться в обнаружении галактик на очень больших красных смещениях $z = 9 - 11$ [1-5]. Совсем недавно в работе [6] было объявлено об открытии двух кандидатов с фотометрическими красными смещениями $z \sim 13$. В тех случаях, когда определение звездной металличности было возможным, она оказывалась достаточно высокой $Z \sim 0.05 - 0.5$ [2-7], и даже для $z \sim 13$ авторы работы [6] дают оценку $Z \sim 0.01 - 0.1$ из отношения светимости в линии [OIII] 88 мкм к общей ультрафиолетовой (УФ) светимости. В остальных случаях поглощение пылью, полученное из измерения наклона УФ спектра,

рассматривается как показатель металличности. На основе анализа спектра галактики-кандидата GN-z10-1 ($z \approx 10$) авторы работы [8] приходят к выводу, что экстремально пологая форма спектра в основном объясняется поглощением пылью в $A_v = 1.1$ величину, что предполагает высокую металличность. В работе [9] была выделена выборка 11 галактик на $z = 9 - 11$ со средним значением поглощения в $A_v = 0.5 \pm 0.3$ величину и с соответствующей металличностью звездного населения $\langle Z \rangle \sim 0.1$ с дисперсией $\approx (0.03 - 1)Z_\odot$ (см. среднюю панель рис.9 в [9]). Измеренные соотношения массы пыли к массе газа на интерферометре ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) $\zeta \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$ и количества металлов $Z \sim 0.2 Z_\odot$ для двух линзированных галактик на $z \geq 8.3$ также заслуживают упоминания [5,10], равно как и измерения $Z \approx 0.5 - 0.7 Z_\odot$ для линзированной галактики G09.83808 на $z = 6.0$ [11]. Эти результаты находят подтверждение в численных экспериментах [12]: сразу после начала активного звездообразования в центральной области растущей галактики газ обогащается до $Z \sim 0.1 Z_\odot$ внутри ~ 3 кпк, и $\sim 0.01 Z_\odot$ в ~ 10 кпк [12].

Указанное обстоятельство предполагает, что наблюдаемому звездному населению предшествовали звезды предыдущих поколений (PopIII и PopII.5), которые обогатили газ до наблюдаемого в текущую эпоху уровня в звездах и галактиках. Эта стадия могла продолжаться от 100 до 300 млн лет, если предположить ее начало на $z \sim 15$ (см. обсуждения в [3]). Это ведет к предположению, что звезды PopIII и PopII.5 могли сформироваться в эпоху $z \sim 13 - 30$. Для первоначального обогащения металлами достаточно и более короткого периода, если общепринятая концепция начальной функции масс с преобладанием массивных звезд для PopIII (звезд без металлов) (например, [13]) на временных масштабах $t \leq 10$ млн лет соответствует действительности [14]. Однако процесс звездообразования в уже обогащенной среде может занимать значительно большее время. Авторы работы [3] оценивают необходимое время в 250 млн лет. В течение этого временного промежутка выброшенные металлы перемешиваются в протогалактике радиуса $R_g = 3$ кпк с турбулентными скоростями $v_s = 30 \text{ км} \text{с}^{-1}$, что обеспечивает появление следующего поколения звезд (PopII.5) с более традиционной формой начальной функции масс [15,16].

Наряду с галактиками, в последнее время было обнаружено значительное количество сверхмассивных черных дыр (СМЧД) с массами $M_{BH} \sim (8 \cdot 10^8 - 10^{10}) M_\odot$ на красных смещениях $z \geq 6$ (см., например, [17,18]). Эти наблюдения также предполагают, что зародыши СМЧД с массами $M_s \sim (10^4 - 10^5) M_\odot$ могли сформироваться в ранние эпохи $z \sim 15 - 30$ [18,19]. Возможные сценарии быстрого роста СМЧД в эти эпохи включают спорадическое кратковременное обогащение темпа аккреции в сверх-эддингтоновском режиме либо в силу случайных пролетов в области с подходящими условиями для роста [20-22], либо в более жестких динамических условиях во время слияния галактик с

сопутствующим возникновением потоков между газом и темной материйей (например, см. обзор [23]). Массивные зародыши за счет прямого коллапса СМЧД могут инициировать быстрый рост на красных смещениях от $z \approx 26$ до 16 [24]. В соответствии с тем фактом, что СМЧД и их родительские галактики эволюционируют совместно, это обстоятельство также указывает на то, что галактики появились во Вселенной до реионизации. Однако авторы работы [25] показывают, что на $z \sim 6$ функция светимости галактик в ультрафиолетовой части спектра испытывает резкое снижение при $M_{1450} < -22.0$, в то время как на ярком конце функции светимости (ФС) $M_{1450} < -23.0$ доминируют квазары.

Присутствие металлов и связанной с ними пыли на $z \geq 9$ может привести к тому, что часть галактик будет испытывать сильное поглощение, что сделает затруднительным их обнаружение в УФ, по крайней мере сразу после вспышки звездообразования и выброса дополнительной пыли в межзвездную среду. Такие явления, даже будучи эпизодическими, могут осложнить понимание начальных эпизодов звездного нуклеосинтеза и динамики реионизации. Авторы работы [26] подчеркивают, что окончательные выводы об истории реионизации гелия могут быть чувствительны к полноте УФ функции светимости на красных смещениях до $z \sim 6 - 7$ и более. Этот факт говорит о том, что необходимо проводить наблюдения удаленных объектов в ближнем и дальнем ИК диапазонах.

В последнее время большое количество усилий было направлено на возможность наблюдения начальных эпизодов формирования галактик в ИК диапазоне (например, [27]). Главной была задача анализа спектральных особенностей первых галактик в ближнем ИК диапазоне предположительно при помощи Космического Телескопа им. Джэймса Уэбба (JWST). Тем не менее, в силу ограниченности спектральной полосы, ($0.6 \leq \lambda \leq 28.8$ мкм) и чувствительности (~ 1 мЯн на 10^4 с на $\lambda \sim 25$ мкм, [28]) возможности JWST не всегда достаточны для обнаружения излучения галактик на расстояниях, больших, чем $z \geq 9$ [29]. Более того, как было упомянуто выше, если ранние галактики действительно испытывают значительное поглощение на пыли, то УФ, оптическое и ближнее ИК излучение полностью поглощаются и становятся недоступными для наблюдений. В таких обстоятельствах дополнительный взгляд на проблему могут предоставить наблюдения в дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах, где существенная доля $\sim 0.3 - 0.4$ излучения от звезд и черных дыр может переизлучаться в линиях водорода и металлов, а также теплового излучения пыли [29]. В настоящий момент субмиллиметровый диапазон частично покрывается интерферометром ALMA, причем результаты поиска и изучения первых галактик при помощи этого инструмента были недавно опубликованы в работах [3,5,6,10]. Однако, интересующие нас

космологические объекты эпохи до реионизации излучают на более коротких длинах волн ($3\text{--}50$ мкм в системе отсчета источника) и проявляют себя на $z = 0$ в далеком ИК диапазоне $30 \leq \lambda \leq 500$ мкм, оставаясь скрытыми от наземных обсерваторий.

В настоящей работе мы ставим своей целью оценить возможность обнаружения первых галактик и массивных черных дыр в диапазоне длин волн $30 \leq \lambda \leq 500$ мкм при помощи космической обсерватории следующего поколения "Миллиметрон" [30,31]. Рассматривается упрощенная модель спектра излучения газа, ионизованного УФ и рентгеновскими фотонами от звезд и массивной черной дыры в родительской галактике, которая находится в процессе формирования в эпоху $z > 10$. Рассмотренный нами подход включает в себя построение и последующий анализ модельных спектров первых галактик, в том числе излучения спектральных линий водорода и тяжелых элементов, и усиления яркости за счет гравитационного линзирования на массивных скоплениях галактик. Как будет показано в следующих разделах, ожидаемые значения потоков и предсказанное количество достаточно ярких объектов на небесной сфере малы. Для достижения поставленной задачи было использовано гравитационное линзирование на скоплениях галактик, усиливающее наблюдаемые потоки искомых источников.

Известно, что гравитационное линзирование далекого объекта на более близком массивном скоплении галактик является мощным инструментом исследования далекой Вселенной (см., например, [32,33]). Скопления галактик как линзы представляют из себя космические телескопы, позволяющие осуществлять наблюдения галактик на больших красных смещениях и обнаруживать слабые источники, которые иначе было бы невозможно обнаружить современными техническими средствами.

Использование скоплений галактик в качестве гравитационных линз для галактик фона началось с открытия гигантских ярких дуг в скоплении галактик A370 [34,35], которые были интерпретированы в работе [36] как изображения фоновых галактик, линзированных этим скоплением. За последние два десятка лет были проведены несколько обзоров скоплений галактик с целью поиска событий сильного гравитационного линзирования и обнаружения первых объектов во Вселенной в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. Ведущая роль в этом направлении принадлежит научным программам, реализованным на космических телескопах Хаббл и Спитцер, в частности, в обзоре Скоплений Галактик и сверхновых на Хаббловском Космическом Телескопе (CLASH) [37], Hubble Frontier Fields (HFF) (<https://frontierfields.org>) и Reionization Lensing Cluster Survey (RELICS) [38], также как и программы CANDELS [39,40], Grism Lens-Amplified Survey form Space (GLASS) [41] и другим. Результаты обзора CLASH показывают, что наблюдения

линзированных полей (скоплений галактик) делают возможным обнаружение гораздо большего количества галактик на $z \sim 6 - 8$ по сравнению с обзорами полей фона [42]. В первых 18 скоплениях были обнаружены 262 кандидата на $z \sim 6 - 8$ [42] и еще некоторое количество на $z \sim 9 - 11$ (см., например, [43]). Результатом полного обзора Hubble Frontier Fields как линзированных областей, так и полей фона являются 453 обнаруженных кандидата на $z \sim 6 - 9$ [44] и несколько на $z \sim 9$ (см., например, [45]).

Статья организована следующим образом. В разделе 2 представлена наша модель спектров источников излучения – звезд и массивных черных дыр и описан полученный спектр излучения газа. В разделе 3 дается краткое описание космического телескопа "Миллиметрон" и оцениваются перспективы обнаружения галактик на больших z в инфракрасном диапазоне длин волн с его текущими возможностями с учетом гравитационного линзирования на скоплениях галактик. Здесь же рассмотрены возможные ограничения от так называемого эффекта путаницы. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4.

В расчетах предполагалась Λ CDM модель со следующими параметрами: $\Omega_m = 0.308$, $\Omega_B = 0.049$, $h = 0.67$ и $n_s = 0.96$, с общей нормализацией, соответствующей случаю $\sigma_8 = 0.83$ [46].

2. Модели спектров галактик. Перед началом обсуждения о возможностях обнаружения галактик на больших z в дальнем ИК диапазоне, рассмотрим результаты моделирования спектров галактик на больших z при помощи упрощенной модели спектра газа, ионизованного УФ или рентгеновскими фотонами от звезд и массивных черных дыр в родительской галактике.

2.1. Сверхмассивные черные дыры. В качестве спектра черной дыры использовался широкополосный спектр активных ядер галактик (АЯГ) из работ [47,48]. Модель основана на радиально стратифицированном толстом диске, содержащем три доминирующих области: горячий внутренний диск, простирающийся от внутренней стабильной орбиты до границы горячей области R_h , теплой комптонизованной области от R_h до R_w , и внешней области, простирающейся от R_w до R_{out} с плоским радиальным профилем излучения $F(r) \propto r^{-2}$ на протяжении всего диска. В модели толстого диска адвективные перемещения усиливают перенос излучения и стабилизируют сверхэддингтоновские диски относительно радиационной неустойчивости, характерной для сверхкритических стандартных геометрически толстых дисков [47,49,50]. Область промежуточного диска $R_h < r < R_w$ производит мягкий рентгеновский избыток излучения [47,48], внося доминирующий вклад в ионизацию и нагрев межзвездного газа (см. ниже) и, следовательно, в газовую компоненту спектра родительской галактики. Болометрическая светимость предполагалась равной эддингтоновской светимости для массы

черной дыры (ЧД) $L_{Edd} = 1.26 \cdot 10^{38} (M_{BH}/M_\odot)$ эргс⁻¹, что показано сплошными линиями на рис.1. Ясно, что растущие черные дыры на больших z проходят стадии высокой светимости только эпизодически (см. обсуждение в [20-22]). При этом, как было показано в [22], если зародыш ЧД превосходит $M_{BH} \sim 10^4 M_\odot$ и окружающий газ в среднем достаточно плотный $n \geq 10^7$ см⁻³, ЧД может расти быстро и находиться преимущественно в состоянии сверхэддингтоновской акреции.

Предполагается, что образованию звезд сопутствует рост черной дыры в центрах галактик с массой M_{BH} , почти пропорциональной звездной массе $\sim (10^{-3} - 10^{-2}) M_*$, как следует из наблюдений, начиная с красных смещений $z \sim 7.5$ [17,51]. Таким образом, в нашей модели мы придерживались парадигмы, связывающей массу черной дыры и дисперсию скоростей звезд балджа в виде $M_{BH} \propto \sigma_*^{4.5}$ (или, эквивалентно, динамической массе M_{dyn} родительской галактики, примерно $M_{BH}/M_{dyn} \sim 0.003$) до нижнего предела масс ($M_{BH} \sim 10^5 M_\odot$), хотя и с большой (до порядка величины) дисперсией, что следует из оценок для локальной Вселенной [52,53].

2.2. Звездное население. Для спектра звездного балджа мы применили популяционный синтез спектров из работы [54] для свободной от металлов композитной звездной популяции, создаваемой вспышкой звездообразования PopIII.1 (экстремальная начальная функция масс с преобладанием массивных звезд: $50-500 M_\odot$, солпитеровский наклон, спектр показан горизонтально штрихованной областью на правой панели рис.1) с постоянным темпом звездообразования продолжительностью 30 млн лет из работы [56]¹. Мы также дополнили балдж звездным населением следующего поколения, сформированного из газа, обогащенного металлами предыдущих поколений звезд. Это звезды i) PopII.5 с металличностью $Z=0.00004$, возрастом порядка 100 млн лет и универсальной начальной функцией масс Кроупа в интервале масс $0.1-100 M_\odot$, основанной на падуанских треках асимптотической ветви гигантов (Padova-AGB), показанных вертикально штрихованной областью на рис.1 [55,57] и ii) поколение звезд с металличностью $[Z/H]=-1$, возрастом порядка 200 млн лет и солпитеровской функцией масс показано серой областью [58]. Последнее, по-видимому, соответствует звездному населению в галактике GN-z11, описанной в работе [2].

Стоит отметить, что свободное от металлов звездное население PopIII.1 с экстремальной начальной функцией масс вносит наибольший вклад звездного населения в излучение высокоэнергетичных фотонов - рентгеновского и далекого УФ диапазона, по сравнению с другими моделями, такими, как,

¹ <http://www.astro.uu.se/ez/yggdrasil/yggdrasil.html>

например, население Pop II с металличностью $[Z/H] \sim -2$ и начальной функцией масс Кроупа с $M_{min} = 0.1 M_\odot$ и $M_{max} = 100 M_\odot$, или логнормальной начальной функцией масс $\sim 10 M_\odot$ с $\sigma_M \sim 1 M_\odot$ и с широкими крыльями, достигающими $500 M_\odot$ [59]. Тем не менее, как показано на правой панели рис.1, звездным вкладом в ионизирующие (рентгеновский и далекий УФ диапазоны) фотонами можно пренебречь, если $M_{BH} \geq 0.002 M_*$.

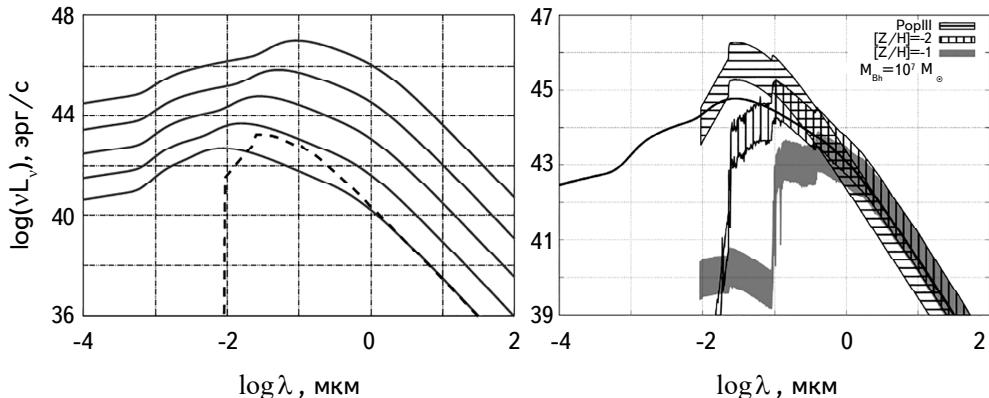


Рис.1. Левая панель. Спектры ЧД с массами 10^5 , 10^6 , 10^7 , 10^8 и $10^9 M_\odot$ (сплошные линии сверху вниз) [47]. Спектр звездного населения без металлов (PopIII.1) [54] показан пунктирной линией. Правая панель. Заполненные области соответствуют спектру звездной популяции (i) с нулевой металличностью и экстремальной начальной функцией масс [54] - область с горизонтальной штриховкой, (ii) с начальной функцией масс Солпитера, $[Z/H] = -1$ и возрастом 200 млн лет - серая область. Нижняя граница заполненных областей соответствует звездной массе $M_* = M_\odot / 0.02$ верхняя - $M_* = M_\odot / 0.002$. Спектр ЧД с массой $M_\odot = 10^7 M_\odot$ - сплошная линия.

2.3. Газ в центральных областях галактик. Следуя общепринятой концепции роста галактик в событиях мерджинга со сливающимися черными дырами в их ядерных частях, (например, [60-62]), мы предполагаем, что относительно большой процент массы газа будет сконцентрирован преимущественно в центральных областях галактик вокруг центральных сверхмассивных черных дыр. Большая масса газа встречается в наблюдениях галактик с лаймановским скачком (LBG), причем доля газа сравнима с долей барионной массы во Вселенной (см., например, недавнее обсуждение в [63,64]), при этом Ly- α эмиттеры на очень больших z демонстрируют очень интенсивное Ly- α излучение [65,66].

Яркие и ультраяркие ИК галактики (ULIRGs) в локальной Вселенной, как правило, рассматриваются как мерджеры с большим количеством газа (см., например, [62,67,68]), сконцентрированным во внутренних областях

галактик с повышенной плотностью (см. недавние обсуждения в [69,70]). Значительная доля массы газа в данных объектах, по-видимому, концентрируется в областях центральных балджей. Наблюдения очень массивных ($M_{H_2} \sim 3 \cdot 10^8 M_\odot$ вплоть до $\sim 10^{10} M_\odot$) высокоскоростных молекулярных истечений активных ядер (например, [71,72]) указывают на то, что оставшаяся масса газа в родительской галактике как минимум сравнима по величине с массой истекающего газа.

Концентрация газа в центральных областях галактик также обнаруживается в численном моделировании: во время эволюции в интервале красных смещений $6 \leq z \leq 8$ газ скапливается преимущественно в центральных областях [12,73] радиусом $r_g \sim 1$ кпк с плотностью $\Sigma_g \sim 10^3 M_\odot$ пк⁻² (см. рис.1 в [74]). Космологические расчеты формирования СМЧД также показывают, что газ аккрецирует в основном на центральные области родительских галактик внутри половины радиуса области, занятой звездным населением, с очень слабыми вариациями в массе газа $M_g \sim (10^9 - 3 \cdot 10^9) M_\odot$ на протяжении космологического времени от $z = 6$ до $z \leq 1$ (см. верхнюю левую и среднюю панели на рисунке D1 в [75]).

2.4. Начальные условия. Как было показано в недавних численных экспериментах [12,74], достаточно массивные галактики на больших z с массами $\geq 10^9 M_\odot$ претерпевали вспышки звездообразования с характерными временами порядка $\sim 10\text{--}30$ млн лет. Можно предположить, что временной масштаб роста центральных СМЧД в галактиках имеет тот же порядок величины (см., например, [75]). Принимая во внимание тот факт, что перенос излучения, ионизация и тепловой перенос в межзвездной среде протекают на существенно меньших временных масштабах, мы предполагаем равновесное состояние. Степени ионизации элементов и их спектральные линии вычислялись при помощи кода CLOUDY [76]. Газ подвергался излучению от центрального источника: ЧД и звездного населения. Здесь мы рассматривали сферически-симметричную геометрию с внутренним радиусом газового слоя, заданным на 100 пк, в то время как внешний радиус задавался массой газа M_g и масштабировался как $n^{-1/3}$. Плотность и металличность задавались однородно; вычисления производились для металличностей газа в интервале от $[Z/H] = -6$ до -1 , соответствующие звездным популяциям модели представлены на правой панели рис.1, значение плотности принималось равным $n = 10$ и 30 см^{-3} . Уменьшение металличности ведет к практически пропорциональному уменьшению светимости в линиях металлов и теплового излучения от пыли. Модели с большей плотностью газа были просчитаны с фиксированной общей массой газа.

2.5. Модельные спектры. На рис.2 показан пример модельного спектра

галактик с плотностью газа 10 см^{-3} (слева) и 30 см^{-3} (справа) металличностью газа $[Z/H] = -5$, без учета пыли (панели сверху) и с долей массы пыли $\zeta_d = 0.3 Z$, составляющей 30% от металличности (панели снизу). Массы черных дыр увеличиваются в интервале $M_{BH} = (10^8 - 10^{10}) M_\odot$. Масса звездного населения предположительно лежит в интервале $100 M_{BH} < M_* < 500 M_{BH}$. Нижний предел заведомо выполняется как в локальной, так и в удаленной Вселенной $M_{BH} < 10^{-2} M_*$. Верхний предел $M_{BH} > 2 \cdot 10^{-3} M_*$ примерно согласуется с наблюдаемой в локальной Вселенной пропорциональностью между массами звездного населения и центральных черных дыр. В то же время, он обеспечивает преобладание центральной ЧД в ионизации и нагреве газа. В газе, лишенном пыли, спектр будет состоять не только из спектра СМЧД, но также включать тормозное излучение от ионизированного газа (см. верхний ряд панелей рис.2), что можно видеть на длинах волн $\lambda \geq 30 \text{ мкм}$ [77]. Однако оказывается, что даже незначительная доля пыли в газе критично меняет форму спектра: в области длин волн $\lambda \sim 10 - 100 \text{ мкм}$ можно заметить вклад от пыли (нижний

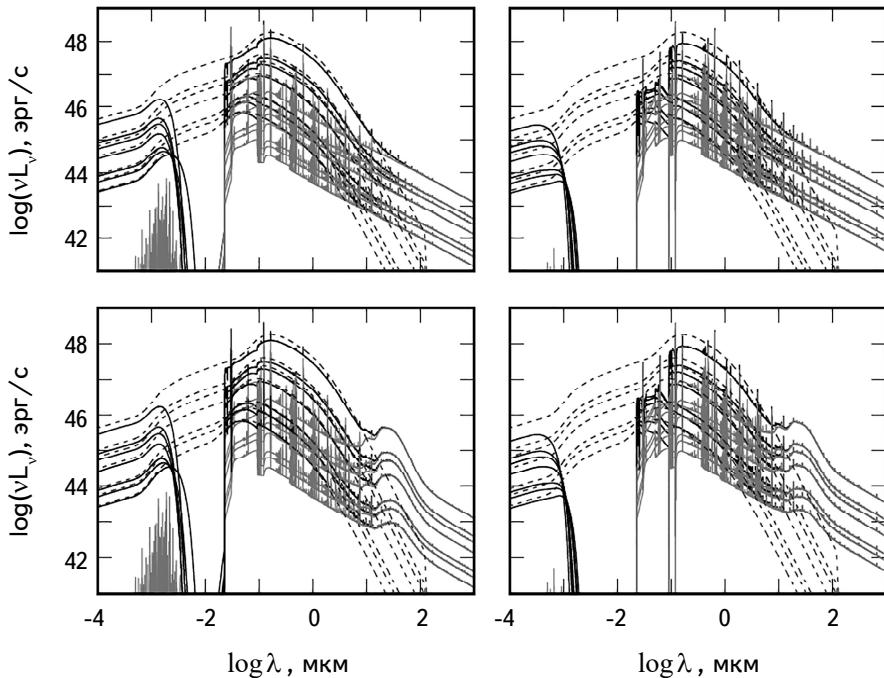


Рис.2. Эмиссионные спектры диффузного межзвездного газа, фотоионизованного излучением галактики с доминирующим вкладом от центральной СМЧД с массой $M_* = 10^8, 2 \cdot 10^8, 3 \cdot 10^8, 10^9, 2 \cdot 10^9, 3 \cdot 10^9, 10^{10} M_\odot$ снизу вверх, соответственно. Металличность газа составляет $[Z/H] = -5$, плотность равна $n = 10$ (панели слева) и 30 см^{-3} (справа), без пыли (верхний ряд панелей) и с учетом пыли (нижний ряд). Пунктирные серые линии показывают поток от ЧД, серые линии показывают эмиссионный спектр фотоионизованного и нагретого диффузного межзвездного газа, черные линии показывают общий спектр - сумму ослабленного потока от ЧД, диффузного континуума и эмиссии в линиях от межзвездного газа.

ряд панелей рис.2). Отметим, что по мере увеличения металличности этот вклад будет расти в диапазоне $\lambda \sim 10 - 300$ мкм с пиком на $\lambda \sim 30$ мкм. При $[Z/H] = -3$ вклад от тормозного излучения остается прежним только на длинах волн, больших $\lambda \geq 300$ мкм, на остальных же он полностью скрыт. В коротковолновом диапазоне длин волн пыль влияет на спектры за счет сильного поглощения от рентгеновского диапазона вплоть до оптики: модельные спектры черных дыр с большими массами и $[Z/H] = -1$ в целом соответствуют спектрам ярких в рентгене АЯГ первого типа (см. рис.2 [78]).

3. Перспективы наблюдения объектов на больших красных смещениях.

3.1. Космическая обсерватория "Миллиметрон". Космическая обсерватория "Миллиметрон"² может стать связующим звеном между возможностями ближнего и среднего ИК диапазона телескопа JWST, с одной стороны, и субмиллиметровых инструментов ALMA, SCUBA, IRAM-NOEMA, SMA, LMT и др., с другой. Космический телескоп "Миллиметрон" будет обладать охлаждаемым зеркалом с диаметром 10 м. Космический аппарат будет запущен в точку Лагранжа L2 системы Солнце-Земля в 1.5 млн км от Земли [30,31]. Ожидается, что среди прочих инструментов обсерватория "Миллиметрон" будет оборудована коротковолновым матричным спектрометром³ (SACS) для проведения фотометрии и широкополосной спектроскопии с разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 500 - 10^3$ в диапазоне $\lambda = 50 - 450$ мкм и чувствительностью $\sim 10 - 100$ мкЯн, а также спектрометром высокого разрешения⁴ с $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^6$ в дальнем ИК диапазоне 50-500 мкм с планируемой чувствительностью ~ 100 мЯн.

3.2. Усиление за счет гравитационного линзирования на скоплениях галактик. Первым шагом в обсуждении возможности обнаружения первых галактик является оценка их ожидаемого количества в наблюдениях. Во-вторых, необходимо обсудить как отличить объекты на больших красных смещениях от более близких.

Полученные в предыдущем разделе результаты позволяют предположить, что первые галактики - довольно слабые объекты. Гравитационное линзирование способно усилить их наблюдаемый поток в несколько раз. Массивные скопления галактик, действуя как гравитационные линзы, позволяют обнаруживать слабые объекты на больших красных смещениях, которые в противном случае являются ненаблюдаемыми. Чтобы использовать эффект линзирования, для расчетов необходимо знать распределение массы в линзе с достаточной степенью достовер-

² <https://www.millimetron.ru/en/general>

³ <https://www.millimetron.ru/en/general/instruments2>

⁴ <https://www.millimetron.ru/en/general/instruments1>

ности. В настоящий момент используются два класса моделей линз. Первый представляет из себя параметрические модели, где общее распределение массы в скоплении раскладывается в конечное число компонентов: крупномасштабные компоненты (темное гало скопления и газ в среде скопления) и компоненты галактического масштаба (собственно галактики скопления). Распределение массы каждого компонента описывается аналитическим профилем плотности. Второй класс моделей линз является непараметрическим классом моделей, которые, как правило, используются для режима слабого линзирования.

В этой статье мы использовали параметрические модели линз для скоплений галактик из проекта RELICS [38], такие как *lenstool* [79], *Zitrin LTM*, (в которой предполагается, что излучение является трассером массы) [80]; и *glafic* [81]. Модели линз для 42 скоплений галактик были получены в проекте RELICS⁵ и в настоящий момент находятся в свободном доступе. Каждая модель содержит значения параметров модели линзирования κ и γ , что позволяет вычислить коэффициент усиления μ для произвольного красного смещения:

$$\mu = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - \gamma^2}. \quad (1)$$

Площадь в плоскости линзы, где достигается усиление с коэффициентом, большим μ , можно вычислить как $\sigma_l(> \mu) \propto \theta_E^2 \mu^{-1} \propto \mu^{-1}$ [см., например, 82]. Так как площадь σ_l в плоскости изображения с усилением μ проецируется на площадь $\sigma_s = \sigma_l / \mu$ в плоскости источника, соответствующая площадь (или вероятность) вычисляется как $\sigma_s(> \mu) \propto \theta_E^2 \mu^{-2} \propto \mu^{-2}$. Дифференциальная площадь масштабируется как $\sigma_s(\mu) \propto \mu^{-3}$. Следует обратить внимание, что вышеописанные зависимости применимы для случая больших коэффициентов усиления $\mu \approx 10$. Площадь $\sigma_s(> \mu)$ варьируется для каждого скопления с заданной массой и красным смещением, но также зависит от красного смещения фонового источника z_s . Хотя данная зависимость является нетривиальной, интуитивно понятно, что линзированная площадь будет увеличиваться, так как радиус Эйнштейна-Хольбона увеличивается с красным смещением источника. Это утверждение было подтверждено для нескольких скоплений галактик из HFF [83].

Существующие модели линз позволяют оценить как интегральные, так и дифференциальные площади областей с заданным усилением. Это, в свою очередь, позволяет выбрать наиболее перспективные скопления галактик и оценить ожидаемое число детектирований желаемых источников. На рис.3 показана зависимость площади усиления в плоскости линзы от коэффициента усиления μ для шести моделей линз из списка скоплений галактик RELICS (источник помещен на красное смещение $z_s = 9$): MACS J0553-33 (*lenstool v1*),

⁵ <http://relics.stsci.edu>

PLCK G287+32 (glafic v2), PLCK G287+32 (zitrin-ltm-gauss v1), RXC J0032+18 (lenstool v1), RXC J0600-20 (lenstool v1) и Abell1758 (glafic v2). Для того, чтобы хотя бы отчасти учесть существенные вариации в пространственном разрешении между моделями, мы не вычисляли площадь в отдельных пикселях, но построили аппроксимацию $\text{Area}_{\geq \mu}(\mu)$. Как можно видеть из рис.3, текущие модели гравитационных линз предсказывают достаточно большую площадь значительного усиления для источников на $z_s = 9$.

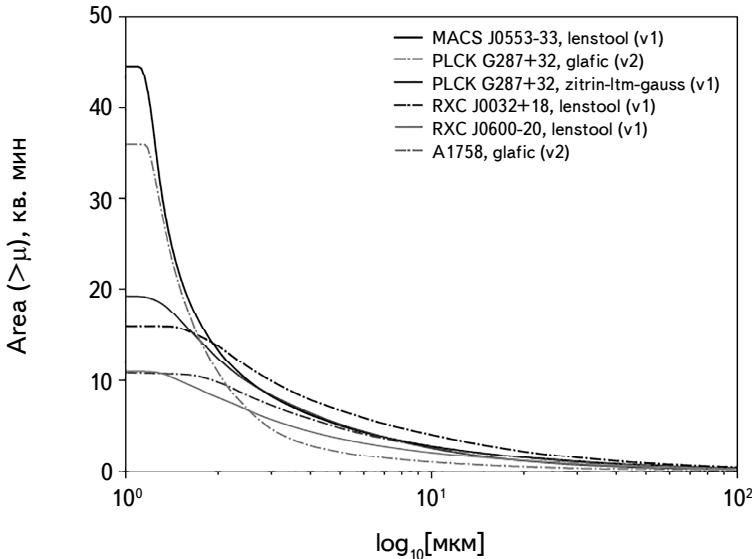


Рис.3. Площадь в плоскости изображения, усиленная с коэффициентом, превышающим μ как функция коэффициента усиления для шести моделей скоплений галактик с максимальной площадью усиления при $\mu > 20$. Источник находится на красном смещении $z_s = 9$.

Полученная вероятность усиления может быть использована для оценки количества наблюдаемых галактик с заданной величиной в поле зрения скопления галактик. Стоит обратить внимание, что гравитационное линзирование влияет на наблюдаемую функцию светимости (ФС), что будет рассмотрено в следующем разделе.

3.3. Функция светимости. Для оценки ожидаемого количества первых галактик нам необходимо знать их спектры и функцию светимости. Функция светимости галактик на больших красных смещениях в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах в настоящий момент известна с недостаточной точностью [см., например, 84]. В последние годы на ALMA было идентифицировано некоторое количество галактик, ярких в субмм диапазоне на $z > 3$ [см., например, 85]. Тем не менее, наблюдения галактик на больших красных смещениях в основном производятся в УФ диапазоне (в системе отсчета

источника) [см., например, 45,86]. Таким образом, можно сказать, что УФ функции светимости хорошо ограничены наблюдениями [см., например, 7, 87]. Мы использовали эволюционирующую с красным смещением УФ функцию светимости из работы [87] в интервале красных смещений $z = 7 - 10$, предполагая, что СМЧД уже присутствуют в центрах этих галактик. Функция светимости наиболее корректно описывается функцией Шехтера [88].

Далее необходимо обсудить влияние гравитационного линзирования на наблюдаемую функцию светимости рассматриваемых здесь объектов. Гравитационное линзирование может кардинально изменить наблюдаемую форму функции светимости [см., например, 89]. Линзированная функция светимости ϕ_{lensed} в заданном интервале красных смещений dz задается как [см., например, 83].

$$\phi_{lensed}(M, z) = \frac{1}{d\Omega} \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \phi(M + 2.5 \log \mu, z) \frac{d\sigma_s(\mu, z)}{d\mu} d\mu, \quad (2)$$

где $\phi(M)$ - это функция светимости галактик на абсолютную величину M на единицу объема на заданном интервале красных смещений dz , $d\sigma_s(\mu, z)/d\mu$ - площадь в плоскости источника, на которой происходит усиление с коэффициентами от μ до $\mu + \delta\mu$ на красном смещении z , $d\Omega$ - общая площадь каждого скопления галактик на небесной сфере.

Как было упомянуто выше, существующие модели линзирования предсказывают не пренебрежимые области экстремально высокого усиления (см. рис.3). Здесь мы ограничили максимальный коэффициент усиления значением $\mu_{max} = 20$, чтобы избежать избыточной оптимистичности в предсказании ожидаемых подсчетов источников. Выбор именно такого значения основан на результатах работы [90]. Авторы получили результаты наблюдений двух скоплений галактик (Abell2744 и MACS0416) для трех отдельных выборок: $z \sim 6$, $z \sim 7$, $z \sim 8$. Максимально достоверно полученное усиление достигается при значении $\mu_{max} \approx 100$, в то время как большинство объектов имеют $\mu_{max} \leq 20$.

На верхней панели рис.4 показан пример того, как линзирование влияет на форму функции светимости на разных красных смещениях. Мы приводим функции светимости из работы [87] для трех красных смещений: $z = 7$, $z = 8$, $z = 9$. Для каждого значения красного смещения мы модифицировали функцию светимости, где μ_{max} была вручную ограничена максимальным значением 20 в том случае, если оно превышало это пороговое значение. Сравнение линзированной и нелинзированной функций светимости показывает, что даже в случае подавления больших коэффициентов усиления, линзирование влияет на форму функции светимости весьма существенно. Причиной этого является очень крутой наклон функции светимости, когда

усиление на порядок величины по потоку дает на несколько порядков большее количество доступных для наблюдения объектов.

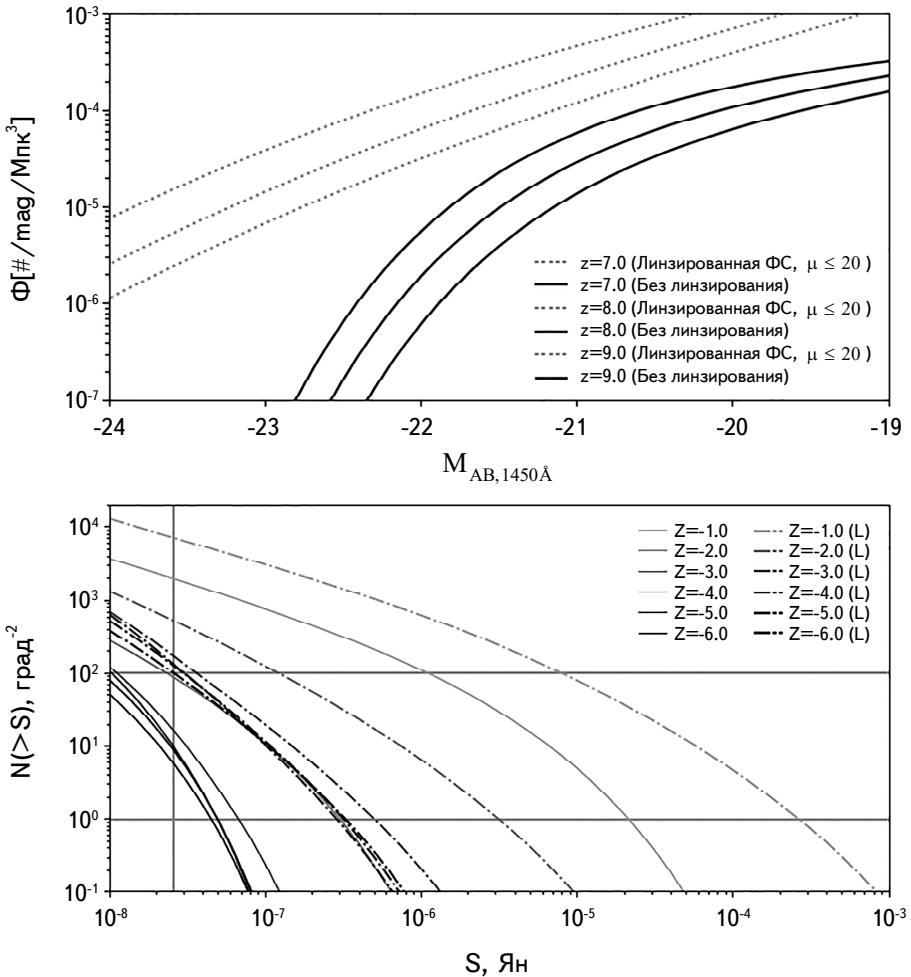


Рис.4. Влияние линзирования на скопление Abell1758 на функцию светимости (верхняя панель) и на ожидаемое количество детектированных объектов (нижняя панель). Верхняя панель - ФС на красных смещениях: $z = 7, 8$ и 9 . Чёрная сплошная линия - нелинзированная ФС. Серая точечная линия - линзированная ФС в случае $\mu \leq 20$. Нижняя панель - предсказанное количество источников на 70 мкм . Вертикальная линия показывает предел шума путаницы для 10-м зеркала . Нижняя горизонтальная серая линия соответствует одному объекту на квадратный градус, верхняя - одному на площадь модельной карты скопления ($4' \times 4'$). Группа сплошных линий соответствует нелинейным подсчетам источников для металлическостей от $[Z/H] = -1$ до -6 . Группа пунктирных кривых показывает линзированные ФС. Интервал красных смещений: $7 < z < 10$. Подробности см. в тексте.

3.4. Подсчеты источников. Переходим к подсчетам изучаемых объектов. Для целей настоящей статьи более удобно использовать подсчеты источников

в интегральной форме, что просто определяется как количество объектов с потоком, большим определенного значения $N(\geq S)$. Подсчеты источников могут быть напрямую вычислены из функции светимости и формы спектра. Очевидно, что гравитационное линзирование влияет на ожидаемые подсчеты источников. Мы провели вычисления для объектов с разными значениями $[Z/H]$ для четырех спектральных полос коротковолнового матричного спектрометра (SACS) телескопа "Миллиметрон" (70, 110, 250, 350 мкм) с учетом и без учета гравитационного линзирования на скоплении галактик. На нижней панели рис.4 показаны предсказанные подсчеты источников для серии значений $[Z/H]$ на длине волны 70 мкм с учетом и без учета гравитационного линзирования на скоплении галактик Abell1758, выбранном в качестве примера. Сплошные вертикальные линии показывают значение шума путаницы для 10 м главного зеркала телескопа "Миллиметрон" [91].

Нижняя горизонтальная серая линия соответствует случаю одного объекта на квадратный градус. Верхняя горизонтальная серая линия соответствует одному ожидаемому объекту на всю площадь модельной карты скопления

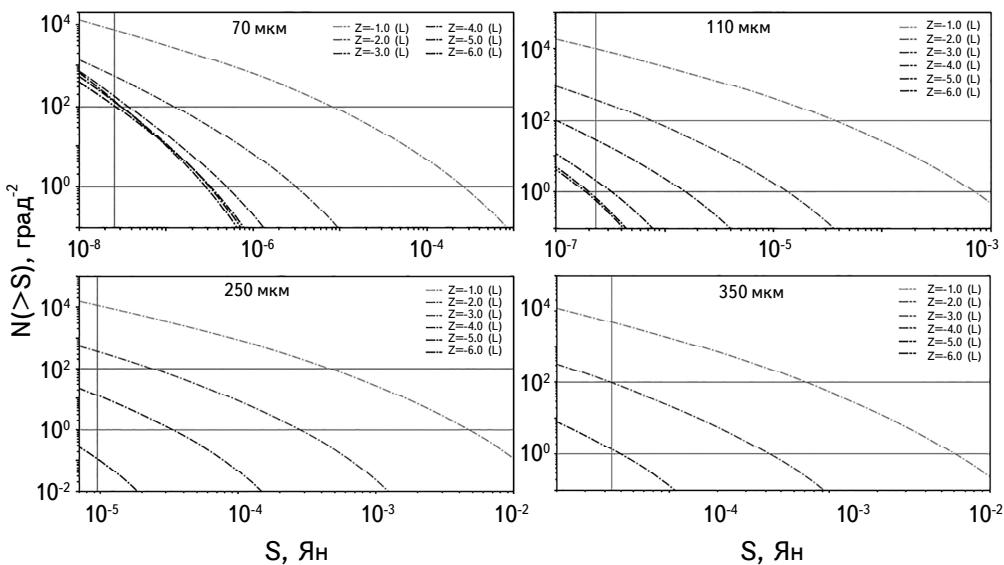


Рис.5. Предсказанные подсчеты источников объектов на больших красных смещениях в полосах коротковолнового матричного спектрометра (SACS) телескопа "Миллиметрон". Вертикальные линии показывают шум путаницы для главного зеркала диаметром 10 м. Нижняя горизонтальная серая линия соответствует случаю одного объекта на квадратный градус. Верхняя горизонтальная серая линия соответствует одному детектированному объекту на площадь модельной карты скопления-линзы Abell1758 (4×4 угл. мин). Кривые показывают оценки подсчетов источников при линзировании на скоплении галактик Abell1758 (модель glafic V2) в интервале металличностей от $-6 \leq [Z/H] \leq -1$. Коэффициент усиления был искусственно ограничен пороговым значением $\mu_{max} = 20$. В расчетах использовался интервал красных смещений $7 < z < 10$. Подробности см. в тексте.

Abell1758 4×4 угл. мин). Группа сплошных кривых показывает нелинейные подсчеты источников с металличностями в интервале $-6 \leq [Z/H] \leq -1$. Группа пунктирных линий соответствует линзованным на скоплении Abell1758 подсчетам (модель glafic v2) с теми же металличностями. В расчетах использовался интервал красных смещений $7 < z < 10$. Для всех рассмотренных длин волн на рис.5 показаны только результаты расчетов с учетом линзирования.

Стоит обратить внимание, что усиление может формально достигать двух или более порядков величины. Тем не менее, в реальности такие коэффициенты усиления являются маловероятными, как в силу того, что галактики не являются точечными источниками, так и в силу очень малых площадей, на которых достигается такое усиление. Таким образом в наших вычислениях мы вручную ограничили максимальное усиление значением $\mu_{max} \sim 20$. То есть, если предсказанное усиление превышало $> \mu_{max}$, то оно вручную задавалось равным 20.

Это ограничение достаточно слабо влияет на ожидаемые подсчеты источников в линзованных объектах. На рис.5 показаны результаты расчетов, полученные с таким ограничением по усилию для четырех коротковолновых полос детектора телескопа "Миллиметрон". Как можно видеть из этого рисунка, обнаружение рассмотренных объектов возможно только в случае больших значений металличности и в областях, линзованных массивными скоплениями галактик.

3.5. Спектральные особенности модельных галактик. Как было показано в предыдущем разделе, обнаружение излучения галактик на больших красных смещениях ($z > 9$) на длине волны ≥ 30 мкм телескопом 10-метрового класса из-под шума путаницы является сложной задачей. Поэтому рассмотрим, насколько перспективны наблюдения в спектральных линиях в коротковолновой области $\lambda \leq 30(1+z)$ мкм.

На рис.6 показаны спектры галактик с малой металличностью газа $[Z/H] = -5$. Спектры показаны только для случая относительно плотного газа с $n = 30 \text{ см}^{-3}$. Отчетливо выделяются линии водорода $\text{Pa}\gamma$ 1.09, $\text{Pa}\beta$ 1.28, $\text{Pa}\alpha$ 1.87, $\text{Br}\alpha$ 4.05, $\text{Pf}\alpha$ 7.45, $\text{Hf}\alpha$ 12.3, 27.8, 38.8 мкм и рекомбинационные линии гелия: 1.86 и 19.1 мкм. На меньших плотностях $n \leq 3 \text{ см}^{-3}$ большинство спектральных линий слишком слабы для их количественного анализа в силу того, что нагрев от центральной черной дыры поддерживает газ в горячем и сильно ионизованном состоянии $T \sim 10^5$ К. При больших плотностях процессы рекомбинации усиливаются, что приводит к уменьшению температуры и степени ионизации и, как следствие, усилию спектральных линий.

Наличие металлов даже в небольшой концентрации обогащает спектр деталями, что делает его не только более подходящим для уверенной спектро-

скопической идентификации, но также и более информативным для изучения. Правые панели на рис.6 демонстрируют примеры таких спектров (в системе отсчета источника) для металличности газа $[Z/H] = -3$. Наряду с линиями водорода и гелия, отчетливо выделяются следующие линии: NeV 17.6 мкм, SiIV 10.5 мкм, NeIII 15.6 мкм, NeV 24.1 мкм, OIV 25.8 мкм, NeIII 35.9 мкм, OVII 45.4 мкм, OIII 51.8 мкм, NIII 57.3 мкм, OIII 88.4 мкм, среди них некоторые весьма сильны.

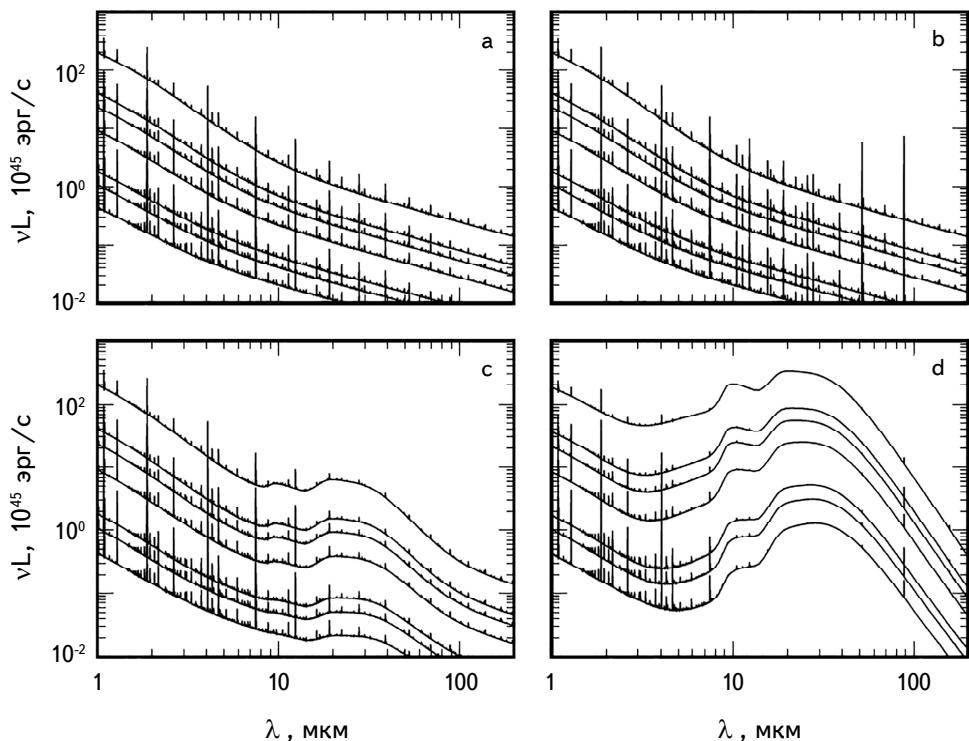


Рис.6. Ближний ИК и средний ИК диапазоны типичного спектра (в системе отсчета источника) для следующих масс ЧД: 10^8 , $2 \cdot 10^8$, $3 \cdot 10^8$, 10^9 , $2 \cdot 10^9$, $3 \cdot 10^9$, $10^{10} M_\odot$, снизу вверх, металличность газа, соответственно: $[Z/H] = -5$ на левых панелях и $[Z/H] = -3$ на правых панелях. Спектральные линии излучения водорода: $\text{Pa}\gamma$ 1.09, $\text{Pa}\beta$ 1.28, $\text{Pa}\alpha$ 1.87, $\text{Br}\alpha$ 4.05, $\text{Pf}\alpha$ 7.45, $\text{Hf}\alpha$ 12.3, 27.8, 38.8 мкм и гелия: 1.86 и 19.1 мкм. На верхних панелях показаны спектры без теплового излучения пыли, на нижних панелях - спектры с $\alpha_d = 0$ и плотностью газа $n = 30 \text{ см}^{-3}$.

На рис.7 показаны ожидаемые потоки от галактик с массой центральной СМЧД $M_{BH} = 10^9 M_\odot$, спектры которых представлены на правых панелях рис.6, на красных смещениях $z = 6, 8$ и 10 (линии сверху вниз). В галактике без пыли линии хорошо выделяются на фоне тормозного континуума (верхняя панель). Излучение пыли на длинах волн ($\lambda > 6$ мкм в системе отсчета

источника) сильно замывает спектральные линии металлов, уменьшая их относительные интенсивности и эквивалентные ширины (нижняя панель). Даже такие достаточно сильные линии, как [OIII] 51.8 и [OIII] 88.4 сильно погружены в континуум, так что их эквивалентные ширины падают ниже $EW_{\lambda} \sim 1 - 3$ мкм, это хорошо видно на нижней панели рис.7, где отношение массы пыли к массе газа предполагалось равным $\zeta_d = 0.3Z$, как в локальной межзвездной среде.

Однако, как было впервые отмечено в [92], значение ζ_d не является

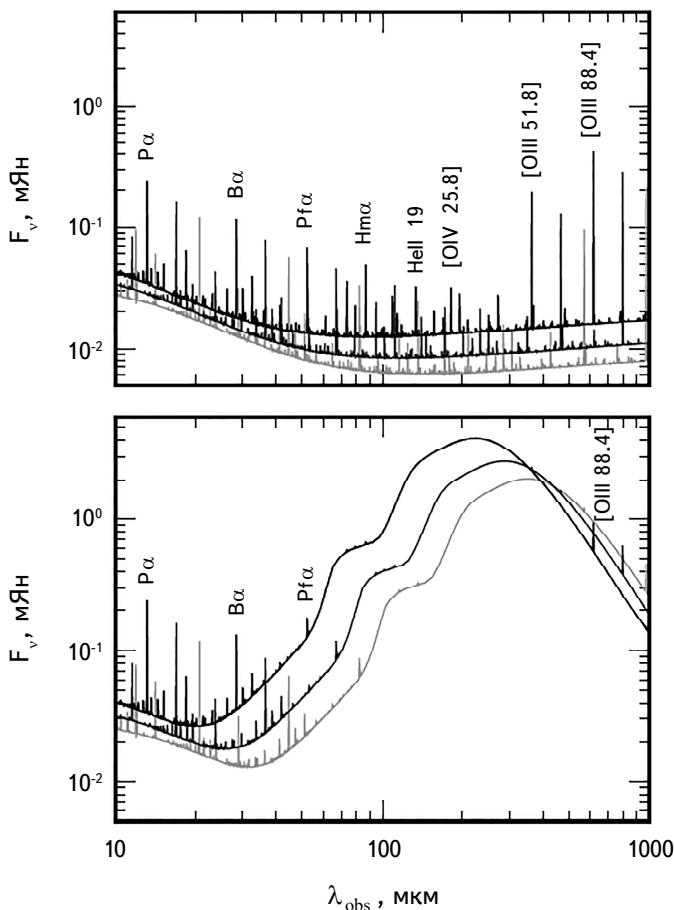


Рис.7. Модели наблюдаемых спектров галактик на больших z с центральными СМЧД и металличностью газа $[Z/H] = -3$, расположенных на $z = 6$ (верхняя линия), $z = 8$ (средняя линия) и $z = 10$ (нижняя линия). На верхней панели показаны спектры свободного от пыли межзвездного газа. Помимо водорода, четко выделяются линии металлов: NeV 17.6, SIV 10.5, NeIII 15.6, NeV 24.1, OIV 25.8, NeIII 35.9, OVII 45.4, OIII 51.8, NIII 57.3, OIII 88.4 мкм. На нижней панели показаны спектры со вкладом от пыли (отношение пыли к газу предполагается $\zeta_d = 0.3Z$ - линии тонкой структуры [OVII] 45.4, [OIII] 51.8, [NIII] 57.3, [OIII] 88.4 мкм "потонули" под континуумом пыли).

постоянным, оно существенно снижается с уменьшением металличности. Недавние наблюдения и космологические численные модели показали, что $\zeta_d \propto Z^{\alpha_d}$ с $\alpha_d \sim 1-2$ [например, 93]. В соответствии с этим фактом вклад от пыли уменьшается как $F_l/F_c \sim Z^{\alpha_d-1}$ (где F_l и F_c - потоки в линии и континууме на частоте ν , соответственно) и может уменьшаться на два порядка величины для $Z = 10^{-3} Z_\odot$ и $\alpha_d = 2$, как показано на верхней панели рис.8, на которой представлены спектральные потоки от галактик с массой

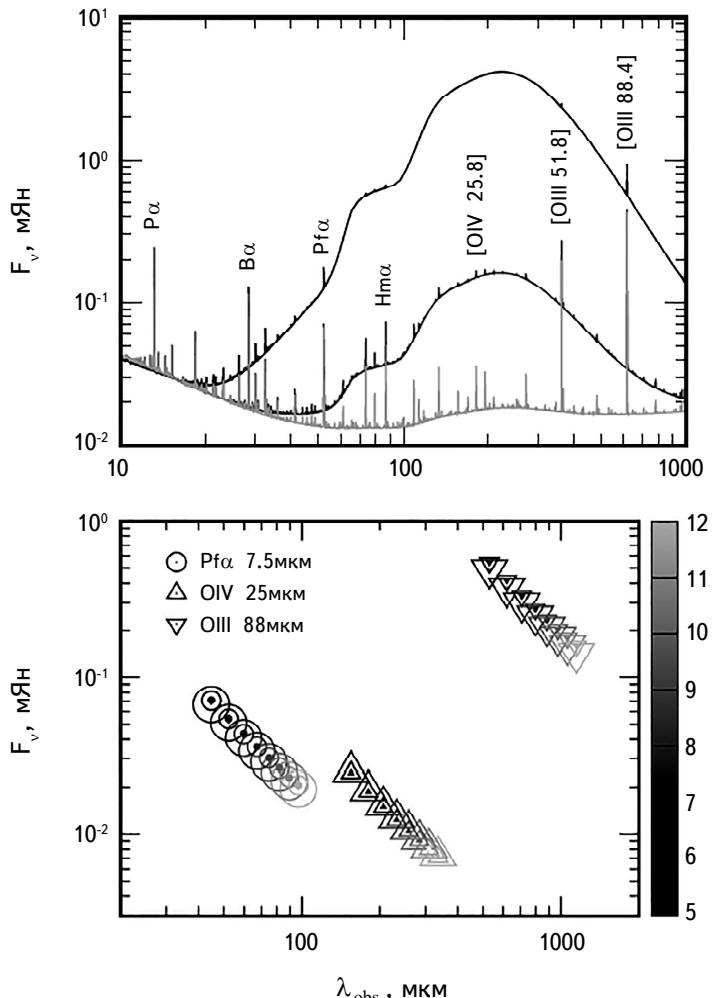


Рис.8. На верхней панели показано то же, что и на рис.7, но для красного смещения $z = 6$, что иллюстрирует влияние изменения α_d на вклад от континуума пыли и взаимодействия между F_l и F_c ; кривые сверху вниз соответствуют $\alpha_d = 0$, 1.5 и 2, плотность газа $n = 30$ см $^{-3}$. На нижней панели показаны зависимости модельных наблюдаемых потоков для нескольких линий от красного смещения источника $z = 5..12$ (с шагом 1). Красные смещения показаны оттенками серого. Концентрические символы соответствуют $\alpha_d = 0$, 1.5, 2 от меньшего к большему размеру.

центральной СМЧД $M_{BH} = 10^9 M_\odot$, металличностью газа $Z = 10^{-3} Z_\odot$ и $\alpha_d = 0$, 1.5 и 2. Можно заметить, что для $\alpha_d = 2$ вклад от пыли настолько мал, что уровень континуума почти не отличается от тормозного спектра (ср. с верхней панелью рис.7). При этом потоки очень сильных линий, в частности, $P\alpha$ 7.45 мкм, OIV 25.8 мкм и OIII 88.4 мкм, практически не зависят от доли пыли в интервале $\alpha_d = 0 - 2$ (нижняя панель рис.8): хорошо видно, что символы одинакового типа и разного размера (размер соответствует значению α_d) почти совпадают для одного и того же красного смещения, хотя для линии OIII 88.4мкм видно смещение символов, что говорит о заметном уменьшении эквивалентной ширины линии. Однако при увеличении металличности и/или росте отношения массы пыли к массе газа ζ_d даже сильные линии будут замываться пылевым континуумом.

4. Выводы. В настоящей работе мы рассмотрели возможность наблюдений объектов на больших красных смещениях ($z > 9$) при помощи готовящегося к запуску космического телескопа "Миллиметрон" с диаметром главного зеркала 10 м. Для этой цели нами был создан набор модельных спектров газа, ионизированного звездами и сверх массивной черной дырой в родительской галактике для металличности газа в интервале $-6 \leq [Z/H] \leq -1$. Мы использовали функцию светимости галактик на больших красных смещениях, полученную авторами работы [87]. С целью оценки влияния гравитационного линзирования на итоговые подсчеты источников была использована модель линзы glafic v2 [81] скопления галактик Abell1758 из проекта RELICS [38]. Это скопление галактик имеет площадь значительного усиления, типичную для массивных скоплений проекта RELICS.

Полученные оценки показывают, что наблюдения с коротковолновым матричным спектрометром (SACS) телескопа "Миллиметрон" обещают оптимистичные результаты: предсказанные потоки на 70 и 110 мкм объектов с малой металличностью ($[Z/H] \leq -2$) вполне достижимы для наблюдений с точки зрения их частоты встречаемости в достаточно небольшом поле зрения гравитационно-линзированных областей, причем их, вероятно, возможно будет обнаружить выше предела путаницы. С другой стороны, галактики с высокой металличностью $[Z/H] > -2$, эмиссии которых могут претерпевать поглощение на пыли и оказаться недоступными для наблюдений в УФ и ближнем ИК диапазонах, могут проявить себя не только в коротковолновом диапазоне, но даже в 250 мкм фотометрической полосе.

Поглощение на пыли может не только мешать наблюдениям объектов на больших красных смещениях в ближнем ИК диапазоне, оптическом и УФ, но и скрывать спектральные линии в среднем ИК диапазоне под своим континуумом. В тех случаях, когда отношение пыли к металлам уменьшается

$\zeta_d/Z \propto Z^{\alpha_d - 1}$, линии избегают их полного "поглощения" пылевым континуумом $F_l/F_c \sim Z^{\alpha_d - 1}$.

Недавние подробные наблюдения и численные модели эволюции функций светимости галактик и квазаров с z в эпоху $z \approx 9-13$ дают основания надеяться на возможность спектрскопического изучения Вселенной до эпохи реонизации.

Работа выполнена в рамках проекта 41-2020 "Новые научные группы ФИАН". Численное моделирование спектров галактик проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант 19-71-20089).

¹ Астрокосмический Центр Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия, e-mail: ltanya@asc.rssi.ru yaermash@asc.rssi.ru

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия, e-mail: eugstar@mail.ru

³ Рамановский Исследовательский Институт, Садашиванагар, Бангалор, Индия, e-mail: yus@asc.rssi.ru

SIGNATURES OF FIRST GALAXIES IN FAR-INFRARED BAND

T.I.LARCHENKOVA¹, A.A.ERMASH¹, E.O.VASILIEV^{1,2},
Yu.A.SHCHEKINOV^{1,3}

High redshift galaxies ($z \geq 9$) are currently observed in near-infrared (1.4–2 μm), mid-infrared (5–28.8 μm), and submillimeter (500–1000 μm) domains. Far-infrared (FIR) waverange, that carries information of fundamentally important processes in early galaxies imprinted in the rest-frame mid-infrared (5 to 30 μm) range remain hidden by Earth atmosphere. We consider emission characteristics of high redshift galaxies in this domain, and the possibility of their detection in the FIR waveband in the case of the gravitational lensing by massive galaxy clusters. Their emissivity is supposed to stem mostly from gas reservoirs ionized by the UV and X-ray light from stars and a central supermassive black hole of host galaxies. Gas metallicity in host galaxies is assumed to vary within the range $-6 \leq [\text{Z}/\text{H}] \leq -1$ as inferred for distant galaxies $z \geq 9$. We estimate FIR spectral features and requirements for such galaxies to be detected along with related limitations. We show that the hydrogen spectral lines Pf - α and Hm - α along with several rest-frame mid-infrared lines of metals ([NeV] 17.6, [SIV] 10.5, [NeIII] 15.6, [NeV] 24.1, [OIV] 25.8 μm etc.) can be sufficiently intense to be

detected. We show that with making use of gravitational lensing by known galaxy clusters the expected number of high-redshift candidates in FIR bands is sufficiently high in order to ensure a feasibility to study them with the planned Millimetron Space Observatory in the wavelength range 70–250 μm .

Keywords: *first galaxies: supermassive black holes: far-infrared waveband: hydrogen spectral lines: gravitational lensing by galaxy clusters*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.J.Bouwens, P.A.Oesch, I.Labbé et al., *Astrophys. J.*, **830**, 67, 2016.
2. P.A.Oesch, G.Brammer, P.G. van Dokkum et al., *Astrophys. J.*, **819**, 129, 2016.
3. T.Hashimoto, N.Laporte, K.Mawatari et al., *Nature (London)*, **557**, 392, 2018.
4. L.Jiang, N.Kashikawa, S.Wang et al., *Nature Astron.*, **5**, 256, 2021.
5. N.Laporte, R.A.Meyer, R.S.Ellis et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **505**, 3336, 2021.
6. Y.Harikane, A.K.Inoue, K.Mawatari et al., arXiv e-prints arXiv:2112.09141, 2021.
7. S.Rojas-Ruiz, S.L.Finkelstein, M.B.Bagley et al., *Astrophys. J.*, **891**, 146, 2020.
8. P.A.Oesch, R.J.Bouwens, G.D.Illingworth et al., *Astrophys. J.*, **786**, 108, 2014.
9. S.Tacchella, S.L.Finkelstein, M.Bagley et al., arXiv e-prints arXiv:2111.05351, 2021.
10. Y.Tamura, K.Mawatari, T.Hashimoto et al., *Astrophys. J.*, **874**, 27, 2019.
11. K.-I.Tadaki, A.Tsujita, Y.Tamura et al., arXiv e-prints arXiv:2202.09945, 2022.
12. A.Pallottini, A.Ferrara, S.Gallerani et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **465**, 2540, 2017.
13. B.Ciardi, A.Ferrara, *Space Sci. Rev.*, **116**, 625, 2005.
14. T.Karlsson, V.Bromm, J.Bland-Hawthorn, *Rev. Modern Phys.*, **85**, 809, 2013.
15. V.Bromm, A.Ferrara, P.S.Coppi et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 969, 2001.
16. R.Schneider, A.Ferrara, P.Natarajan et al., *Astrophys. J.*, **571**, 30, 2002.
17. R.Decarli, F.Walter, B.P.Venemans et al., *Astrophys. J.*, **854**, 97, 2018.
18. J.Yang, F.Wang, X.Fan et al., *Atrophys. J. Lett.*, **897**, L14, 2020.
19. M.Volonteri, M.J.Rees, *Astrophys. J.*, **633**, 624, 2005.
20. P.Madau, M.J.Rees, M.Volonteri et al., *Astrophys. J.*, **604**, 484, 2004.
21. T.Alexander, P.Natarajan, *Science*, **345**, 1330, 2014.
22. F.Pacucci, P.Natarajan, M.Volonteri et al., *Atrophys. J. Lett.*, **850**, L42, 2017.
23. L.Mayer, S.Bonoli, *Reports on Progress in Phys.*, **82**, 016901, 2019.
24. M.A.Latif, S.Khochfar, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **497**, 3761, 2020.
25. X.Shen, P.F.Hopkins, C.-A.Faucher-Giguère et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **495**, 3252, 2020.
26. L.Y.A.Yung, R.S.Somerville, S.L.Finkelstein et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*,

- Soc., **508**, 2706, 2021.
27. *P.Natarajan, F.Pacucci, A.Ferrara et al.*, *Astrophys. J.*, **838**, 117, 2017.
 28. *J.Kalirai*, *Contemporary Phys.*, **59**, 251, 2018.
 29. *E.O.Vasiliev, Y.A.Shchekinov, B.B.Nath*, arXiv e-prints arXiv:2003.14036, 2020.
 30. *N.S.Kardashev, I.D.Novikov, V.N.Lukash et al.*, *Phys. Uspekhi*, **57**, 1199, 2014.
 31. *I.D.Novikov, S.F.Likhachev, Y.A.Shchekinov et al.*, *Phys.-Usp.*, **64**, 386, 2021.
 32. *M.Bartelmann*, *Classical and Quantum Gravity*, **27**, 233001, 2010.
 33. *J.-P.Kneib, P.Natarajan*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **19**, 47, 2011.
 34. *G.Soucail, B.Fort, Y.Mellier et al.*, *Astron. Astrophys.*, **172**, L14, 1987.
 35. *R.Lynds, V.Petrosian*, in *Bulletin of the American Astron. Soc.*, **18**, 1014, 1986.
 36. *B.Paczynski*, *Nature (London)*, **325**, 572, 1987.
 37. *M.Postman, D.Coe, N.Benítez et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **199**, 25, 2012.
 38. *D.Coe, B.Salmon, M.Bradač et al.*, *Astrophys. J.*, **884**, 85, 2019.
 39. *N.A.Grogin, D.D.Kocevski, S.M.Faber et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **197**, 35, 2011.
 40. *A.M.Koekemoer, S.M.Faber, H.C.Ferguson et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **197**, 36, 2011.
 41. *T.Treu, K.B.Schmidt, G.B.Brammer et al.*, *Astrophys. J.*, **812**, 114, 2015.
 42. *L.D.Bradley, A.Zitrin, D.Coe et al.*, *Astrophys. J.*, **792**, 76, 2014.
 43. *R.J.Bouwens, L.Bradley, A.Zitrin et al.*, *Astrophys. J.*, **795**, 126, 2014.
 44. *R.Kawamata, M.Ishigaki, K.Shimasaku et al.*, *Astrophys. J.*, **855**, 4, 2018.
 45. *P.A.Oesch, R.J.Bouwens, G.D.Illingworth et al.*, *Astrophys. J.*, **855**, 105, 2018.
 46. Planck Collaboration, *P.A.R.Ade, N.Aghanim, M.Arnaud et al.*, *Astron. Astrophys.*, **594**, A13, 2016.
 47. *A.Kubota, C.Done*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 1247, 2018.
 48. *A.Kubota, C.Done*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 524, 2019.
 49. *M.A.Abramowicz, B.Czerny, J.P.Lasota et al.*, *Astrophys. J.*, **332**, 646, 1988.
 50. *B.Czerny*, *Universe*, **5**, 131, 2019.
 51. *M.Volonteri, A.E.Reines*, *Atrophys. J. Lett.*, **820**, L6, 2016.
 52. *V.F.Baldassare, C.Dickey, M.Geha et al.*, *Atrophys. J. Lett.*, **898**, L3, 2020.
 53. *A.E.Reines*, *Nature*, *Astron.*, **6**, 26, 2022.
 54. *E.Zackrisson, C.-E.Rydberg, D.Schaerer et al.*, *Astrophys. J.*, **740**, 13, 2011.
 55. *C.Leitherer, D.Schaerer, J.D.Goldader et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **123**, 3, 1999.
 56. *D.Schaerer*, *Astron. Astrophys.*, **382**, 28, 2002.
 57. *G.A.Vázquez, C.Leitherer*, *Astrophys. J.*, **621**, 695, 2005.
 58. *G.Bruzual, S.Charlot*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **344**, 1000, 2003.
 59. *A.Raiter, D.Schaerer, R.A.E.Fosbury*, *Astron. Astrophys.*, **523**, A64, 2010.
 60. *J.D.Schnittman*, *Classical and Quantum Gravity*, **30**, 244007, 2013.
 61. *C.Ricci, F.E.Bauer, E.Treister et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **468**, 1273, 2017.
 62. *M.Bischetti, C.Feruglio, E.Piconcelli et al.*, arXiv e-prints arXiv:2009.01112, 2020.
 63. *J.F.Wu, A.J.Baker, T.M.Heckman et al.*, *Astrophys. J.*, **887**, 251, 2019.
 64. *T.J.L.C.Bakx, Y.Tamura, T.Hashimoto et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 4294, 2020.
 65. *T.Morishita, M.Trenti, M.Stiavelli et al.*, *Astrophys. J.*, **867**, 150, 2018.

66. *G. de La Vieuville, D.Bina, R.Pello et al.*, Astron. Astrophys., **628**, A3, 2019.
67. *K.L.Larson, D.B.Sanders, J.E.Barnes et al.*, Astrophys. J., **825**, 128, 2016.
68. *S.Martin, S.Aalto, K.Sakamoto et al.*, Astron. Astrophys., **590**, A25, 2016.
69. *N.Scoville, N.Lee, P.Vanden Bout et al.*, Astrophys. J., **837**, 150, 2017.
70. *D.Liu, E.Daddi, E.Schinnerer et al.*, Astrophys. J., **909**, 56, 2021.
71. *F.Tombesi, M.Meléndez, S.Veilleux et al.*, Nature (London), **519**, 436, 2015.
72. *S.Veilleux, A.Bolatto, F.Tombesi et al.*, Astrophys. J., **843**, 18, 2017.
73. *O.Agertz, A.V.Kravtsov*, Astrophys. J., **804**, 18, 2015.
74. *A.Pallottini, A.Ferrara, S.Gallerani et al.*, arXiv e-prints arXiv:2201.02636, 2022.
75. *M.Habouzit, Y.Li, R.S.Somerville et al.*, arXiv e-prints arXiv:2006.10094, 2020.
76. *G.J.Ferland, M.Chaatzikos, F.Guzmán et al.*, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, **53**, 385, 2017.
77. *E.O.Vasiliev, Y.A.Shchekinov*, Astrophys. J., **887**, 174, 2019.
78. *Y.Toba, Y.Ueda, K.Matsuoka et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **484**, 196, 2019.
79. *E.Jullo, J.P.Kneib*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **395**, 1319, 2009.
80. *A.Zitrin, T.Broadhurst, K.Umetsu et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **396**, 1985, 2009.
81. *M.Oguri*, Publ. Astron. Soc. Japan, **62**, 1017, 2010.
82. *P.Schneider, J.Ehlers, E.E.Falco*, Gravitational Lenses, 1992.
83. *J.Vega-Ferrero, J.M.Diego, G.M.Bernstein*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 5414, 2019.
84. *X.Shen, M.Vogelsberger, D.Nelson et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **510**, 5560, 2022.
85. *M.Franco, D.Elbaz, L.Zhou et al.*, Astron. Astrophys., **643**, A30, 2020.
86. *R.J.Bouwens, M.Stefanon, P.A.Oesch et al.*, Astrophys. J., **880**, 25, 2019.
87. *X.Ma, C.C.Hayward, C.M.Casey et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **487**, 1844, 2019.
88. *P.Schechter*, Astrophys. J., **203**, 297, 1976.
89. *A.Fialkov, A.Loeb*, Astrophys. J., **806**, 256, 2015.
90. *R.C.Livermore, S.L.Finkelstein, J.M.Lotz*, Astrophys. J., **835**, 113, 2017.
91. *A.A.Ermash, S.V.Pilipenko, V.N.Lukash*, Astron. Lett., **46**, 298, 2020.
92. *U.Lisenfeld, A.Ferrara*, Astrophys. J., **496**, 145, 1998.
93. *A.Rémy-Ruyer, S.C.Madden, F.Galliano et al.*, Astron. Astrophys., **563**, A31, 2014.