ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЯ В ДАЛЬНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В ГАЛАКТИКАХ ЭПОХИ ВТОРИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ

© 2022 г. С. В. Пилипенко^{1, *}, А. А. Ермаш¹, Г. Бендо²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия ² UK ALMA Regional Centre Node, Jodrell Bank Centre for Astrophysics, Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester, United Kingdom

**E-mail: spilipenko@asc.rssi.ru* Поступила в редакцию 03.11.2021 г. После доработки 18.01.2022 г. Принята к публикации 24.01.2022 г.

Рассмотрена возможность обнаружения далеких галактик на красных смещениях z = 6-10 в рекомбинационных линиях водорода. Показано, что для 10-метрового охлаждаемого космического телескопа с многопиксельным решеточным спектрометром детектирование источников возможно за время порядка 1000 ч при наблюдении областей, усиленных за счет гравитационного линзирования на скоплениях галактик. Мы приводим зависимость ожидаемого количества детектируемых источников от времени наблюдения для ряда скоплений-линз. Разработаны критерии выбора между максимально глубоким обзором одной площадки, либо разделением наблюдательного времени между несколькими площадками.

Ключевые слова: рекомбинационные линии, галактики, гравитационное линзирование **DOI:** 10.31857/S0004629922050061

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день наблюдению источников на больших красных смещениях посвящено огромное количество работ. Изучение начала процесса формирования галактик является одной из ключевых задач современной космологии. Особенную актуальность она приобретает в свете активно разрабатываемых и готовящихся к запуску космических телескопов, таких как JWST и Миллиметрон, а также планируемых в более отдаленной перспективе OST (Origin Space Telescope). Наблюдения далеких галактик на больших красных смещениях z = 6-10 прольют свет на эволюцию барионной материи во Вселенной (см., напр., [1, 2]).

Важным свойством ранних стадий формирования галактик должно быть малое количество элементов тяжелее гелия в исходном газе. Это говорит о том, что линии водорода должны играть важную роль при наблюдении ранних стадий эволюции галактик. Спектральный диапазон детекторов Миллиметрона (с учетом красного смещения) будет включать в себя рекомбинационные линии с высоким номером уровня, $n \ge 5$.

Теоретическая возможность наблюдения таких линий ранее обсуждалась, к примеру, в рабо-

те [3]. Светимости в линиях были получены пересчетом из УФ светимостей галактик (абсолютная величина AB на длине волны 1500 Å). Авторы работы [3] оценили минимальную область обзора на небе, необходимую для того, чтобы детектировать хотя бы один источник в зависимости от предела чувствительности. Если исходить из текущих параметров чувствительности телескопа Миллиметрон, то требуются очень большие времена накопления сигнала, более 10000 ч для обнаружения хотя бы одного объекта в слепом обзоре. Но сушествует принципиальная возможность использования гравитационных линз, которые усиливают потоки от далеких источников до нескольких порядков величины. В данной работе мы оцениваем перспективность поиска излучения далеких галактик в рекомбинационных линиях при помощи гравитационного линзирования на скоплениях галактик.

Подобный подход был рассмотрен, к примеру, в работе [4], авторы которой анализировали наблюдения Hubble Frontier Fields скоплений галактик Abell 2744 и MACS 0416.

Данная статья организована следующим образом.

В разделе 2 мы даем краткое описание параметров космических инфракрасных телескопов, в частности, Миллиметрона. В разделе 3 мы описываем общий подход к вычислению оценок подсчетов источников и приводим зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала. В разделе 4 мы рассматриваем, как гравитационное линзирование влияет на кривую подсчетов источников и зависимость ожилаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала. Скопление А1758 рассмотрено в качестве примера. Мы обсуждаем оптимальную стратегию наблюдения для различных моделей скопленийлинз. В разделе 5 приведены результаты работы и дана финальная оценка перспективности наблюдения рассматриваемых объектов.

2. КОСМИЧЕСКИЕ ИНФРАКРАСНЫЕ ТЕЛЕСКОПЫ

Космический телескоп Миллиметрон [5] и его аппаратная нагрузка находятся в настоящий момент в стадии активной разработки. Среди ряда инструментов Коротковолновый Матричный Спектрометр (КМС) является наиболее подходящим для рассматриваемой задачи. Рабочий диапазон длин волн будет составлять предварительно 50–500 мкм. В целом данный инструмент будет походить на прибор PACS [6], который являлся частью космической обсерватории Гершель.

Инструмент РАСЅ одновременно покрывал матрицу 5×5 "спакселей", $9.4'' \times 9.4''$ каждый. Для каждого спакселя одновременно измерялась часть спектра, определенная фильтрами и положением дифракционной решетки. В силу того, что диаметр главного зеркала Гершеля составлял d = 3.29 м, в то время как диаметр главного зеркала Миллиметрона будет составлять d = 10 м, можно предположить что размер спакселя Миллиметрона будет составлять $3'' \times 3''$. Количество спакселей в детекторе окончательно не определено, поэтому мы рассматривали следующие случаи: $1 \times 1, 2 \times 2, 3 \times 3, 4 \times 4, 5 \times 5, 6 \times 6, 10 \times 10$.

Ожидаемая чувствительность спектральных наблюдений в диапазоне длин волн 100–500 мкм составляет 2×10^{-18} эрг/см²/с на уровне 5 для времени интегрирования в один час. На 50 мкм чувствительность составит 5×10^{-18} эрг/см²/с. Для рассматриваемых нами детекторов чувствительность о зависит от времени интегрирования *t* как $\sigma \propto \sqrt{1/t}$.

Американский проект Origin Space Telescope [7], подобно Миллиметрону, имеет большое охлаждаемое зеркало диаметром 5.9 м. Меньший диаметр приводит к втрое худшей чувствительности. Планируемый диапазон длин волн спектрометра 25—588 мкм. Ожидаемый год запуска — после 2035 г.

В наших дальнейших оценках мы будем опираться на параметры Миллиметрона, как наиболее близкой к реализации обсерватории рассматриваемого диапазона.

3. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ПОДСЧЕТОВ ИСТОЧНИКОВ

Обозначим через N(t) ожидаемое количество детектированных источников при фиксированной ориентации телескопа. N(t) = N(>f(t)), где N(>f) – количество объектов с потоком, бо́льшим f на единицу телесного угла небесной сферы. Форма зависимости N(t) определяет оптимальную стратегию наблюдений при ограниченном бюджете времени. В упрощенном виде поиск стратегии заключается в выборе между двумя вариантами: выполнять максимально глубокие наблюдения относительно небольшого участка, или покрыть максимально возможную область относительно неглубокими наблюдениями.

Рассмотрим случай, когда вместо наблюдения одного участка с временем накопления сигнала t мы наблюдаем m областей¹ с временем накопления t/m, где t — максимальное доступное время для конкретной задачи на данном инструменте. Тогда ожидаемое полное количество детектированных в ходе обзора объектов N_{tot} будет:

$$N_{\rm tot}(t,m) = \Omega N(t/m)m, \qquad (1)$$

где Ω — телесный угол поля зрения телескопа. Если величина N(t) характеризует свойства источников, то $N_{tot}(t,m)$ характеризует конкретный обзор и зависит от стратегии его проведения. Мы фиксируем общее время обзора t и будем варьировать число площадок m. В максимуме, очевидно, будет выполняться равенство нулю производной:

$$\frac{dN_{\rm tot}(t,m)}{dm} = 0.$$
 (2)

Раскрывая это выражение, получим:

$$\frac{1}{\Omega} \frac{dN_{\text{tot}}(t,m)}{dm} = N(\tau) - \tau \frac{dN(\tau)}{d\tau} =$$

$$= N(\tau) \left(1 - \frac{d\log N(\tau)}{d\log \tau} \right) = 0,$$
(3)

где введено обозначение $\tau = t/m$. Отсюда, для интересного на практике случая N > 0, получается условие:

$$\frac{d\log N(\tau)}{d\log \tau} = 1.$$
 (4)

¹ В реальности *m* не обязательно должно быть целым.

Наибольшее число объектов будет найдено, если выбрать *m* удовлетворяющим условию (4), поэтому для планирования стратегии наблюдений необходимо найти вид кривой подсчетов источников N(t). Следует заметить, что диапазон допустимых значений *m* ограничен. Во-первых, $m \ge 1^2$. Во-вторых, *m* меньше некоторой максимальной величины, которая либо соответствует площади всего неба, либо определяется конструктивными ограничениями телескопа. Максимум величины $N_{tot}(t,m)$ следует искать в этом ограниченном диапазоне *m*. Если для всего диапазона выполняется условие

$$\frac{dN_{\rm tot}(t,m)}{dm} > 0,\tag{5}$$

или, что эквивалентно, логарифмическая производная подсчетов источников от времени меньше единицы:

$$\frac{d\log N(\tau)}{d\log \tau} < 1, \tag{6}$$

то будет наиболее эффективен обзор всего неба или максимально доступной площади. В против-

ном случае, если $\frac{d \log N(\tau)}{d \log \tau} > 1$ на всем доступном

диапазоне *m*, эффективнее будет глубокий обзор одной площадки. Таким образом, для определения оптимальной стратегии обзора достаточно знать вид кривой подсчетов источников от времени и сравнить его логарифмическую производную с пороговым значением 1: если производная меньше 1, число площадок следует увеличивать, если больше, то уменьшать.

В соответствии с методикой из работы [3] мы оценивали подсчеты источников, излучающих в рекомбинационных линиях, используя ультрафиолетовую функцию светимости далеких галактик в полосе $\lambda = 1500$ Å. Мы использовали функцию светимости из работы [8], где она определялась в соответствии с формулой Шехтера:

$$\phi = 0.4 \ln(10) \phi^* \times 10^{-0.4(M-M^*)(\alpha+1)} \times \\ \times \exp\left(-10^{-0.4^*(M-M_*)}\right).$$
(7)

Параметры ϕ^* , M^* , α в этом уравнении зависят от *z*, зависимость подбиралась путем подгонки к имеющимся наблюдательным данным на красных смещениях *z* = 7–11. Для сравнения мы использовали функцию светимости из работы [9], полученную для модели, в которой светимость галактик определяется свойствами темного гало. Функция светимости из работы [9] успешно описывает наблюдательные данные в диапазоне красных смещений z = 0 - 10. Для дальнейшего нам понадобится функция светимости в интегральной форме: $\phi(\langle M \rangle) = \int_{-\infty}^{M} \phi(M) dM$.

Мы используем стандартную космологическую модель с параметрами $H_0 = 69.0 \text{ км/с/Мпк} - \text{по-стоянная Хаббла, } \Omega_{\rm m} = 0.31 - плотность материи и <math>\Omega_{\Lambda} = 1.0 - \Omega_{\rm m} - \text{плотность темной энергии. Со-путствующее расстояние, необходимое для вычисления объема, определяется по известной формуле:$

$$D_{\rm c} = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{1}{\sqrt{\Omega_{\rm m} (1+x)^3 + \Omega_{\Lambda}}} dx,$$
 (8)

где c — скорость света [км/c], а расстояние по светимости для получения потоков есть

$$D_{\rm L} = (1+z)D_{\rm c}.$$
 (9)

Частота α-перехода между энергетическими уровнями атома водорода определяется как

$$v = cR_{\rm H} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right), \tag{10}$$

где $R_{\rm H}$ – постоянная Ридберга, n – номер уровня. В этой работе мы рассматривали n = 6, так как эта линия оказывается наиболее перспективной для наблюдения при помощи телескопа Миллиметрон.

Для оценки плотности потока в рекомбинационных линиях мы следовали подходу, описанному в работе [3], при котором учитывается спонтанное излучение оптически тонкой среды, ионизуемой УФ-излучением галактики. Были использованы факторы конверсии из УФ светимости в скорость звездообразования, и от скорости звездообразования к темпу образования ионизирующих фотонов. Для получения конверсионных факторов применялась симуляция непрерывного звездообразования, созданная кодом Starburst99 версии 7.0.1 [10, 11]. Мы использовали начальную функцию масс Kroupa [12] с интервалом масс $(0.1-100)M_{\odot}$, эволюционные треки Geneva 2012/13 без вращения звезд [13, 14], и металличность Z = 0.001 (солнечной металличности соответствует Z = 0.014). Остальные параметры были оставлены по умолчанию. В результате найден темп образования ионизирующих фотонов:

$$\dot{N}_{912}/SFR = 2.11 \times 10^{53} \text{ s}^{-1}/(M_{\odot}/\text{год}),$$
 (11)

и УФ светимость на единицу частоты на длине волны 1500 Å:

$$L_{1500}/SFR = 1.33 \times 10^{28}$$
 эрг/с/Гц/(M_{\odot} /год). (12)

Предполагая малую долю убегания фотонов, на основе этих конверсионных факторов можно

² Далее будет показано, что использование усиления за счет каустик гравитационных линз эквивалентно проведению наблюдений с m < 1.



Рис. 1. Интегральные подсчеты источников в рекомбинационной линии n = 6. Штриховой линией показан результат для функции светимости из работы [8], штрихпунктирной из работы [9]. Интервал по красному смещению: $z_{min} = 6$, $z_{max} = 10$. Ось Х – поток в спектральной линии в единицах эрг/с/см². Ось Y – плотность объектов на небесной сфере (на один квадратный градус).

получить плотность потока в полосе шириной 100 км/с в микроянских:

$$S = 3.7 \times 10^{-8} n^{-2.72} \times 10^{-0.4 M_{AB}^{1500}} \times (1+z) \left(\frac{D_{\rm L}(z)}{10^5 \,{\rm Mnk}}\right)^{-2},$$
(13)

что примерно в \sim 3 раза ниже, чем приведено в [3, ур-ние (14)]. Эта разница демонстрирует зависимость конверсии из УФ потока в поток в рекомбинационных линиях от принятой начальной функции масс и металличности.

Поток в спектральной линии в единицах [эрг/см²/с] вычисляется как:

$$f = S\left(\frac{\nu}{1+z}\frac{100 \text{ км/c}}{c}\right) \times 10^{-29}.$$
 (14)

Очевидно, что для заданного потока f, красного смещения z и номера линии n можно вычислить абсолютную величину M галактики, и, следовательно, функцию распределения по потоку $\phi(< M(f, z))$. Интегрируя от минимального до максимального красного смещения,

$$N(>f) = \int_{z_{\min}=6}^{z_{\max}=10} \phi(< M(f,z)) 4\pi D_{c}^{2} \frac{dD_{c}}{dz} dz, \qquad (15)$$

получаем количество источников с потоком, большим заданного значения *f*. Произведя вычисления для сетки по потоку, получаем подсчеты источников.

Интегральные подсчеты источников в рекомбинационной линии с n = 6 показаны на рис. 1. Результаты для двух применяемых функций светимости отличаются в 2.3 раза для потока 10^{-20} эрг/с/см², и в 5.6 раза для потока 10^{-19} эрг/с/см², что демонстрирует неопределенность в функции светимости для относительно редких и ярких объектов. Для дальнейшего мы будем использовать только более пессимистичную оценку функции светимости из работы [8].

Как можно видеть, логарифмическая произ-

водная $\frac{d \log N(t)}{d \log t}$, показанная на рис. 2, превыша-

ет единицу для разумных времен накопления. Это означает, что наилучшей стратегией является проведение максимально возможно глубоких обзоров.

На рис. 3 отображено ожидаемое количество детектированных источников при разном коли-



Рис. 2. Логарифмическая производная количества детектированных источников $\frac{d \log N(t)}{d \log t}$ от времени интегрирования в часах для функций светимости из работы [8] (штриховая кривая), из работы [9] (штрихпунктирная кривая) и пороговые значения 1 (верхняя прямая) и 1/2 (нижняя прямая).

честве площадок для функции светимости из работы [8]. Даже при одной площадке и максимальном разумном времени накопления сигнала 1000 ч, для надежного детектирования источников нужен будет прибор, содержащий около миллиона спакселей, что далеко за пределами современных технических возможностей. Следует заметить, что полученный результат довольно сильно зависит от предположений о функции светимости и свойствах звездного населения в далеких галактиках. Так, для функции светимости из работы [9] и коэффициента конверсии УФ в рекомбинационные линии из [3] число источников на один детектор Миллиметрона возрастает более чем на два порядка, по сравнению с найденной нами оценкой (см. рис. 3). Тем не менее даже при оптимистичной оценке обнаружение таких объектов невозможно без гравитационного линзирования.

4. ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ КАК ИНСТРУМЕНТ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБЗОРОВ

Изменение траекторий лучей света за счет гравитационного линзирования может приводить к усилению потока от точечного источника в μ раз. Если линзой является скопление галактик, μ в некоторых случаях может превышать сотню. В силу сохранения поверхностной яркости в оптических системах, усиление потока в μ раз приводит также к уменьшению телесного угла обзора в μ раз. Если чувствительность телескопа зависит от времени как $1/\sqrt{t}$, то число детектируемых за время *t* на одной площадке источников за счет линзирования меняется как

$$N_{\rm lens}(t, m = 1) = N(t\mu^2) \frac{1}{\mu} \Omega.$$
 (16)

Как видно, выражение (16) похоже на (1). Продифференцировав его по μ , получим условие эффективности линзирования, т.е. повышения μ для нахождения большего числа объектов:

$$\frac{d\log N(\tau)}{d\log \tau} > \frac{1}{2},\tag{17}$$

где $\tau = t\mu^2$. Значение 1/2 является граничным: если логарифмическая производная от подсчетов источников больше 1/2, с повышением μ увеличение потоков от слабых источников окажется более сильным эффектом, чем уменьшение числа источников за счет сокращения обозреваемого телесного угла. Как видно из рис. 2, граничное значение 1/2 достигается при $t\mu^2 > 10^9$ ч, т.е. при t = 1000 ч допустимы усиления до 1000 раз. Как будет показано ниже, такие усиления маловеро-



Рис. 3. Зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени интегрирования для телескопа Миллиметрон в одном спакселе размером $3'' \times 3''$. Ось Х – время в часах, ось Ү – количество источников. Сплошная кривая – наблюдение одной площадки с заданным временем накопления. Штриховая кривая – наблюдение m = 2 площадок, каждая со временем накопления t/2. Штрихпунктирная кривая соответствует m = 10, точечная кривая – m = 100. Толстой серой линией показан оптимистичный случай для функции светимости [9] и коэффициента конверсии УФ в рекомбинационные линии из [3] при m = 1.

ятны, поэтому для рассматриваемых объектов наблюдение гравитационных линз будет всегда приводить к повышению числа детектирований.

Также из анализа рис. 2 можно заключить, что если $t\mu^2 > 10^5$, то $\frac{d \log N_t(\tau)}{d \log \tau} < 1$, и при данной величине μ целесообразно проводить наблюдения нескольких площадок, распределив время между ними, т.е. иметь m > 1. При t = 1000 ч это соответствует усилению в 10 раз, что довольно обычно для некоторых областей вблизи скоплений галактик.

Важно заметить, что приведенные выше рассуждения о выборе стратегии наблюдения для линзированных источников на основании соотношения (17) носят оценочно-иллюстративный характер. Они получены в предположении, что µ зависит только от положения на небе, и усиление одинаково для источников на разных расстояниях. Для реальных скоплений галактик µ сильно зависит от красного смещения источника, поэтому получить детальный ответ, на сколько областей следует разбить обзор по поиску далеких слабых объектов, на основании рис. 2 и соотношения (17) нельзя, и для этого далее мы будем рассматривать модели конкретных скопленийлинз.

Проект RELICS (Reionization lensing cluster survey) посвящен моделированию линзирования на массивных скоплениях галактик и в настоящий момент активно развивается. На момент написания статьи в базе данных находятся модели для 31 скопления галактик. Создатели проекта использовали следующие три модели линз: GLAFIC [15], LENSTOOL [16–18], ZITRIN-LTM-GAUSS [19, 20].

При помощи этих моделей можно вычислить карту усиления для определенного красного смещения в соответствии с формулой:

$$1/\mu = (1 - \kappa)^2 - \gamma^2,$$
 (18)

где κ — нормализованная поверхностная плотность массы, γ — сдвиг слабого линзирования. Параметры масштабируются следующим образом:

$$x \propto \frac{D_{\rm LS}}{D_{\rm S}},\tag{19}$$

где D_{LS} — расстояние между линзой и источником, D_S — расстояние до источника. В этой формуле *x*, соответственно, есть γ , к или вектор $\vec{\alpha}$ (угол отклонения). Детальное описание моделей

3



Рис. 4. Модельная карта, показывающая максимальное гравитационное усиление на интервале красных смещений z = 6-10 для скопления галактик A1758 (модель GLAFIC V2). Подробности см. в тексте.

дано в упомянутых выше статьях (см. также официальный веб-сайт проекта³).

Используя карту параметров γ и к, мы создали карту, показывающую максимальное усиление в интервале красных смещений z = 6-10 для скопления A1758 (модель GLAFIC V2). Данная карта приведена на рис. 4. Распределение по параметрам усиления дано в табл. 1.

Полное решение задачи оценки перспективности наблюдения рекомбинационных линий в далеких галактиках при помощи гравитационного линзирования на скоплении галактик A1758 выглядит следующим образом. Первым шагом необходимо выполнить подсчеты источников и вычислить зависимость N(t) для каждого пикселя модельной карты. Подобная карта позволит оценить эту зависимость для любого произвольного наведения телескопа и позволит выбрать оптимальную область для наблюдения.

Процедура выполнения подсчетов источников и вычисление N(t) принципиально не отличаются от описанной в разделе 3. Так как линзирование не зависит от длины волны, линзированная абсолютная звездная величина вычисляется как

$$M_{1500,\text{lensed}} = M_{1500}(n, z, f) - \log_{\sqrt[3]{100}} \mu(z).$$
 (20)

Вычисления необходимо произвести для каждого пикселя со своей группой значений γ , к и $\vec{\alpha}$, соответственно, зависимостью $\mu(z)$. К сожалению, подобные вычисления занимают значительное время, так как модельная карта, к примеру, скопления A1758 состоит из $3600 \times 3600 = 1.3 \times 10^7$ пикселей.

Другим подходом является оценка результативности наблюдений в областях с наибольшим усилением в интервале красных смещений

³ https://relics.stsci.edu/

Таблица 1. Количество пикселей в модельной карте скопления A1758 (модель GLAFIC V2), в которых усиление превышает определенный предел в интервале красных смещений z = 6-10

μ	Ν	S
>2	3.7991×10^{6}	10.6
>5	7.8257×10^{5}	2.2
>10	3.8368×10^{5}	1.1
>50	1.0102×10^{5}	0.28
>100	6.3842×10^4	0.18
>200	4.4380×10^4	0.12
>500	3.2581×10^4	0.09
>1000	2.8707×10^4	0.08
Итого	1.2960×10^{7}	36

Примечание. Приведены: μ – предел по усилению; N – количество пикселей; S – площадь в квадратных угловых минутах. Внизу таблицы даны соответствующие значения для всей карты.

z = 6-10. Мы разделили карту на спаксели размером $3'' \times 3''$ каждый (размер матрицы детекторов 1×1) и нашли средние значения максимального коэффициента усиления. Такая же процедура была произведена и для следующих размеров матрицы детекторов: 2×2 , 3×3 , 4×4 , 5×5 и 10×10 . Затем выбирались *m* площадок с максимальным средним коэффициентом усиления. Подсчеты источников были вычислены для случаев разделения наблюдательного времени между *m* площадками.

Зависимость числа детектированных источников от времени накопления сигнала показана на рис. 5, левая верхняя панель. Ось абсцисс обозначает общее наблюдательное время. Для одного участка время, соответственно, составляет t/m. На этом рисунке отображен случай для спектрометра размером 10×10 спакселей.

Здесь необходимо обсудить одну потенциальную проблему. Как можно видеть из табл. 1, участки очень большого усиления имеют заметную площадь. Можно предположить, что именно наличие таких областей ответственно за изменение формы кривой подсчетов источников. Однако подобные коэффициенты усиления не обнаружены в реальных наблюдениях и, вероятно, являются модельными артефактами. Рассмотрим для примера результаты, опубликованные в работе [4]. Авторы работы [4] описывают результаты наблюдений скоплений галактик Abell 2744 и MACS 0416. На рис. 6 отображены результаты для трех различных выборок: $z \sim 6, z \sim 7, z \sim 8$. Как можно видеть, экстремально высокие коэффициенты усиления не наблюдаются.

Скопление галактик А1758 было выбрано в целях иллюстрации. Как можно видеть, с заданными параметрами детектора задача не выглядит особенно перспективной. Можно ожидать детектирования ~1 источника для спектрометра 10×10 на 10-м космическом телескопе за время накопления сигнала 1000 ч. Однако другие скопления могут оказаться более перспективными для данной задачи.

Чтобы оценить перспективность наблюдения далеких галактик в рекомбинационных линиях при помощи гравитационного линзирования, мы отобрали 4 скопления, для которых площадь, на которой достигается усиление ≥ 100 , максимальна на красном смещении z = 9. Были отобраны следующие скопления: PLCK G287.0+32.9 (модель GLAFIC V2), MACS J0553.4–3342 (LENSTOOL V1), RXC J0032.1+1808 (LENSTOOL V1), RXC J0600.1–2007 (LENSTOOL V1). Результат также может зависеть от используемой модели линзирования, поэтому для сравнения мы произвели оценки для модели GLAFIC V2 скопления галактик MACS J0553.4–3342.

Графики с подсчетами линзированных источников показаны на рис. 5, две разные модели упомянутого выше скопления находятся в нижнем ряду. Несмотря на заметное различие между этими двумя моделями, оно не влияет на окончательный вывод. Матрица спектрометров размером 10×10 может детектировать потенциальные объекты за время порядка 1000 ч. Как можно видеть, стратегия разделения наблюдательного времени между несколькими участками имеет сравнительно ефект.

Полученные результаты несложно перенести на другие планируемые обсерватории. Для этого рассмотрим изменение числа детектированных источников за счет изменения чувствительности, выбора другой спектральной линии, изменения разрешения телескопа (размера спакселя). Пусть обсерватория имеет чувствительность σ и угловой размер спакселя *s*. Величины, относящиеся к Миллиметрону, будут иметь индекс ММ. Число источников, которое при отсутствии линзирования будет детектировать другая обсерватория за время *t*, связано с числом для Миллиметрона:

$$N(t) = N_{\rm MM} \left(t \frac{\sigma_{\rm MM}^2}{\sigma^2} \left(\frac{6}{n} \right)^{5.44} \right) \frac{s^2}{s_{\rm MM}^2}.$$
 (21)



Рис. 5. Зависимость ожидаемого количества детектированных источников от времени накопления сигнала для различных размеров матрицы детекторов Миллиметрона и разного разбиения времени накопления сигнала.

Для наблюдений с линзированием на скоплениях в местах наибольшего усиления последний множитель в (21), $s^2/s_{\rm MM}^2$, учитывать не надо, поскольку размеры спакселя, как правило, больше размеров каустики, в которой достигается наибольшее усиление. Например, для обсерватории OST, работающей в диапазоне 25—488 мкм, будут доступны рекомбинационные линии с n = 4, но ее чувствительность в 2 раза хуже, чем у Миллиметрона. Поэтому в соответствии с формулой (21) для линзированных источников получим $N(t) = N_{\rm MM}(2.3t)$.



Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления µ от красного смещения для трех выборок линзированных галактик из работы [4] для $z \sim 6$ (ромбы), $z \sim 7$ (квадраты) и $z \sim 8$ (кресты). Масштаб оси Үлогарифмический. Как можно видеть на этом графике, экстремально большие коэффициенты усиления отсутствуют. Подробности см. в тексте.

5. ВЫВОДЫ

Основным результатом данной работы является оценка возможности наблюдения рекомбинационных линий водорода в обзорных наблюдениях далеких галактик с помощью обсерваторий дальнего ИК диапазона. Для примера рассмотрена линия перехода с 7 на 6 уровень атома водорода, поскольку она попадает в диапазон планируемой обсерватории Миллиметрон. Показано, что для галактик с z > 6 без усиления гравитационным линзированием эффективнее делать максимально глубокий обзор одной площадки. Однако, при наблюдении скоплений галактик в областях с усилением более 10, может быть целесообразнее наблюдать несколько площадок.

Мы использовали пессимистичные оценки функции светимости и коэффициента конверсии УФ-потока в светимость в рекомбинационных линиях, и получили, что для полной продолжительности программы наблюдений 1000 ч есть шанс зарегистрировать порядка 1 объекта в линии с n = 6 на Миллиметроне, при применении матрицы спектрометров размером 10×10. Одним из наиболее перспективных скоплений для поиска далеких объектов является Abell 1758. Поиск будет наиболее эффективным, если поделить 1000 ч между 5-6 площадками с максимальным средним коэффициентом усиления за счет гравитационного линзирования. Для другой планируемой космической обсерватории этого же диапазона, OST, за счет работы в более коротковолновом диапазоне могут быть доступны наблюдения в более мошной линии с n = 4 за время накопления примерно в 2 раза меньше, чем для Миллиметрона.

Можно сделать вывод, что задача, в принципе, является реализуемой и возможно обнаружить галактики в рекомбинационной линии водорода на z = 6-10 при наблюдении областей, линзированных на скоплениях галактик, однако, требуется весьма существенное наблюдательное время. Наша оценка наблюдательного времени может оказаться завышенной в несколько раз ввиду неточного знания функции светимости и свойств звездного населения далеких галактик. Также мазерное усиление в рекомбинационных линиях, подобное обнаруженному в галактике NGC 253 [21], может значительно усилить потоки от далеких галактик.

Следует отметить, что космический телескоп Джеймса Уэбба (JWST) сможет наблюдать линии Бальмеровской серии на z > 6. Согласно нашей оценке, при спонтанном излучении оптически тонкой среды потоки в этих линиях примерно в 300 раз выше потоков в линиях с n = 6. По результатам наблюдения реальных объектов [22] разница в потоках между этими линиями может значительно отличаться от нашей оценки, но поток в линиях Бальмероской серии будет многократно выше, чем в линиях с n = 6. По этой причине JWST может оказаться более перспективным именно для поиска излучения атомарного водорода от далеких галактик, чем Миллиметрон или OST, но наблюдение рекомбинационных линий в дальнем ИК диапазоне для открытых на JWST галактик позволит лучше понять происходящие в них процессы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа Сергея Пилипенко и Андрея Ермаша была поддержана ФИАН ННГ 41-2020.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 P. Behroozi, C. Conroy, R. H. Wechsler, A. Hearin, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 499(4), 5702 (2020), arXiv:2007.04988 [astro-ph.GA].

- 2. S. L. Finkelstein, Publ. Astron. Soc. Australia 33, id. e037 (2016).
- 3. *E. Rule, A. Loeb, and V. S. Strelnitski*, Astrophys. J. Letters **775**(1), id. L17 (2013).
- R. C. Livermore, S. L. Finkelstein, and J. M. Lotz, Astrophys. J. 835(2), id. 113 (2017).
- 5. I. D. Novikov, S. F. Likhachev, Yu A. Shchekinov, A. S. Andrianov, et al., Physics Uspekhi **64**(4), 386 (2021).
- 6. A. Poglitsch, C. Waelkens, N. Geis, H. Feuchtgruber, et al., Astron. and Astrophys. **518**, id. L2 (2010).
- D. Leisawitz, E. Amatucci, L. Allen, J. Arenberg, et al., J. Astron. Tel. Instr. and Systems 7, id. 011002 (2021).
- 8. S. Rojas-Ruiz, S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, M. Stevans, K. D. Finkelstein, R. Larson, M. Mechtley, and J. Diekmann, Astrophys. J. **891**(2), id. 146 (2020).
- 9. C. A. Mason, M. Trenti, and T. Treu, Astrophys. J. 813(1), id. 21 (2015).
- C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. M. González Delgado, et al., Astrophys. J. Suppl. 123(1), 3 (1999).
- C. Leitherer, S. Ekström, G. Meynet, D. Schaerer, K. B. Agienko, and E. M. Levesque, Astrophys. J. Suppl. 212(1), id. 14 (2014).
- 12. P. Kroupa, Science 295(5552), 82 (2002).
- 13. S. Ekström, C. Georgy, P. Eggenberger, G. Meynet, et al., Astron. and Astrophys. 537, id. A146 (2012).
- 14. C. Georgy, S. Ekström, P. Eggenberger, G. Meynet, et al., Astron. and Astrophys. 558, id. A103 (2013).
- 15. M. Oguri, Publ. Astron. Soc. Japan 62, 1017 (2010).
- 16. J. P. Kneib, R. S. Ellis, I. Smail, W. J. Couch, and R. M. Sharples, Astrophys. J. 471, 643 (1996).
- 17. E. Julio and J. P. Kneib, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **395**(3), 1319 (2009).
- T. L. Johnson, K. Sharon, M. B. Bayliss, M. D. Gladders, D. Coe, and H. Ebeling, Astrophys. J. 797(1), id. 48, (2014).
- 19. A. Zitrin, T. Broadhurst, K. Umetsu, D. Coe, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **396**(4), 1985 (2009).
- 20. A. Zitrin, I. Labbé, S. Belli, R. Bouwens, et al., Astrophys. J. Letters **810**(1), id. L12 (2015).
- A. Baez-Rubio, J. Martin-Pintado, F. Rico-Villas, and I. Jimenez-Serra, Astrophys. J. Letters 867(1), id. L6 (2018).
- 22. V. S. Strelnitski, H. A. Smith, and V. O. Ponomarev, Astrophys. J. **470**, 1134 (1986).