

# ТЕМП РОСТА СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МАССЫ ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ

© 2021 г. С. А. Прохоренко<sup>1,2\*</sup>, С. Ю. Сазонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12.07.2021 г.

После доработки 05.08.2021 г.; принята к публикации 05.08.2021 г.

Изучается распределение темпов аккреции на сверхмассивные черные дыры в АЯГ местного объема Вселенной ( $z < 0.15$ ) на основе обзоров неба в близком ИК и жестком рентгеновском диапазонах энергий (2MASS, Swift/BAT). Использование достаточно точных оценок масс черных дыр позволило надежно оценить эддингтоновское отношение  $\lambda_{\text{Edd}}$  примерно для половины объектов выборки АЯГ, для остальных использовалась более грубая оценка по корреляции  $M_{\text{BH}}$  с массой звездного населения галактики  $M_*$ . В результате для широкого диапазона масс галактик  $9.28 < \log(M_*/M_\odot) < 12.28$ , включающего самые массивные галактики в местной Вселенной, показано, что распределение  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  выше  $\log \lambda_{\text{Edd}} = -3$  описывается степенным законом с не зависящими от  $M_*$  параметрами и спадает с характерным наклоном  $\approx 0.7$  вплоть до эддингтоновского предела ( $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim 0$ ), где есть указание на завал. Кроме того, есть указание на то, что при  $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$  зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  имеет меньший наклон или выходит на плато. Оценено среднее характерное время роста сверхмассивных черных дыр в современную эпоху. Оказалось, что оно слабо зависит от массы звездного населения галактик и превышает время жизни Вселенной, но не более чем на порядок. Оценен средний цикл активности сверхмассивных черных дыр (доля объектов с  $\lambda_{\text{Edd}} > 0.01$ ) в местном объеме Вселенной. Он также слабо зависит от  $M_*$  и составляет 0.2–1%. В целом эти результаты, полученные для современной эпохи, подтверждают тенденции, отмеченные в предыдущих работах для более ранней Вселенной, уточняя параметры зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  на  $z < 0.15$ . По всей видимости, выявленный универсальный (слабо зависящий от массы звездного населения галактики) характер зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  связан с тем, что в настоящее время эпизоды аккреции вещества на сверхмассивные черные дыры в основном связаны со стохастическими процессами в ядрах галактик, а не с глобальными процессами эволюции галактик.

*Ключевые слова:* сверхмассивные черные дыры, аккреция, активные ядра галактик, рентгеновские источники, функция светимости.

DOI: 10.31857/S0320010821080039

## ВВЕДЕНИЕ

По современным представлениям, в ядре практически каждой галактики в настоящую эпоху находится сверхмассивная черная дыра (СМЧД). Выявлена корреляция между массой черной дыры  $M_{\text{BH}}$  и характеристиками центрального звездного балджа галактики, такими как масса балджа  $M_b$  и дисперсия скоростей  $\sigma$  (Магорриан и др., 1998; Тремэйн и др., 2002; см. обзор Корменди, Хо, 2013). Это указывает на то, что процессы звездообразования в галактиках и роста их центральных черных дыр могли быть тесно связаны друг с

другом в ходе эволюции Вселенной. В частности, заметную роль могли сыграть механизмы обратной связи, связанные с огромным энерговыделением при аккреции вещества на СМЧД (см., например, Сиотти, Острикер, 2001; Диматтэо и др., 2005; Мюррэй и др., 2005; Сазонов и др., 2005; а также обзоры Фэйбиан, 2012; Кинг, Паундс, 2015; Нааб, Острайкер, 2005), несмотря на то, что масса черной дыры обычно составляет лишь  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  от массы балджа и область ее гравитационного влияния распространяется только на ядро галактики. Однако ясно и то, что эта взаимосвязь не является простой, о чем, в частности, говорит обнаружение

\*Электронный адрес: sprokhorenko@iki.rssi.ru

СМЧД в галактиках с псевдобалджами и вообще без балджей (Корменди, Хо, 2013).

Получить достаточно полное представление о взаимосвязи роста СМЧД и эволюции галактик на примере отдельных объектов невозможно из-за огромных (вплоть до космологических) времен, на которых происходят эти процессы. Поэтому необходимо прибегать к статистическим исследованиям галактик и активных ядер галактик (АЯГ). Такие исследования ведутся особенно активно в последние два десятилетия благодаря появлению достаточно глубоких обзоров в разных диапазонах длин волн. Появилось понимание, что основной рост СМЧД во Вселенной происходил на красных смещениях  $z \sim 1-3$  (см., например, Уеда и др., 2014; Эирд и др., 2015), примерно в ту же эпоху, когда наиболее активно формировались звезды в галактиках (см. обзор Мадау и др., 2014), а в более позднее время оба этих процесса значительно замедлились. При этом, начиная с  $z \sim 3$  и вплоть до настоящего времени, интегральный темп аккреции вещества на черные дыры в ядрах галактик был примерно пропорционален суммарному темпу звездообразования во Вселенной (см., например, Мэрлони, Хайнц, 2008; Шанкар и др., 2009). Эти тенденции, однако, надежно установлены лишь для Вселенной в среднем, а в эволюции галактик разных типов и росте их центральных черных дыр остается много неясного.

Большинство ключевых вопросов остается открытым даже для современной эпохи. Например, почему одни галактики являются активными (в частности, сейфертовскими), а другие — нет? В какой степени это связано с процессами, происходящими в центральной области галактики, и с эволюцией галактики в целом? Какой характерный цикл активности АЯГ? Один из возможных путей поиска ответов на эти вопросы состоит в статистическом исследовании встречаемости АЯГ разной светимости (т.е. с разным темпом аккреции на СМЧД) в галактиках разных типов. При этом в качестве ключевой характеристики галактик можно использовать массу звездного населения  $M_*$ .

Одно из первых полноценных исследований такого рода было проведено в работе Эирд и др. (2012). На нескольких небольших площадках на небе (общей площадью около 3 кв. град) была сформирована представительная выборка из  $\sim 25 \times 10^3$  галактик, среди которых по рентгеновскому излучению были отобраны  $\sim 200$  АЯГ на красных смещениях  $0.2 < z < 1.0$ . Для всех АЯГ были получены оценки темпа аккреции на СМЧД (по измеренной рентгеновской светимости), а для всех галактик (включая АЯГ) — грубые оценки массы черной дыры в предположении, что  $M_{\text{BH}} = 0.002 M_*$  (считая, что балдж доминирует в полной звездной массе галактики). В результате было

исследовано распределение СМЧД по эддингтоновскому отношению  $\lambda_{\text{Edd}}$  (отношение темпа аккреции к критическому, задаваемому эддингтоновской светимостью), и оказалось, что эта зависимость  $[f(\lambda_{\text{Edd}})]$  имеет спадающий степенной характер с наклоном около  $-0.65$ , который не зависит от  $M_*$ , и нормировкой, которая растет с увеличением  $z$ . Таким образом, было получено указание на то, что рост СМЧД имеет универсальный характер в галактиках разных масс и что он сильно замедлился во Вселенной в целом между эпохами  $z = 1$  и  $z = 0.2$ .

В работе Бонджорно и др. (2012) были получены аналогичные работе Эирд и др. (2012) результаты, но для более ранней Вселенной —  $0.3 < z < 2.5$ , а также было отмечено отсутствие зависимости распределения по  $\lambda_{\text{Edd}}$  не только от массы, но и от темпа звездообразования; кроме того, был обнаружен завал в степенной зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  при  $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$ . Затем Бонджорно и др. (2016) уточнили форму этого завала и его эволюцию с красным смещением, а Георгакакис и др. (2017) обнаружили уплощение или, возможно, завал функции  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  при  $\log \lambda_{\text{Edd}} \lesssim -3$  и отметили некоторую зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  от  $M_*$ , заключающуюся в преобладании малых темпов аккреции ( $\lambda_{\text{Edd}}$ ) среди массивных галактик. Наконец, Эирд и др. (2018), изучая Вселенную в широком диапазоне красных смещений  $0.1 < z < 4$ , в целом подтвердили и уточнили эти тенденции.

Во всех упомянутых работах выводы о распределении темпов аккреции на СМЧД делались на основе “специфического темпа аккреции”, т.е. отношения рентгеновской светимости АЯГ к полной массе звездного населения родительской галактики. Однако, ввиду слабости корреляции между  $M_{\text{BH}}$  и  $M_*$ , специфический темп аккреции является лишь грубым приближением  $\lambda_{\text{Edd}}$ . Кроме того, из-за ограниченной площади рентгеновских обзоров (не более  $\sim 10^3$  кв. град), использовавшихся в этих исследованиях, область их охвата по красному смещению начинается с  $z \sim 0.1-0.2$ , т.е. наименее исследованной оказалась современная Вселенная.

В этой связи необходимо отметить, что зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  в современную эпоху изучалась в работе Кауфманн, Хекман (2009), где отбор АЯГ, причем только 2-го типа, производился не на основе рентгеновских обзоров, а на основе Слоановского цифрового обзора (SDSS) в оптическом диапазоне. А именно, АЯГ отбирались по излучению в узких эмиссионных линиях, а их болометрические светимости (и, как следствие, темпы аккреции) оценивались по потоку излучения в узкой линии [OIII] $\lambda 5007$ . Первоначальные выводы этой работы

кардинально отличались от выводов перечисленных выше исследований, основанных на рентгеновском отборе АЯГ. Однако затем в работе Джонс и др. (2016) было показано, что при таком методе возникают сильные эффекты селекции, а после их учета результаты, основанные на обзоре SDSS, достаточно хорошо согласуются с тем, что зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  (на малых красных смещениях) имеет степенной характер со степенным завалом при  $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$ .

Цель настоящей работы — исследовать распределение СМЧД по  $\lambda_{\text{Edd}}$  и его зависимость от  $M_*$  в современную эпоху ( $z < 0.15$ ). Для того чтобы систематически рассмотреть как можно больше АЯГ в местной Вселенной, мы будем опираться на данные двух обзоров всего неба: 1) фотометрического обзора 2MASS в ближнем инфракрасном диапазоне — для построения масштабной выборки галактик ( $\sim 10^6$  объектов) с известными красными смещениями, 2) жесткого рентгеновского обзора прибора ВАТ обсерватории Свифт им. Нила Джерельса — для построения выборки АЯГ ( $\sim 650$  объектов). Использование ближнего ИК обзора позволяет достаточно точно оценить звездные массы галактик, а использование жесткого рентгеновского обзора минимизирует влияние эффектов селекции при отборе АЯГ. Помимо грубых оценок масс СМЧД на основе корреляции с массой звездного балджа, мы используем также более точные оценки  $M_{\text{BH}}$ , имеющиеся примерно для половины нашей выборки АЯГ. Насколько нам известно, такое исследование проводится впервые для местного объема Вселенной.

## ОТБОР ОБЪЕКТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

### Выборка галактик

“Обзор всего неба на длине волны два микрона” (Two Micron All Sky Survey, 2MASS) (Скруцки и др., 2006) дает возможность составить большую однородную выборку галактик в относительно близкой Вселенной и достаточно надежно оценить массы их звездного населения на основе фотометрических измерений в полосе  $K_s$  ( $\lambda = 2.159$  мкм,  $\Delta\lambda = 0.262$  мкм)<sup>1</sup>. Чтобы измерить светимости галактик в данной полосе, мы использовали каталоги 2MRS (Хухра и др., 2012) и 2MPZ (Билики и др., 2013) красных смещений галактик из обзора 2MASS. В каталоге 2MRS представлены спектроскопические измерения красных смещений; в каталоге 2MPZ у большей части объектов нет

спектроскопических измерений, зато есть фотометрические оценки  $z$ , найденные с помощью алгоритмов машинного обучения. Хотя такие оценки характеризуются значительными погрешностями, они вполне пригодны для целей данной работы, принимая во внимание более серьезные допущения, которые нам приходится делать по ходу исследования.

В результате кросс-корреляции каталогов 2MRS (43 533 галактики) и 2MPZ (934 175 галактик) выяснилось, что в каталоге 2MPZ отсутствуют 4454 галактики, которые есть в каталоге 2MRS. Поэтому для увеличения статистической полноты выборки галактик необходимо использовать объединенный каталог 2MRS/2MPZ. Мы исключили из рассмотрения область неба около плоскости Галактики ( $|b| < 10^\circ$ ), так как в этой зоне каталоги галактик 2MRS и 2MPZ характеризуются недостаточной полнотой. Кроме того, было наложено ограничение по красному смещению  $z < 0.15$ . Это было сделано опять же из-за необходимости обеспечить высокую статистическую полноту выборки и чтобы можно было пренебречь влиянием космологической эволюции населения галактик на результаты исследования.

Указанным выше ограничениям ( $|b| > 10^\circ$  и  $z < 0.15$ ) удовлетворяют 793 289 галактик из объединенного каталога 2MRS/2MPZ.

### Выборка АЯГ

Для составления выборки АЯГ мы использовали наиболее глубокий из имеющихся на данный момент и однородный по большей части неба каталог жестких рентгеновских (14–195 кэВ) источников, зарегистрированных прибором ВАТ обсерватории Свифт (Swift/BAT). Из последней опубликованной версии каталога, основанной на первых 105 месяцах наблюдений Swift/BAT (Ох и др., 2018), были отобраны АЯГ с потоком выше  $8.4 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  (14–195 кэВ). На такой глубине покрыто 90% неба (все небо покрыто с чувствительностью лучше  $9.3 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ). Аналогично выборке галактик, мы наложили ограничения  $|b| > 10^\circ$  и  $z < 0.15$  и на выборку АЯГ. Причем этот выбор дополнительно обусловлен тем, что значительная часть рентгеновских источников Swift/BAT на низких галактических широтах остается неотожествленной.

Из каталога Swift/BAT были взяты только объекты с типами Seyfert I (Sy 1.0–1.8), Seyfert II (Sy 1.9–2.0), LINER, Unknown AGN (т.е. сейфертовские галактики и АЯГ неопределенного оптического типа) и исключены блазары (Beamed AGN), так

<sup>1</sup> Далее  $K_s$  будет сокращенно обозначаться как  $K$ , несмотря на то, что полосой  $K$  принято считать другую, близкую по длине волны (с центром в  $\lambda = 2.2$  мкм).

**Таблица 1.** Распределение АЯГ по типам и источникам информации о красном смещении/расстоянии

Тип	Всего	Есть в 2MPZ+2MRS	Спектроскопические $z$	Фотометрические $z$	Точные расстояния
Seyfert I	246	205	242	4	4
Seyfert II	353	339	343	10	41
LINER	5	5	5	0	1
Unknown AGN	49	48	29	20	1
Всего:	653	597	619	34	47

как это специфический класс АЯГ с сильно коллимированным в сторону наблюдателя излучением, который требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, было отобрано 653 АЯГ.

#### *Пересечение выборок галактик и АЯГ*

В результате кросс-корреляции выборки АЯГ Swift/BAT и выборки галактик 2MRS/2MPZ было найдено 597 совпадений (спорные случаи были разрешены вручную с помощью базы данных внегалактических объектов NED). Для 43 из этих объектов мы уточнили потоки в  $K$ -полосе, используя “Атлас больших галактик обзора 2MASS” (The 2MASS Large Galaxy Atlas) (Джарретт и др., 2003), так как в нем содержатся более точные измерения потоков ИК-излучения для близких галактик.

Для оставшихся 56 АЯГ (которых нет в каталогах 2MRS и 2MPZ) информация о потоке в  $K$ -полосе была взята из “Каталога протяженных объектов обзора 2MASS” (2MASS Extended Catalog, Джарретт, 2004) — 14 объектов, “Каталога точечных источников обзора 2MASS” (2MASS All-Sky Catalog of Point Sources, Кутри и др., 2003) — 41 объект, “Атласа больших галактик обзора 2MASS” — 1 объект (галактика из созвездия Циркуль).

#### *Расстояния до объектов*

Красные смещения галактик и АЯГ были взяты из каталогов 2MRS и 2MPZ, используя (при наличии) спектроскопические измерения и отдавая предпочтение каталогу 2MPZ. Для тех АЯГ, которых нет в каталогах 2MRS и 2MPZ, использовались красные смещения, приведенные в оригинальном каталоге 105-месячного обзора Swift/BAT. Отметим, что выбор источника красного смещения не принципиален для рассматриваемой задачи, так

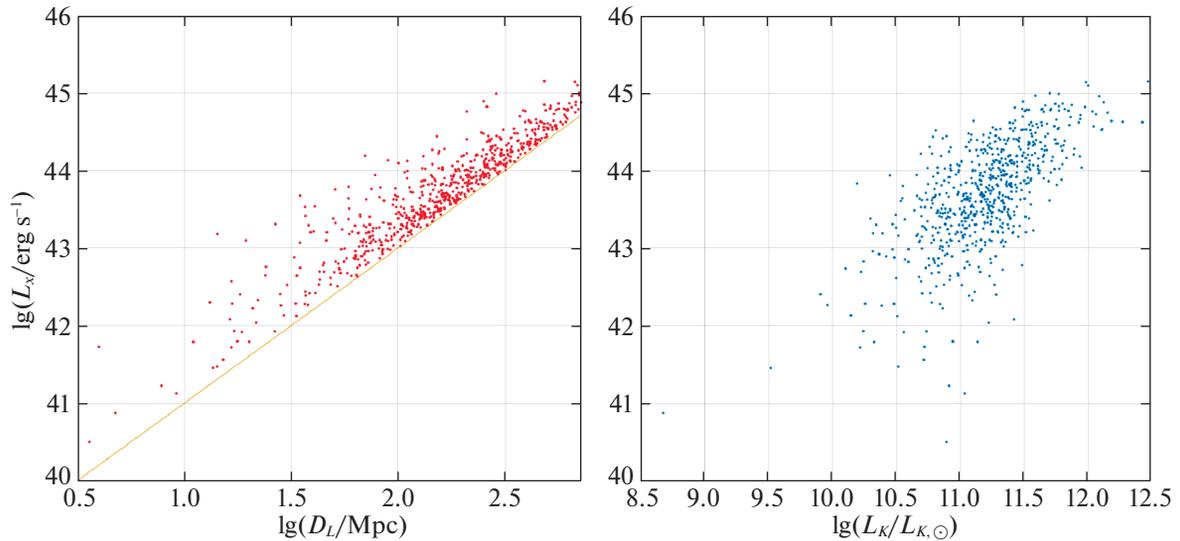
как спектроскопические красные смещения, приводимые в каталогах Swift/BAT и 2MPZ, различаются в среднем на 1.5% и лишь в 5 случаях больше чем на 10% (в этих случаях брались оценки из NED). Отличие между красными смещениями Swift/BAT и 2MRS для выборки АЯГ составляет в среднем 1% и не превышает 7% (во всех случаях кроме одного оно меньше 5%). Всего для выборки АЯГ было взято 399 спектроскопических и 34 фотометрических  $z$  из каталога 2MPZ, а для остальных 220 объектов были использованы спектроскопические  $z$  из 105-месячного каталога Swift/BAT.

Для большинства галактик и АЯГ фотометрические расстояния и, как следствие, светимости рассчитывались по красным смещениям. При этом использовалась космологическая модель  $\Omega_0 = 0.3$ ,  $h_0 = 70$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>. Для 47 наиболее близких АЯГ ( $z \lesssim 0.01$ ) использовались более точные оценки расстояний, взятые из базы данных Cosmicflows3 (Тулли и др., 2016). Аналогично, после корреляции каталогов 2MRS и 2MPZ с Cosmicflows3 были исправлены 8625 из 42 533 и 7241 из 934 175 расстояний до галактик в этих каталогах соответственно.

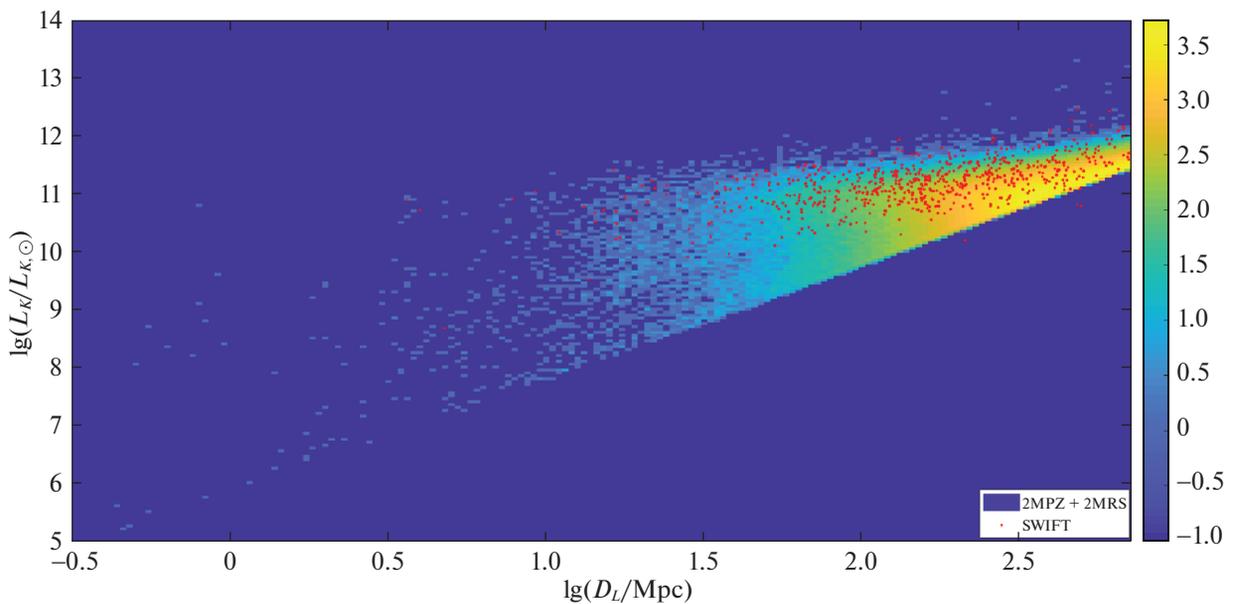
Таким образом, для всех 653 АЯГ выборки были найдены партнеры в обзоре 2MASS, соответствующие потоки в  $K$ -полосе и расстояния. Информация об оптических типах и красных смещениях/расстояниях АЯГ выборки суммируется в табл. 1.

#### **СВОЙСТВА ВЫБОРОК ГАЛАКТИК И АЯГ**

На рис. 1 слева показано распределение АЯГ исследуемой выборки по рентгеновской светимости  $L_X$  (в диапазоне энергий 14–195 кэВ) и расстоянию. Там же справа представлено распределение этих АЯГ по рентгеновской светимости и светимости в  $K$ -полосе  $L_K$ . Здесь и далее светимости объектов в  $K$ -полосе выражены в светимостях



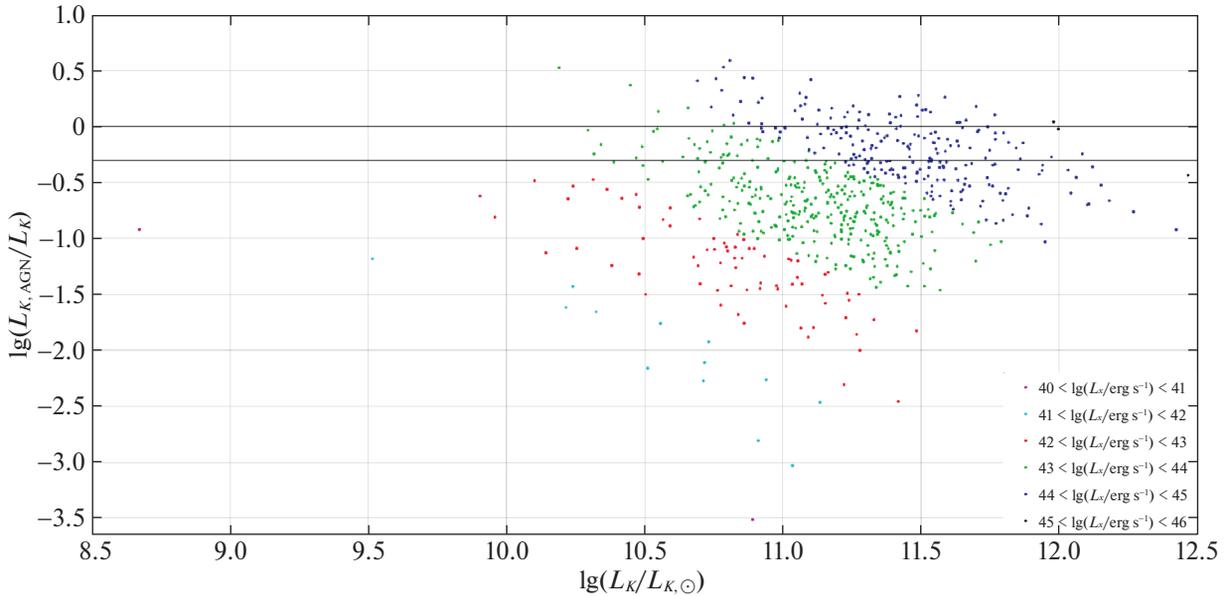
**Рис. 1.** Слева: Зависимость рентгеновской светимости (14–195 кэВ) от расстояния для выборки АЯГ Swift/BAT. Оранжевой линией показан порог по светимости, соответствующий минимальному рентгеновскому потоку для включения АЯГ в выборку ( $F_{\min} = 8.4 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ). Справа: Распределение АЯГ по рентгеновской светимости и светимости в К-полосе.



**Рис. 2.** Зависимость светимости галактик из выборки 2MRS/2MPZ в К-полосе (в светимостях Солнца в той же полосе) от расстояния. Поле разбито на интервалы шириной 0.02 порядка величины по оси расстояний и 0.05 порядка величины по оси светимостей. Цветом показан десятичный логарифм количества галактик, попавших в данный участок диаграммы (в соответствии с цветовой шкалой справа). Значение логарифма  $-1$  означает, что в данный участок не попало ни одной галактики. Красными точками обозначены АЯГ из выборки Swift/BAT.

Солнца в этой полосе, используя соответствующее значение абсолютной величины Солнца  $K_{\odot} = 3.27$  (Виллмер, 2018). Как видим, рентгеновские светимости АЯГ варьируются в широком диапазоне от  $L_X \sim 10^{41}$  до  $\sim 10^{45}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , а их ИК-светимости охватывают диапазон более двух порядков величины.

На рис. 2 показано распределение выборки галактик из объединенного каталога 2MRS/2MPZ по светимости в К-полосе и расстоянию, отдельно отмечены АЯГ из выборки Swift/BAT. Как видим, выбранные АЯГ оказываются в среднем несколько более яркими в ИК-диапазоне относительно выборки всех галактик.



**Рис. 3.** Отношение предполагаемого вклада активного ядра к полной светимости галактики в  $K$ -полосе для выборки АЯГ (в зависимости от светимости). Разными цветами показаны объекты с разной светимостью в жестком рентгеновском диапазоне. Две горизонтальные линии соответствуют уровням 50 и 100%. Превышение уровня 100% свидетельствует о переоценке вклада ядра.

#### Учет вклада активного ядра в ИК-светимость галактик

В светимость активной галактики в  $K$ -полосе, помимо звездного населения, может вносить заметный вклад ее ядро — вследствие поглощения части излучения аккреционного диска СМЧД окружающими пылью и газом и переизлучения в инфракрасной части спектра. Этот вклад,  $L_{K,AGN}$ , можно оценить по жесткой рентгеновской светимости АЯГ, используя корреляцию между этими величинами. Для местного населения АЯГ такое соотношение было получено в работе (Сазонов и др., 2012) по данным обзора неба орбитальной обсерватории ИНТЕГРАЛ в диапазоне энергий 17–60 кэВ и наблюдений космического телескопа им. Спитцера (Spitzer) и пересчитано для  $K$ -полосы в работе (Хорунжев и др., 2012). Адаптируя уравнение (4) из последней статьи для диапазона энергий обзора Swift/BAT (14–195 кэВ), получаем

$$L_{K,AGN} \approx 0.05L_X. \quad (1)$$

Пересчет был сделан в предположении, что рентгеновские спектры АЯГ имеют степенную форму с наклоном  $\Gamma = 1.8$  и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ (см. обзор Мализия и др., 2020). Подчеркнем, что, хотя линейная зависимость (1) должна достаточно хорошо описывать местное население АЯГ в среднем, ожидается значительный разброс значений  $L_{K,AGN}/L_X$  от объекта к объекту (Сазонов и др., 2012).

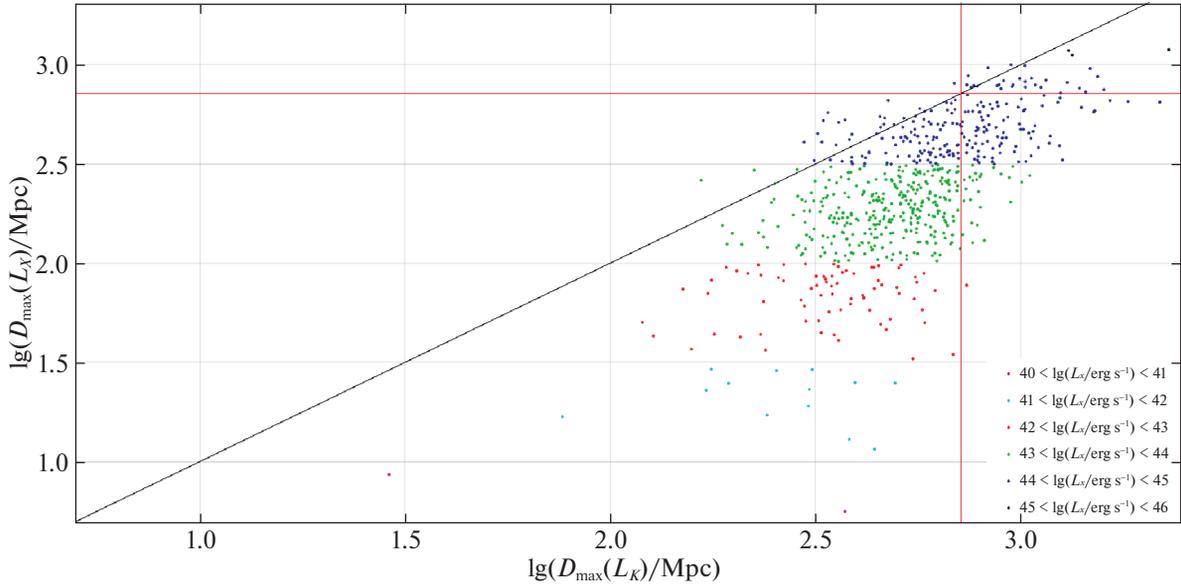
Если оценить вклад ядра в ИК-светимость АЯГ нашей выборки описанным образом, то светимости их звездных населений могут быть оценены как

$$L_{K,g} = L_K - L_{K,AGN}. \quad (2)$$

На рис. 3 показано отношение  $L_{K,AGN}/L_K$  для АЯГ выборки. Для 169 объектов ожидаемый вклад ядра в полную светимость галактики в  $K$ -полосе оказывается больше 50%, а для 57 превышает 100%, что свидетельствует о завышенной оценке вклада ядра для ряда объектов. Связанная с этим систематическая неопределенность будет учтена ниже при исследовании распределения СМЧД по  $\lambda_{Edd}$ .

#### Функции светимости

Используя описанные выше выборки объектов, можно построить функции светимости галактик в близком ИК-диапазоне и АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне в современную эпоху ( $z < 0.15$ ). Для таких вычислений подходит стандартный метод  $1/V_{max}$ , где  $V_{max} = (4\pi/3) \times 0.826 D_{max}^3$  — максимальный объем Вселенной, в котором мог бы быть обнаружен объект с заданной светимостью  $L_X$  или  $L_K$  в соответствующем обзоре (Swift/BAT или 2MASS). Здесь коэффициент 0.826 равен доле полной площади небесной сферы на  $|b| > 10^\circ$ . Максимальное расстояние  $D_{max}$  определялось исходя из порогов детектирования в обзорах Swift/BAT и 2MASS, а именно, минимального



**Рис. 4.** Максимальные просматриваемые расстояния в жестком рентгеновском обзоре Swift/BAT и обзоре в  $K$ -полосе 2MASS для АЯГ разной светимости (показаны разными цветами) исследуемой выборки. Красными линиями обозначены расстояния, соответствующие  $z = 0.15$ .

потока  $8.4 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  в диапазоне 14–195 кэВ при построении функции рентгеновской светимости АЯГ и максимальной видимой звездной величины  $K = 13.9$  (Билики и др., 2013) при построении ИК-светимости галактик. Для объектов, у которых максимальное просматриваемое расстояние  $D_{\max}(L_K)$  или  $D_{\max}(L_X)$  превышает  $D_L(z = 0.15)$ ,  $V_{\max}$  принимался равным  $(4\pi/3) \times 0.826 D_L^3(z = 0.15)$ . Погрешности в заданных интервалах светимости рассчитывались исходя из пуассоновской статистики как  $\pm \sqrt{\sum_i (1/V_{\max,i}^2)}$ .

На рис. 4 показано распределение АЯГ исследуемой выборки по максимальным просматриваемым расстояниям в жестком рентгеновском обзоре Swift/BAT и в обзоре в  $K$ -полосе 2MASS. Это двумерное распределение потребуется нам в дальнейшем при исследовании распределения СМЧД по  $\lambda_{\text{Edd}}$ .

Помимо дискретного представления функций светимости АЯГ и галактик мы попытались описать их с помощью простых аналитических моделей, используя метод максимального правдоподобия с функцией правдоподобия:

$$\mathcal{L} = -2 \sum_i \ln \frac{n(L_{\text{obs},i}) V_{\max}(L_{\text{obs},i})}{\int n(L_{\text{obs}}) V_{\max}(L_{\text{obs}}) d \log L_{\text{obs}}}, \quad (3)$$

где  $L_{\text{obs}}$  — измеренная светимость объекта в соответствующем обзоре. Суммирование по индексу  $i$  производится по всем объектам из соответствующей выборки, а нормировка функции правдоподобия определяется полным количеством объектов в выборке.

Для описания функции рентгеновской светимости АЯГ  $n_X(L_X)$  использовался степенной закон с изломом:

$$n_X \equiv \frac{dN}{dV d \log L_X} = \frac{\phi^*}{(L_X/L^*)^{\gamma_1} + (L_X/L^*)^{\gamma_2}}, \quad (4)$$

часто применяемый в исследованиях АЯГ, а для описания функции светимости галактик в  $K$ -полосе  $n_K(L_K)$  — функция Шехтера:

$$n_K \equiv \frac{dN}{dV d \log L_K} = \phi^* \left( \frac{L_K}{L^*} \right)^{\alpha+1} \exp \left( -\frac{L_K}{L^*} \right). \quad (5)$$

#### Учет неполноты выборки АЯГ

Рассматриваемая здесь выборка АЯГ из обзора Swift/BAT не является статистически полной. Во-первых, присутствует недобор объектов на 10% неба, так как с чувствительностью лучше  $8.4 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$  покрыто лишь 90%. Во-вторых, в исходном каталоге Swift/BAT на широтах  $|b| > 10^\circ$  есть 83 объекта неизвестной природы, и если предположить, что половина из них являются АЯГ, то наша выборка увеличится еще примерно на 10%. Это позволяет считать, что исследуемая выборка неполна примерно на  $20\% \pm 10\%$ . Поэтому при построении функции светимости АЯГ и во всех последующих расчетах пространственная плотность АЯГ умножалась на коэффициент 1.2, а соответствующие погрешности были увеличены на 10%.

**Таблица 2.** Параметры аппроксимации функции светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне моделью (4) и функции светимости галактик в  $K$ -полосе моделью (5)

Функция светимости	$\phi^*$ , $\text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$	$\gamma_1$ или $\alpha$	$\gamma_2$	$L^*$ , $\text{эрг с}^{-1}$
АЯГ	$2.2 \pm 0.2 \times 10^{-5}$	$0.64 \pm \begin{smallmatrix} 0.06 \\ 0.08 \end{smallmatrix}$	$2.28 \pm \begin{smallmatrix} 0.02 \\ 0.06 \end{smallmatrix}$	$5.623 \pm \begin{smallmatrix} 1.456 \\ 1.157 \end{smallmatrix} \times 10^{43}$
Галактики	$7.89 \pm 0.01 \times 10^{-3}$	$-1.053 \pm 0.01$		$6.79 \pm 0.02 \times 10^{42}$

### Функция рентгеновской светимости АЯГ

Рассчитанная методом  $1/V_{\text{max}}$  функция светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне и результат ее аппроксимации моделью (4) показаны на рис. 5, а параметры аппроксимации представлены в табл. 2.

Как видим, степенная модель с изломом хорошо описывает данные 105-месячного обзора Swift/ВАТ и удовлетворительно согласуется с результатом, полученным ранее в работе Айелло и др. (2012) на основе выборки АЯГ меньшего размера из 60-месячного обзора Swift/ВАТ (для этого сравнения мы пересчитали приведенные в работе Айелло и др., 2012, модельные параметры из оригинального диапазона энергий 15–55 кэВ в диапазон 14–195 кэВ, используя модель степенного спектра с наклоном  $\Gamma = 1.8$  и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ).

### Функция светимости галактик в $K$ -полосе

Рассчитанная методом  $1/V_{\text{max}}$  функция светимости галактик в  $K$ -полосе и результат ее аппроксимации моделью (5) показаны на рис. 6, а параметры аппроксимации представлены в табл. 2.

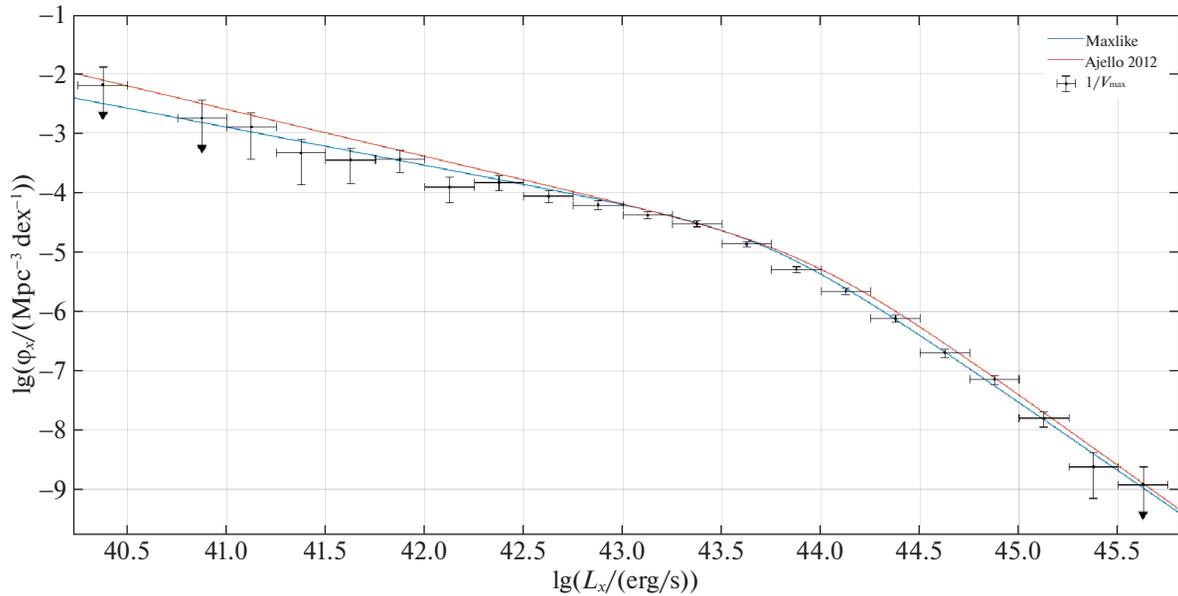
В работе Боннэ и др. (2015) была построена функция светимости галактик в  $K$ -полосе на основе выборки из 13325 близких галактик из того же обзора 2MASS, что и в настоящей работе. Хотя полученные нами значения модельных параметров близки к значениям, приведенным в статье (Боннэ и др., 2015) ( $\phi^* = 7.64^{+0.93}_{-0.83} \times 10^{-3} \text{Mpc}^{-3} \text{dex}^{-1}$ ,  $\alpha = -1.17 \pm 0.08$ ,  $\log(L^*/\text{эрг с}^{-1}) = 42.974 \pm 0.024$ ), из рис. 6 видно, что функция светимости галактик в близком ИК-диапазоне плохо описывается функцией Шехтера. Для малых светимостей это связано с тем, что в нашу выборку входят галактики как ранних (эллиптические и линзовидные), так и поздних (спиральные) типов, и было бы более правильно описывать функцию светимости суммой двух моделей Шехтера с разными параметрами (Боннэ и др., 2015). В яркой же части функции светимости наблюдаемое отклонение оценок по методу  $1/V_{\text{max}}$  от аналитической модели, вероятно, связано с тем, что заметная

часть галактик очень высокой светимости в обзоре 2MASS могут являться активными, и тогда в их светимость в  $K$ -полосе может вносить заметный вклад активное ядро (т.е. аккреция на СМЧД).

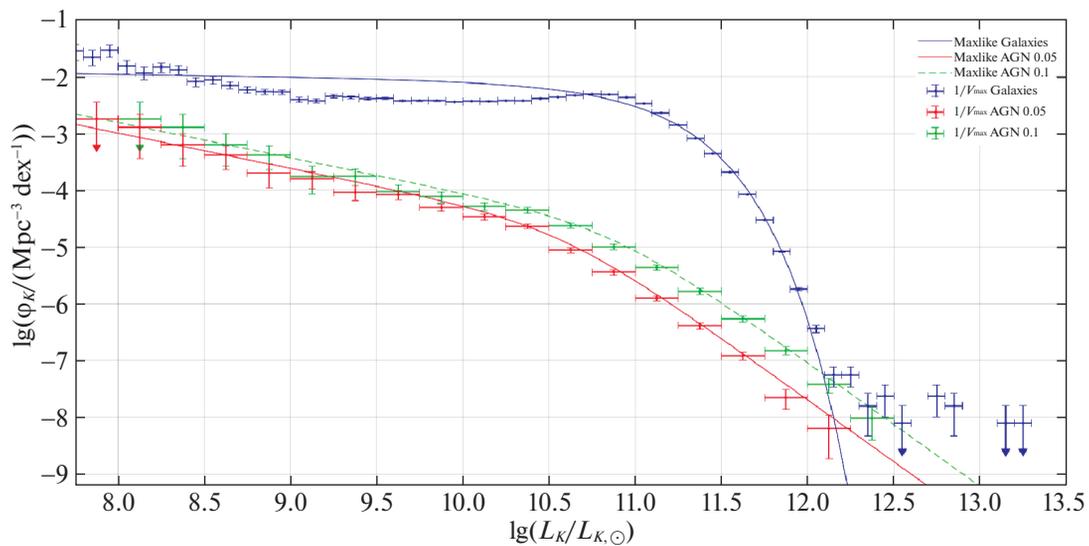
Чтобы оценить вклад АЯГ в яркую часть функции светимости галактик в  $K$ -полосе, можно воспользоваться корреляцией (1). Для этого надо просто сдвинуть найденную выше (по данным обзора Swift/ВАТ) функцию светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 5) на  $|\log(0.05)| \text{dex}$  влево вдоль оси светимостей. Полученная таким образом оценка вклада АЯГ в функцию светимости галактик в  $K$ -полосе показана красной линией на рис. 6. Видно, что учет этого вклада позволяет объяснить наблюдаемый изгиб функции светимости галактик выше  $L_K \sim 10^{12.5} L_{K,\odot}$  лишь частично. Скорее всего, это связано со значительной неопределенностью в доле болометрической светимости АЯГ, приходящейся на близкий ИК-диапазон. Так, если повторить оценку, увеличив коэффициент в формуле (1) с 0.05 до 0.1, то удастся значительно лучше описать загиб функции светимости галактик (см. зеленую линию на рис. 6).

Как следует из рис. 6, вплоть до светимостей  $L_K \sim 10^{12.5} L_{K,\odot}$  вклад АЯГ в функцию светимости галактик в  $K$ -полосе можно считать несущественным, т.е. на таких светимостях пространственная плотность обычных (пассивных) галактик оказывается значительно выше пространственной плотности АЯГ. Поэтому, так как в исследуемой выборке АЯГ (из обзора Swift/ВАТ) нет объектов с  $L_K > 10^{12.5} L_{K,\odot}$ , в дальнейшем мы можем не только ограничиться светимостями  $L_K < 10^{12.5} L_{K,\odot}$ , но и считать, что  $n_K(L_{K,g}) \approx n_K(L_K)$  для населения галактик (см. уравнение (2)).

Несмотря на то что простая модель Шехтера плохо подходит для описания функции светимости галактик в  $K$ -полосе, это никак не влияет на результаты нашего исследования, так как в дальнейшем используется лишь непараметрическое описание этой функции (дискретные оценки пространственной плотности галактик, полученные методом  $1/V_{\text{max}}$ ).



**Рис. 5.** Функция светимости АЯГ в жестком рентгеновском диапазоне (14–195 кэВ), полученная по данным 105-месячного обзора Swift/BAT методом  $1/V_{\max}$  (черные точки с погрешностями). Синей линией показана аппроксимация степенным законом с изломом, рассчитанная методом максимального правдоподобия. Для сравнения красной линией показана модель из работы (Айелло и др., 2012), полученная по данным 60-месячного обзора Swift/BAT.



**Рис. 6.** Функция светимости галактик в  $K$ -полосе по данным обзора 2MASS, полученная методом  $1/V_{\max}$  (синие точки с погрешностями), и ее аппроксимация функцией Шехтера, рассчитанная методом максимального правдоподобия (синяя линия). Также показаны оценки функции светимости АЯГ в  $K$ -полосе, полученные пересчетом соответствующей функции светимости в жестком рентгеновском диапазоне (рис. 5), используя корреляцию (1) (красная линия) и аналогичную зависимость, но с коэффициентом 0.1 (зеленая линия).

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АЯГ ПО ЭДДИНГТОНОВСКОМУ ОТНОШЕНИЮ

Переходим к непосредственной цели данной работы — исследованию распределения СМЧД по эддингтоновскому отношению и его зависимости от массы галактики.

### Отношение масса—светимость и функция звездной массы галактик

В первую очередь нам требуется перейти от светимости в близком ИК-диапазоне к массе звездного населения галактик. Как известно, отношение масса—светимость зависит от типа галактики. Так, для спиральных галактик в работе (Мак-

гаух, Шомберт, 2014) получено типичное значение  $M_*/L_K = 0.6 M_\odot/L_{K,\odot}$ , а в работе (Мартинссон и др., 2013) приведен диапазон значений  $M_*/L_K = (0.31 \pm 0.07) M_\odot/L_{K,\odot}$ . В статье (Бэлл и др., 2003) на рис. 20 приведена зависимость  $M_*/L_K$  от цвета  $B - R$  для галактик из обзора 2MASS (т.е. включены галактики разных типов). Эта зависимость слабая: у большинства галактик  $0.5 M_\odot/L_{K,\odot} < M_*/L_K < 1.2 M_\odot/L_{K,\odot}$ , а среднее значение составляет  $\approx 0.8 M_\odot/L_{K,\odot}$ . Опираясь на эти наблюдательные данные, мы будем в дальнейшем использовать постоянное значение

$$\frac{M_*}{L_{K,g}} = 0.6 \frac{M_\odot}{L_{K,\odot}}, \quad (6)$$

понимая, что это отношение в действительности может варьироваться на  $\sim 50\%$  для галактик исследуемой выборки.

В рамках этого предположения мы можем осуществить переход от функции светимости галактик в  $K$ -полосе  $n_K(L_{K,g}) \approx n_K(L_K)$  к функции звездной массы галактик  $n_m(M_*)$  простым сдвигом аргумента функции на  $\log(0.6)$ .

#### Эддингтоновское отношение

Интенсивность аккреции на СМЧД удобно описывать в терминах отношения болометрической светимости к эддингтоновскому пределу (эддингтоновского отношения):

$$\lambda_{\text{Edd}} \equiv \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (7)$$

где

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} \quad (8)$$

( $\text{эрг с}^{-1}$ ), а  $M_{\text{BH}}$  — масса черной дыры.

В работе Сазонов и др. (2012) на основе выборки АЯГ (в местном объеме Вселенной) из жесткого рентгеновского обзора обсерватории ИНТЕГРАЛ было показано, что светимость АЯГ в диапазоне энергии 17–60 кэВ составляет в среднем примерно  $1/9$  от их болометрической светимости. Предполагая (как мы уже делали раньше), что рентгеновские спектры АЯГ описываются степенным законом с наклоном  $\Gamma = 1.8$  и экспоненциальным завалом на энергии 200 кэВ, можно записать аналогичное соотношение для оценки болометрической светимости АЯГ по измеренной светимости в диапазоне энергий обзора Swift/BAT (14–195 кэВ):

$$L_{\text{bol}} \approx 4.5 L_X. \quad (9)$$

#### Расчет распределения галактик по $\lambda_{\text{Edd}}$

Наша цель состоит в определении вероятности  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  того, что СМЧД в ядре галактики с массой звездного населения  $M_*$  аккрецирует вещество в темпе  $\lambda_{\text{Edd}}$ . Эту величину можно найти так:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = \frac{n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})}{n_m(M_*)}, \quad (10)$$

где

$$n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}}) \equiv \frac{dN_{\text{gal}}/dV}{d \log \lambda_{\text{Edd}} d \log M_*} \quad (11)$$

есть пространственная плотность галактик, приходящихся на единичный логарифмический интервал  $\lambda_{\text{Edd}}$  и единичный логарифмический интервал  $M_*$  около заданных значений  $\lambda_{\text{Edd}}$  и  $M_*$  соответственно.

Расчет  $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$  осуществлялся методом  $1/V_{\text{max}}$ , где  $V_{\text{max}}$  — меньший из объемов  $V_{\text{max}}(L_{K,g})$  и  $V_{\text{max}}(L_X)$  для данного АЯГ. Применимость этого метода и связанные с ним неопределенности обсуждаются ниже. Из рис. 4 видно, что для АЯГ исследуемой выборки максимальный просматриваемый объем  $V_{\text{max}}$  в основном определяется чувствительностью жесткого рентгеновского обзора Swift/BAT, а не ИК-обзора 2MASS.

#### Учет неточности оценки звездных масс галактик с активными ядрами

Расчет величины  $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$  состоит из нескольких этапов:

1. Для каждого АЯГ (из 653) оценивается светимость звездного населения галактики в  $K$ -полосе  $L_{K,g}$  по формуле (2) с учетом предполагаемого вклада активного ядра в светимость галактики по формуле (1), а затем масса звездного населения  $M_*$  по формуле (1). На этом этапе для некоторых объектов получается  $L_{K,g} < 0$ , и такие, естественно, исключаются из дальнейшего рассмотрения.
2. Для каждого из оставшихся АЯГ рассчитывается  $D_{\text{max}}(L_{K,g})$  — максимальное расстояние, до которого этот объект был бы обнаружен в обзоре 2MASS, если бы у него не было активного ядра. Если  $D_{\text{max}}(L_{K,g})$  в результате оказывается меньше, чем расстояние  $D$  до объекта, то такой АЯГ исключается из дальнейшего рассмотрения.
3. Для каждого из отобранных на предыдущих этапах объектов определяется максимальный просматриваемый объем  $V_{\text{max}}(L_{K,g}, L_X) = \min(V_{\text{max}}(L_X), V_{\text{max}}(L_{K,g}))$ .

**Таблица 3.** Количество АЯГ с “точными” оценками массы СМЧД, полученными разными способами

Эхокартирование	По линии H $\alpha$	По линии H $\beta$	По дисперсии скоростей	Всего
39	179	149	164	332

Таким образом, получилось три группы АЯГ:  
 1) 536 объектов с  $D < D_{\max}(L_{K,g})$  и  $L_{K,g} > 0$ ,  
 2) 60 объектов с  $D > D_{\max}(L_{K,g})$  и  $L_{K,g} > 0$ ,  
 3) 57 объектов с  $L_{K,g} \leq 0$ .

Наличие объектов с  $L_{K,g} \leq 0$  указывает на то, что мы переоценили вклад активного ядра в светимость в  $K$ -полосе этих галактик. Ранее (рис. 3) мы уже отмечали, что оценки  $L_{K,AGN}$  характеризуются значительной неопределенностью. Чтобы учесть влияние этого фактора на результаты исследования, мы провели расчет  $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$  тремя способами.

Первый способ основан на описанном выше алгоритме, а именно учете вклада активного ядра в ИК-светимость галактики по формуле (1) и использовании в расчете подвыборки из 536 АЯГ с  $D < D_{\max}(L_{K,g})$  и  $L_{K,g} > 0$ . По всей видимости, при этом в среднем происходит некоторая недооценка звездных масс АЯГ.

Мы также сделали альтернативный расчет  $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$ , полностью пренебрегая вкладом активного ядра при расчете масс галактик, т.е. считая  $L_{K,g} = L_K$ . В таком варианте при расчете используется полная выборка из 653 АЯГ, но делается переоценка звездных масс галактик.

Наконец, был проведен расчет третьим способом, который является модификацией первого. А именно, для всех объектов, у которых  $L_{K,g} \leq 0$ , светимость галактики в  $K$ -полосе оценивалась как  $L_{K,g}^* = 0.5L_K$  (в остальных случаях, как и раньше,  $L_{K,g}^* = L_K - L_{K,AGN}$ ). В таком варианте итоговая выборка для расчета  $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$  составила 556 объектов (у 97 оставшихся  $D > D_{\max}(L_{K,g}^*)$ ).

Третий способ может считаться промежуточным между первым и вторым, которые, по всей видимости, дают крайние оценки  $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$ .

Погрешности величины  $n_{ml}(M_*, \lambda_{Edd})$  в каждом заданном интервале значений  $M_*$  и  $\lambda_{Edd}$  рассчитывались как  $\Delta_{\text{tot}} = \sqrt{\Delta_{\text{stat}}^2 + \Delta_{\text{syst}}^2}$ . Статистическая погрешность  $\Delta_{\text{stat}}$  оценивалась как  $\sqrt{\sum 1/V_{\text{max}}^2}$ , а систематическая (погрешность метода)  $\Delta_{\text{syst}}$  — как разность между крайними оценками, полученными первым и вторым способами оценки вклада АЯГ, описанными выше. Итоговая ошибка величины  $f(\lambda_{Edd}|M_*)$  вычислялась согласно определению

(10), как  $\Delta f \approx \Delta n_{ml}/n_m + \Delta n_m \frac{n_{ml}}{n_m^2}$ , т.е. погрешность функции звездной массы галактик  $n_m(M_*)$  считалась пренебрежимо малой.

*Оценка масс сверхмассивных черных дыр*

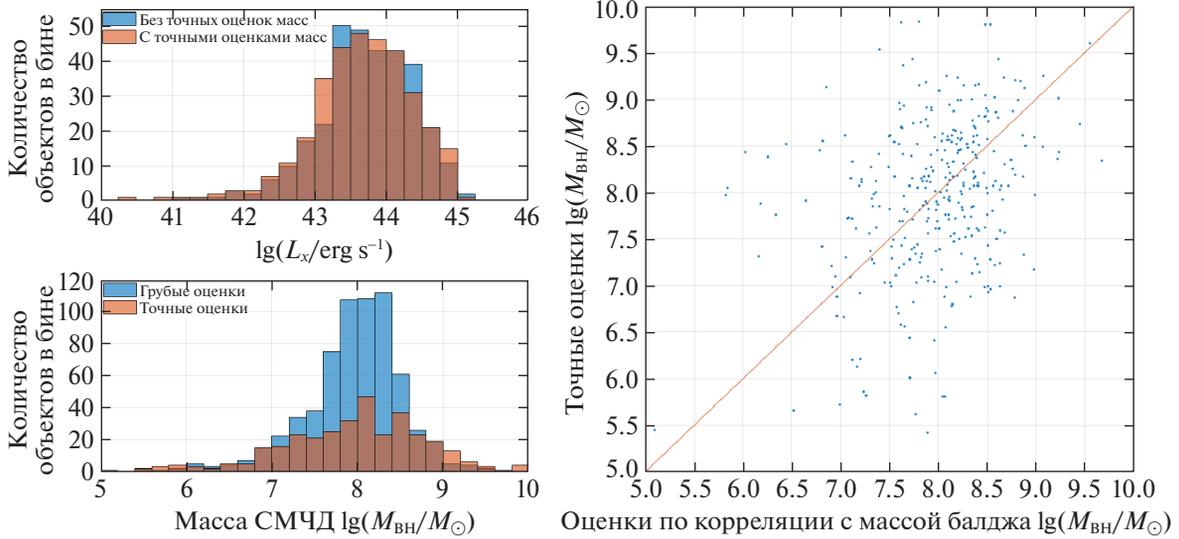
Несмотря на то что используемая в настоящей работе выборка АЯГ из обзора Swift/BAT состоит из относительно близких объектов ( $z < 0.15$ ) и достаточно хорошо изучена, оценки масс черных дыр в этих объектах характеризуются значительной неопределенностью. Чтобы оценить влияние этого фактора на результаты исследования, мы использовали два типа оценки  $M_{BH}$  для АЯГ выборки.

Во-первых, для всех АЯГ значения  $M_{BH}$  были оценены по известной корреляции массы СМЧД со светимостью звездного балджа в  $K$ -полосе  $L_{K,b}$  (т.е., по сути, по корреляции с массой балджа, Корменди, Хо, 2013):

$$\frac{M_{BH}}{10^9 M_{\odot}} = 0.544 \left( \frac{L_{K,b}}{10^{11} L_{K,\odot}} \right)^{1.22}. \quad (12)$$

При этом светимость балджа оценивалась как  $L_{K,b} = P_b L_{K,g}$ , где  $P_b$  — доля балджа в полной массе звездного населения галактики. Последняя зависит от морфологического типа галактики. Следует иметь в виду также, что соотношение (12) получено для галактик с классическими балджами, а его применение в случае галактик с псевдобалджами может приводить к существенной ошибке при оценивании масс черных дыр (Корменди, Хо, 2013). Из-за недостатка информации о морфологии исследуемых объектов мы зафиксировали  $P_b$  на значении 0.25 для всех АЯГ из обзора Swift/BAT. Отметим, что для эллиптических галактик  $P_b = 1$ , для галактик S0–Sb  $P_b \approx 0.25–0.2$ , для галактик Sc  $P_b \approx 0.08$  (см., например, Лорикайнен и др., 2007, 2010; Грэхам, Ворли, 2008). Далее оценки по формуле (12) называются “грубыми оценками”.

Во-вторых, мы использовали для АЯГ оценки  $M_{BH}$ , полученные более точными методами, из статей (Косс и др., 2017) и (Марчесини и др., 2019) (см. табл. 3). Такие оценки (далее “точные оценки”) существуют примерно для половины исследуемой выборки АЯГ, а именно, для 332 из 653 объектов. При наличии нескольких разных оценок  $M_{BH}$  мы



**Рис. 7.** Вверху слева: Распределение по жесткой рентгеновской светимости  $L_X$  АЯГ, для которых имеется только оценка массы СМЧД по светимости галактики в  $K$ -полосе (“грубая оценка”) (321 из 653 объектов), и тех, для которых имеются более точные оценки масс СМЧД (332 из 653 объектов). Ширина интервалов составляет 0.25 порядка величины. Внизу слева: Распределение по  $M_{\text{ВН}}$  грубых оценок массы СМЧД для всех АЯГ выборки и более точных оценок для подвыборки из 332 объектов. Ширина интервалов составляет 0.2 порядка величины. Справа: Сравнение грубых и точных оценок  $M_{\text{ВН}}$  для подвыборки из 332 АЯГ.

отдавали предпочтение тем, которые получены методом эхокартирования, и далее в порядке приоритета: оценкам по ширине и светимости широкой эмиссионной линии  $\text{H}\alpha$ , по ширине эмиссионной линии  $\text{H}\beta$  и светимости в оптическом континууме, по корреляции массы СМЧД с дисперсией скоростей звезд в галактиках.

На рис. 7 (наверху слева) показано распределение по жесткой рентгеновской светимости АЯГ, для которых имеются только грубые оценки масс СМЧД, и АЯГ, для которых имеются точные оценки. Как видим, доля АЯГ с точными оценками в исследуемой выборке практически не зависит от  $L_X$ . На том же рисунке (снизу слева) показано распределение грубых и точных оценок  $M_{\text{ВН}}$ . Видно, что второе распределение более широкое (если, например, ориентироваться на ширину распределения на его полувысоте), чем первое.

Существующая неопределенность в оценках масс СМЧД для выборки АЯГ лучше всего демонстрируется диаграммой, представленной справа на рис. 7, где напрямую сравниваются грубые и точные оценки  $M_{\text{ВН}}$  для подвыборки из 332 АЯГ. Наблюдается большой разброс: среднеквадратичное отклонение между логарифмами грубых и точных оценок составляет 0.86 dex.

Чтобы учесть влияние неопределенности в оценках масс СМЧД в АЯГ на результаты нашего исследования, мы провели расчет  $n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}})$  тремя способами (в дополнение к описанным в предыдущем подразделе трем разным вариантам

учета активного ядра при вычислении массы звездного населения).

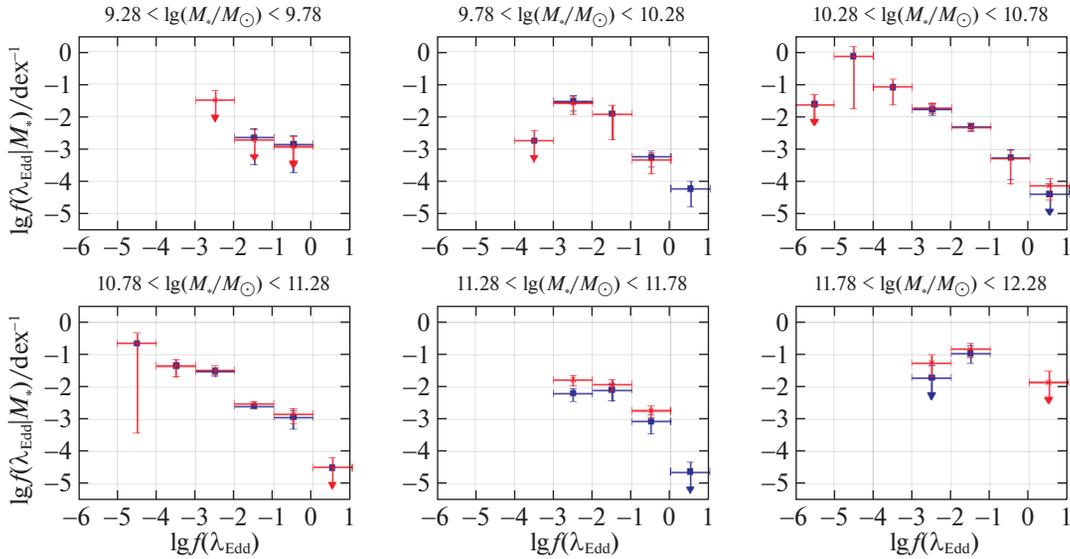
Первый вариант заключается в использовании грубых оценок  $M_{\text{ВН}}$  для всей выборки АЯГ (653 объекта). Второй — в использовании только точных оценок для подвыборки из 332 объектов. Основанием для применимости такого подхода служит ранее отмеченное обстоятельство (рис. 7), что доля АЯГ исследуемой выборки, для которых имеются точные оценки масс СМЧД, практически не зависит от рентгеновской светимости, т.е. не наблюдается заметного эффекта селекции относительно этой характеристики. Однако в таком случае при вычислении  $n_{ml}$  требуется ввести коэффициент неполноты  $\kappa = 653/332$ :

$$n_{ml}(M_*, \lambda_{\text{Edd}}) = \kappa \sum_i \frac{1}{V_{\text{max},i}}. \quad (13)$$

Суммирование в формуле (13) ведется по всем АЯГ в заданном интервале по  $M_*$  и  $\log \lambda_{\text{Edd}}$ . Соответственно статистические ошибки считаются как  $\pm \sqrt{\kappa \sum 1/V_{\text{max},i}^2}$ .

Третий способ (“смешанные оценки”) основан на использовании точных оценок  $M_{\text{ВН}}$  для подвыборки из 332 АЯГ и грубых оценок для оставшегося 321 объекта выборки.

Что касается применимости метода  $1/V_{\text{max}}$ , то при первом способе оценки масс СМЧД в качестве  $V_{\text{max}}$  следует использовать объем, в котором могут



**Рис. 8.** Зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  для разных интервалов по массе звездного населения галактики  $M_*$ , рассчитанная методом  $1/V_{\text{max}}$ . Сравниваются результаты, полученные при использовании двух крайних способов учета активного ядра при вычислении  $M_*$ : первого (основанного на величине  $L_{K,g}$ , синие точки) и второго (основанного на  $L_K$ , красные точки). В обоих случаях использовались смешанные (грубые и точные) оценки масс СМЧД.

быть обнаружены все АЯГ с заданными значениями  $L_{K,g}$  (либо, что полностью аналогично,  $L_{K,g}^*$ ) и  $\lambda_{\text{Edd}}$ . А так как при грубой оценке массы СМЧД рентгеновская светимость  $L_X$  однозначно определяется через  $L_{K,g}$  и  $\lambda_{\text{Edd}}$ , то это эквивалентно объему, в котором могут быть обнаружены все АЯГ с данными  $L_{K,g}$  и  $L_X$ . Для второго способа просматриваемый объем для каждого АЯГ с точной  $M_{\text{BH}}$  можно полагать таким же, как и в первом способе, но (предполагая, что в этом объеме  $\lambda_{\text{Edd}}$  для АЯГ без точной  $M_{\text{BH}}$  распределены так же, как для объектов с точными оценками  $M_{\text{BH}}$ , опираясь на верхнюю левую гистограмму на рис. 7) считать, что в нем содержится в  $\kappa$  раз больше объектов. Третий способ предполагает брать просматриваемый объем таким же, как и в первом способе. Здесь поправку на неполноту делать не нужно, так как неполнота объектов с точными оценками в конкретном объеме компенсируется объектами с грубыми оценками.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 показаны результаты расчета зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  в шести интервалах по массе звездного населения галактик шириной  $0.5 \text{ dex}$  от  $\log(M_*/M_\odot) = 9.28$  до  $12.28$ . Этот диапазон определяется границами диапазона значений светимости в  $K$ -полосе для АЯГ исследуемой выборки ( $8.5 < \log(L_K/L_{K,\odot}) < 12.5$ , см., например, рис. 1) и коэффициентом пересчета  $L_{K,g}$  в  $M_*$  в формуле (6), только мы дополнительно ограничили диапазон

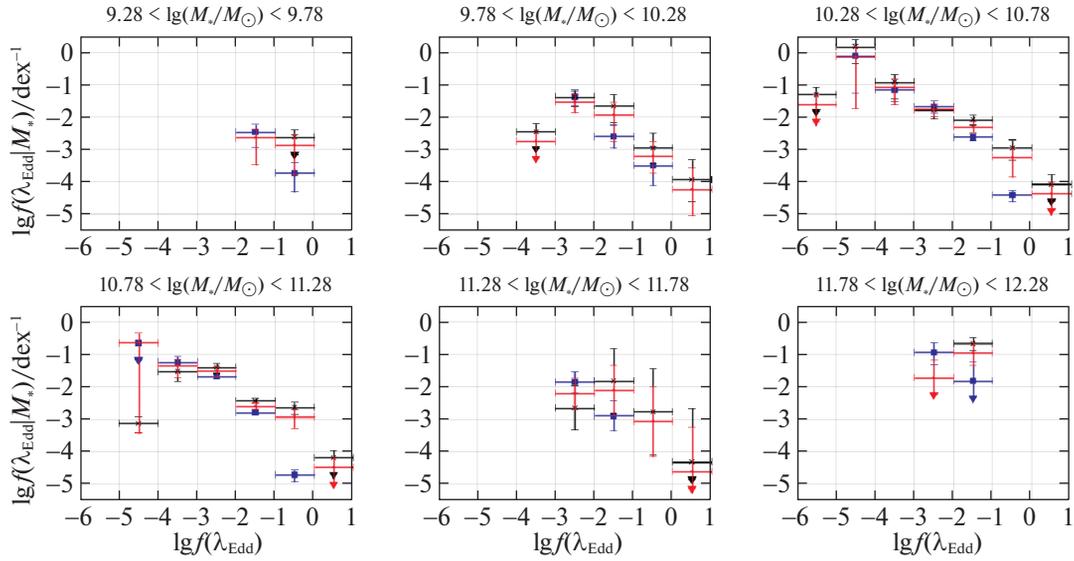
по светимости снизу на  $\log(L_{K,g}/L_{K,\odot}) = 9.5$ , так как ниже этого значения в нашей выборке есть только один АЯГ. Разными цветами на рисунке показаны зависимости, получающиеся при использовании двух крайних способов учета активного ядра при вычислении массы звездного населения галактик: первого (когда  $M_*$  оценивается по  $L_{K,g}$ ) и второго (когда вместо  $L_{K,g}$  используется полная светимость галактики  $L_K$ ). При этом для расчета  $\lambda_{\text{Edd}}$  использовались смешанные оценки  $M_{\text{BH}}$  (третий способ).

В большинстве интервалов по  $\log M_*$  отчетливо просматривается спадающий тренд  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ , причем неопределенность, связанная с влиянием активного ядра на светимость галактик в  $K$ -полосе, не сильно влияет на вид зависимости.

На рис. 9 показаны аналогичные зависимости, полученные при использовании промежуточного метода учета активного ядра при вычислении массы звездного населения галактик (с использованием величины  $L_{K,g}^*$ ) и трех разных способов оценивания масс СМЧД, а именно по грубым, точным и смешанным оценкам  $M_{\text{BH}}$ . Виден существенный разброс значений, связанный с неопределенностью оценок  $M_{\text{BH}}$  для исследуемой выборки АЯГ.

Учитывая спадающий характер зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ , мы попытались описать ее степенным законом с наклоном и нормировкой, не зависящими от массы звездного населения:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = A\lambda_{\text{Edd}}^\gamma. \quad (14)$$



**Рис. 9.** То же, что на рис. 8, но для разных типов оценки масс СМЧД: грубых (синий), точных (черный) и смешанных (красный). Везде использовался промежуточный вариант учета активного ядра (с использованием величины  $L_{K,g}^*$ , см. текст) при вычислении масс звездного населения.

Аппроксимация осуществлялась с помощью критерия  $\chi^2$  по точкам, оцененным методом  $1/V_{\max}$ , с учетом соответствующих погрешностей. Расчет проводился с использованием промежуточного метода учета вклада активного ядра в ИК-светимость галактик и с учетом систематической неопределенности, связанной с этим (как было описано в подразделе “Учет неточности оценки звездных масс галактик с активными ядрами”).

Здесь и далее было решено использовать только диапазон  $\log \lambda_{\text{Edd}} > -3$ , так как при меньших значениях эддингтоновского отношения ожидается сглаживание степенного тренда, как, например, отмечено в работах Георгакакис и др. (2014), Эирд и др. (2018) для более ранней Вселенной, или даже некий завал. В полученных нами зависимостях (см. рис. 8 и 9) этот тренд тоже просматривается в интервалах по  $M_*$ , где есть точки с  $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$ , т.е.  $10.28 < \log(M_*/M_\odot) < 10.78$  и  $10.78 < \log(M_*/M_\odot) < 11.28$ . Однако на основе имеющихся данных сложно сказать что-то более конкретное о характере зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  при  $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$ . Этот вопрос будет интересно исследовать в будущем на основе выборок АЯГ большего размера.

Аппроксимация проводилась отдельно для трех вариантов зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ : основанной на грубых, точных и смешанных оценках  $M_{\text{BH}}$ , причем в первом случае использовалось разбиение на интервалы по 0.5 dex по  $\lambda_{\text{Edd}}$ , а в двух остальных — по 1 dex. Результаты моделирования показаны на рис. 10 и рис. 11, а соответствующие значения параметров степенной зависимости приведены в табл. 4.

Как видно из таблицы и графиков, единая степенная модель хорошо описывает зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ , полученную на основе смешанных оценок  $M_{\text{BH}}$ , но значительно хуже — зависимости, рассчитанные на основе грубых либо точных оценок. При этом значительно варьируются и полученные значения параметров.

На следующем шаге мы попробовали добавить к степенной зависимости от  $\lambda_{\text{Edd}}$  экспоненциальный завал на больших  $\lambda_{\text{Edd}}$ , т.е. описать данные аналогом функции Шехтера:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = A \left( \frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right)^\gamma \exp \left( -\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right), \quad (15)$$

а затем еще и степенную зависимость от массы звездного населения:

$$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) = B \left( \frac{M}{M'} \right)^\theta \left( \frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right)^\gamma \exp \left( -\frac{\lambda_{\text{Edd}}}{\lambda_{\text{Edd}}^*} \right), \quad (16)$$

где  $M' = 10^{11} M_\odot$ . Результаты аппроксимации этими моделями показаны на тех же рис. 10 и 11, а соответствующие значения параметров приведены в табл. 5 и 6.

Для сравнения моделей был использован скорректированный критерий Акаике для распределения  $\chi^2$ :

$$AIC_c = 2k + \chi^2 + \frac{2k(k+1)}{n-k-1}, \quad (17)$$

где  $k$  — количество параметров модели,  $n$  — количество точек, а  $\chi^2$  — хи-квадрат модели. Чем меньше значение  $AIC_c$ , тем лучше модель. Полученные

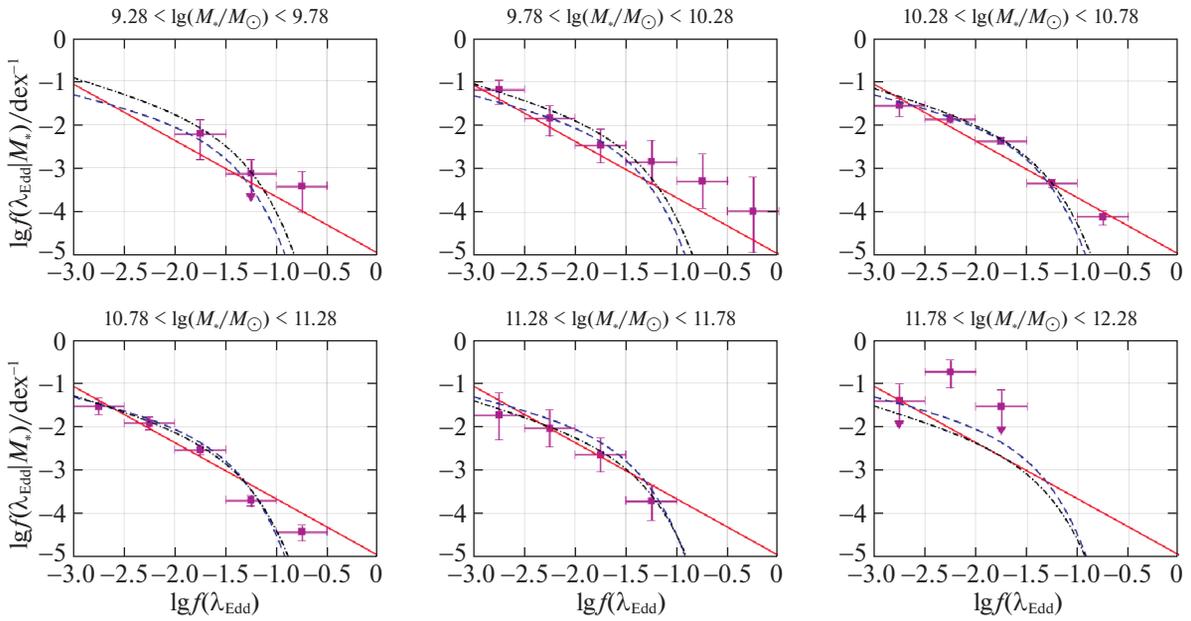


Рис. 10. Зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ , рассчитанная методом  $1/V_{\text{max}}$  с использованием грубых оценок  $M_{\text{BH}}$ , и результат ее аппроксимации разными моделями: степенной зависимостью с единичными (не зависящими от  $M_*$ ) параметрами (красная сплошная линия), функцией Шехтера по  $\lambda_{\text{Edd}}$  с единичными параметрами (синяя штриховая линия) и функцией Шехтера по  $\lambda_{\text{Edd}}$  при степенной зависимости нормировки от  $M_*$  (черная пунктирная линия).

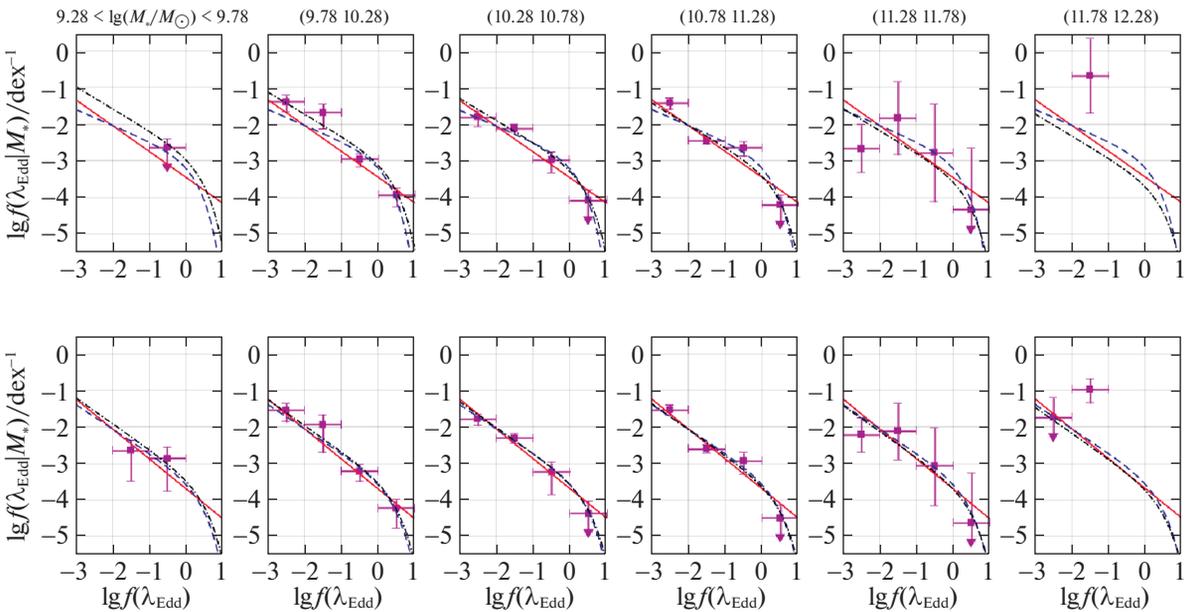


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но при использовании точных (верхний ряд графиков) и смешанных (нижний ряд графиков) оценок  $M_{\text{BH}}$ .

значения  $AIC_c$  для всех использованных моделей приведены в предпоследних строках табл. 4, 5 и 6.

Основываясь на этих значениях, можно заключить, что добавление экспоненциального завала к степенной зависимости от  $\lambda_{\text{Edd}}$  улучшает качество аппроксимации при использовании грубых оценок  $M_{\text{BH}}$ . Для точных оценок  $M_{\text{BH}}$  улучшение оказывается менее значительным, а для смешанных введение нового параметра не приводит к улучше-

нию. Добавление степенной зависимости от массы звездного населения галактики еще несколько улучшает качество аппроксимации в случае грубых оценок  $M_{\text{BH}}$ , но не приводит к улучшениям в случае точных и смешанных оценок  $M_{\text{BH}}$ .

Байесовский информационный критерий  $BIC = k \ln n + \chi^2$  дает аналогичные результаты (нижние строки табл. 4, 5 и 6), за исключением незначительного улучшения аппроксимации для точных оценок

**Таблица 4.** Результаты аппроксимации зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  степенным законом по  $\lambda_{\text{Edd}}$  с не зависящими от  $M_*$  параметрами (формула (14)), для разных оценок масс СМЧД. Приведены наиболее вероятные значения параметров и (в скобках)  $1\sigma$ -доверительные интервалы

Параметр аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(A/\text{dex}^{-1})$	-5.07 (-5.19, -4.95)	-3.55 (-3.66, -3.45)	-3.79 (-3.93, -3.68)
Наклон $\gamma$	-1.3 (-1.36, -1.24)	-0.71 (-0.77, -0.65)	-0.82 (-0.91, -0.76)
$\chi^2$ в минимуме	35.78	28.1	15
Количество степеней свободы $n - k$	24	14	18
$AIC_c$	40.3	33.02	19.7
$BIC$	42.29	33.65	20.99

**Таблица 5.** Результаты аппроксимации зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  функцией Шехтера по  $\lambda_{\text{Edd}}$  с не зависящими от  $M_*$  параметрами (формула (15)), для разных оценок масс СМЧД

Параметры аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(A/\text{dex}^{-1})$	-2.13 (-2.35, -1.96)	-3.07 (-3.35, -2.85)	-3.72 (-4.28, -3.35)
Наклон $\gamma$	-0.56 (-0.72, -0.39)	-0.44 (-0.54, -0.33)	-0.67 (-0.79, -0.55)
$\log \lambda_{\text{Edd}}^*$	-1.68 (-1.77, -1.58)	0.16 (-0.04, 0.34)	0.35 (0.02, 0.8)
$\chi^2$ в минимуме	17.3	18.65	12.34
Количество степеней свободы $n - k$	23	13	17
$AIC_c$	24.39	26.65	19.84
$BIC$	27.07	26.96	21.33

**Таблица 6.** Результаты аппроксимации зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  степенным законом по  $M_*$  и функцией Шехтера по  $\lambda_{\text{Edd}}$  (формула (16)), для разных оценок масс СМЧД

Параметры аппроксимации	По грубым оценкам	По точным оценкам	По смешанным оценкам
Нормировка $\log(B/\text{dex}^{-1})$	-2.34 (-2.82, -2.02)	-3.53 (-4.34, -2.36)	-3.89 (-5.36, -3.26)
Наклон $\theta$	-0.24 (-0.38, -0.1)	-0.33 (-0.51, -0.08)	-0.1 (-0.26, 0.05)
Наклон $\gamma$	-0.7 (-0.95, -0.46)	-0.6 (-0.74, -0.45)	-0.71 (-0.88, -0.54)
$\log \lambda_{\text{Edd}}^*$	-1.61 (-1.76, -0.37)	0.35 (-0.2, 1.04)	0.43 (-0.16, 1.8)
$\chi^2$ в минимуме	11.17	15.15	11.37
Количество степеней свободы $n - k$	22	12	16
$AIC_c$	21.08	26.78	22.04
$BIC$	24.2	26.24	23.36

масс  $M_{\text{ВН}}$  при введении степенной зависимости от  $M_*$ .

Также можно обратить внимание на значительные погрешности у параметров  $\gamma$  и  $\lambda_{\text{Edd}}^*$  при аппроксимации зависимостей  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  функцией Шехтера, особенно в случае модели (16). Наклон  $\theta$  для этой модели, примененной к смешанным оценкам  $M_{\text{ВН}}$ , согласуется с нулем; для других выборок (грубых и точных оценок  $M_{\text{ВН}}$ ) зависимость от массы звездного населения также слабая.

Суммируя полученные результаты, можно отметить, что добавление экспоненциального завала к степенной зависимости от  $\lambda_{\text{Edd}}$  приводит к значительному улучшению качества аппроксимации только при использовании грубых оценок  $M_{\text{ВН}}$ , причем в таком случае наклон зависимости (ниже завала) хорошо согласуется с наклоном зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  в случае точных либо смешанных оценок  $M_{\text{ВН}}$  (для всех моделей). Таким образом, наклон зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  можно считать надежно измеренным в интервале  $\log \lambda_{\text{Edd}}$  от  $-3$  до  $-1.5$ :  $\gamma = -0.7 \pm 0.15$ . В то же время положение завала при  $\lambda_{\text{Edd}} \sim 1$  (в районе критического темпа аккреции) пока нельзя считать достоверно найденным из-за наличия значительных систематических неопределенностей (в основном связанных с оценкой масс СМЧД).

Измеренный в данной работе наклон зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  для местного объема Вселенной согласуется, с учетом погрешностей, с оценкой, полученной ранее в работе (Эирд и др., 2012) для Вселенной на  $0.2 < z < 1$ :  $\gamma = -0.65 \pm 0.04$ . Кроме того, полученное здесь значение нормировки степенной зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}) \log A = -3.79$  ( $-3.93, -3.68$ ) dex тоже согласуется с нормировкой из упомянутой работы  $\log A_{z=0} = -3.86 \pm 0.1$  dex, если учесть поправку на эволюцию по приведенной в той же статье формуле  $A_z = A_{z=0.6} ((1+z)/(1+0.6))^{3.47 \pm 0.5}$ , где  $\log A_{z=0.6} = -3.15 \pm 0.08$  dex.

*Среднее время роста и цикл активности СМЧД в современную эпоху*

Полученная зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  характеризует распределение текущих темпов аккреции вещества на сверхмассивные черные дыры в местном объеме Вселенной ( $z < 0.15$ ), по сути являясь мгновенным “снимком” процесса аккреции на черные дыры в ядрах галактик. На основе этой зависимости можно сделать вывод относительно среднего темпа роста СМЧД в современную эпоху. Действительно, хотя истории роста разных черных дыр могли сильно отличаться друг от друга, в качестве первого приближения можно считать, что распределение мгновенных темпов аккреции ( $\lambda_{\text{Edd}}$ ) данной

конкретной черной дыры на большом интервале времени (порядка 1–2 млрд лет, т.е. исследуемого в данной работе промежутка времени между эпохами  $z = 0.15$  и  $z = 0$ ) примерно соответствует современному распределению  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  для населения СМЧД в целом.

Определим характерное время роста черной дыры  $\tau$  как

$$\int_0^\tau \frac{\dot{M}_{\text{ВН}}}{M_{\text{ВН}}} dt = 1, \quad (18)$$

где

$$\frac{\dot{M}_{\text{ВН}}}{M_{\text{ВН}}} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2 M_{\text{ВН}}} = 7.3 \times 10^{-16} \lambda_{\text{Edd}} \quad (19)$$

( $c^{-1}$ ),  $\eta = 0.1$  — предполагаемая энергетическая эффективность аккреции на СМЧД,  $c$  — скорость света в вакууме. Здесь использовались соотношения (7) и (8).

Введя определение среднего темпа аккреции в единицах эддингтоновского отношения

$$\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle \equiv \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \lambda_{\text{Edd}} dt, \quad (20)$$

получаем

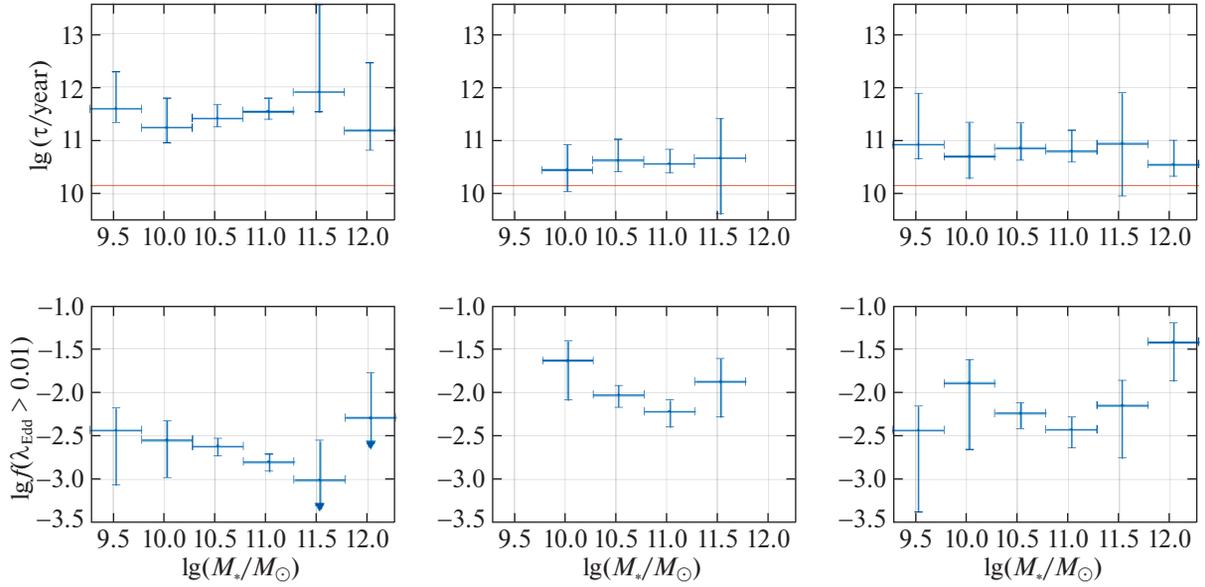
$$\tau = 4.4 \times 10^7 \langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle^{-1} \quad (21)$$

(лет), где вместо усреднения по времени может использоваться (в соответствии со сделанным выше предположением) усреднение по современному населению СМЧД:

$$\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda_{\text{Edd}}) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}. \quad (22)$$

Мы рассчитали величину  $\tau$  по дискретным зависимостям  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ , представленным на рис. 9, в отдельных интервалах массы звездного населения галактик, используя, как и раньше, разные типы оценок масс СМЧД (грубые, точные и смешанные). Величина  $\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle$  вычислялась суммированием по интервалам  $\lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ , а соответствующие оценки сверху и снизу считались как  $\sum_i (f(\lambda_{\text{Edd},i}) + \Delta f_i) \lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$  и  $\sum_i (f(\lambda_{\text{Edd},i}) - \Delta f_i) \lambda_{\text{Edd},i} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ , где  $\Delta f_i$  — полная ошибка в интервале, включающая в себя статистическую и систематическую (связанную с учетом вклада активного ядра в ИК-светимость галактики).

Результаты расчета представлены на рис. 12 вверху. Как видим, в пределах погрешностей характерное время роста СМЧД не зависит от массы звездного населения галактик и как минимум в несколько раз, а может быть и на порядок (в зависимости от того, какой тип оценок  $M_{\text{ВН}}$  используется), превышает время жизни Вселенной.



**Рис. 12.** Вверху: Характерное время роста СМЧД в современную эпоху в зависимости от массы звездного населения галактик, при использовании в расчете грубых (слева), точных (в центре) и смешанных (справа) оценок масс СМЧД, предполагая, что энергетическая эффективность аккреции составляет  $\eta = 0.1$  (при другом значении  $\eta$  это время изменится пропорционально). Горизонтальная красная линия соответствует хаббловскому времени  $t_H = 13.7$  млрд лет. Внизу: Цикл активности в современную эпоху в зависимости от  $M_*$ , при использовании в расчете грубых (слева), точных (в центре) и смешанных (справа) оценок масс СМЧД. При  $\eta$ , отличном от 0.1, цикл активности изменится обратно пропорционально  $\eta$ .

Далее были произведены расчеты  $\tau$  по аналитической модели  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ . Здесь нахождение  $\langle \lambda_{\text{Edd}} \rangle$  сталкивается с проблемой при интегрировании по  $\log \lambda_{\text{Edd}}$  в бесконечных пределах, как этого требует процедура усреднения (22). При интегрировании до  $+\infty$  проблему расходимости степенной зависимости решает экспоненциальный завал, который в случае грубых оценок находится в интервале  $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (-1.77, -1.58)$ , а для точных и смешанных —  $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (0, 1)$ . Существование завала на  $\log \lambda_{\text{Edd}}^* \in (0, 1)$  подтверждается и работами по более ранней Вселенной (см., например, Эирд и др., 2018). При приближении к  $-\infty$  поведение  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  неизвестно, но рис. 9 показывает, что эта зависимость выходит на плато или в крайнем случае имеет значительно меньший наклон при  $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$ . Из этого можно заключить, что значение интеграла  $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{true}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$  лежит между  $\int_{-3}^{+\infty} f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$  и  $\int_{-\infty}^{+\infty} f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) \lambda_{\text{Edd}} d \log \lambda_{\text{Edd}}$ , где  $f_{\text{true}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  обозначает истинное распределение  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$ , а  $f_{\text{model}}(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  аналитическую модель на основе ограниченных по  $\lambda_{\text{Edd}}$  данных. Неопределенность в  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  при малых  $\lambda_{\text{Edd}}$  оказывает значительное влияние на оценки  $\tau$  по аналитической модели, однако связанная с этим погрешность не превышает полпорядка величины. Неопределенности в параметрах модели для

$f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  вносят дополнительный весомый вклад в погрешность оценки  $\tau$ .

Если взять за основу аналитическую модель (15) с параметрами из табл. 5, то получим следующие результаты. Для грубых оценок  $M_{\text{ВН}} \tau = 3.3 (2.7, 4.8) \times 10^{11}$  лет, для точных —  $\tau = 5.2 (4.4, 6.4) \times 10^{10}$  лет, для смешанных —  $\tau = 0.9 (0.7, 1.1) \times 10^{11}$  лет. Таким образом, при использовании степенной модели с экспоненциальным завалом на больших  $\lambda_{\text{Edd}}$  получающиеся результаты хорошо согласуются с теми, которые были получены выше (рис. 12 вверху) интегрированием дискретной функции  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ .

Наконец необходимо отметить, что все приведенные выше значения  $\tau$  были получены в предположении, что энергетическая эффективность аккреции составляет 10%, что соответствует стандартной аккреции на медленно вращающуюся черную дыру (Шакура, Сюняев, 1973). При другом значении параметра  $\eta$  характерное время роста СМЧД изменится пропорционально.

Далее можно рассчитать, аналогично статье (Эирд и др., 2018), “цикл активности” СМЧД:

$$f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*) = \int_{-2}^{+\infty} f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*) d \log \lambda_{\text{Edd}}, \quad (23)$$

т.е. долю галактик в современную эпоху, в которых СМЧД аккрецируют вещество с темпом как минимум в 1% от критического (предполагая, что аккреция происходит посредством стандартного диска).

Мы оценили  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$ , используя дискретные зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  в отдельных интервалах по  $M_*$ . Результаты, полученные для разных типов оценок  $M_{\text{BH}}$ , показаны на рис. 12. Мы видим, что цикл активности оказывается  $\sim 0.2\text{--}1\%$  и не зависит, в пределах погрешностей, от массы звездного населения галактик.

Мы дополнительно оценили цикл активности  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$  на основе аналитических моделей (15). В результате для грубых оценок  $M_{\text{BH}}$   $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.2$  (0.18, 0.23)%, для точных —  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.61$  (0.53, 0.71)%, для смешанных —  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01) = 0.44$  (0.37, 0.5)%. Эти результаты хорошо согласуются с оценками  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*)$  на основе дискретных зависимостей  $f(\lambda_{\text{Edd}})$ .

В работе Эирд и др. (2018) был сделан вывод, что  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$  растет с увеличением  $M_*$  для галактик с активным звездообразованием на  $z \gtrsim 0.5$ . При этом такой зависимости не было обнаружено для галактик с низким темпом звездообразования (на тех же красных смещениях), за исключением уменьшения  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$  при  $11 < \log(M_*/M_\odot) < 11.5$ . В диапазоне красных смещений  $z < 0.5$  погрешности измерений в работе Эирд и др. (2018) не позволяют сделать вывод о зависимости цикла активности от  $M_*$ , однако из рис. 6 видно, что при малых  $z$  для всех представленных  $M_*$   $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01)$  сходится к величине 0.5–1%, что хорошо согласуется с нашими результатами. Таким образом, зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}} > 0.01|M_*)$  могла испытать заметную эволюцию за последние несколько миллиардов лет.

Отметим, что при отличии энергетической эффективности аккреции  $\eta$  от 10%, все приведенные выше оценки цикла активности СМЧД изменятся обратно пропорционально  $\eta$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было изучено распределение темпов аккреции в АЯГ местного объема Вселенной ( $z < 0.15$ ) на основе однородных (вне плоскости Галактики) обзоров неба в близком ИК (2MASS) и жестком рентгеновском (Swift/BAT) диапазонах энергий. Использование достаточно точных оценок масс СМЧД позволило лучше оценить эддингтоновское отношение  $\lambda_{\text{Edd}}$  примерно для половины объектов выборки АЯГ, для остальных объектов использовалась менее точная оценка по корреляции  $M_{\text{BH}}$  с массой звездного населения

галактики  $M_*$ . В результате для широкого диапазона масс галактик  $9.28 < \log(M_*/M_\odot) < 12.28$ , включающего самые массивные галактики в местной Вселенной, были получены следующие результаты:

1. Распределение  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  выше  $\log \lambda_{\text{Edd}} = -3$  описывается степенным законом с независимыми от  $M_*$  параметрами и спадает с характерным наклоном  $\approx -0.7$  вплоть до эддингтоновского предела ( $\log \lambda_{\text{Edd}} \sim 0$ ), где есть указание на завал.
2. Получено указание на то, что при  $\log \lambda_{\text{Edd}} < -3$  зависимость  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  имеет меньший наклон или выходит на плато.
3. Сделана оценка характерного времени роста СМЧД в современную эпоху. Оказалось, что оно не зависит (в пределах погрешностей) от массы звездного населения галактик и превышает время жизни Вселенной, но не более чем на порядок величины.
4. Сделана оценка среднего цикла активности СМЧД (доли объектов с  $\lambda_{\text{Edd}} > 0.01$ ) в современную эпоху. Оказалось, что он тоже не зависит (в пределах погрешностей) от  $M_*$  и составляет 0.2–1%.

В целом эти результаты, полученные для современной эпохи, подтверждают тенденции, отмеченные в предыдущих работах для более ранней Вселенной, уточняя параметры зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}}|M_*)$  на  $z < 0.15$ . По всей видимости, выявленный универсальный (слабо зависящий от массы звездного населения галактики) характер зависимости  $f(\lambda_{\text{Edd}})$  связан с тем, что основной рост СМЧД пришелся на ранние эпохи в жизни Вселенной, а в настоящее время эпизоды аккреции вещества на СМЧД в основном связаны со стохастическими процессами в ядрах галактик, а не с глобальными процессами эволюции галактик.

Исследование поддержано грантом 19-12-00396 Российского научного фонда.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айелло и др. (M. Ajello, D.M. Alexander, J. Greiner, et al.), *Astrophys. J.* **749**, 21 (2012).
2. Билики и др. (M. Bilicki, T.H. Jarrett, J.A. Peacock, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **210**, 9 (2013).
3. Бонджорно и др. (A. Bongiorno, A. Merloni, M. Brusa, et al.), *MNRAS* **427**(4), 3103 (2012).
4. Бонджорно и др. (A. Bongiorno, A. Schulze, A. Merloni, et al.), *Astron Astrophys.* **588**, A78 (2016).

5. Боннэ и др. (N.J. Bonne, M.J. Brown, H. Jones, and K.A. Pimbblet), *Astrophys. J.* **799**, 160 (2015).
6. Бэлл и др. (E.F. Bell, D.H. McIntosh, N. Katz, and M.D. Weinberg), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **799** 289 (2003).
7. Виллмер (C.N.A. Willmer), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **236** 47 (2018).
8. Георгакакис и др. (A. Georgakakis, P.G. Pérez-González, N. Fanidakis, et al.), *MNRAS* **440(1)**, 339 (2014).
9. Георгакакис и др. (A. Georgakakis, J. Aird, A. Schulze, et al.), *MNRAS* **471(2)**, 1976 (2017).
10. Грэхам, Ворли (A.W. Graham and C.C. Worley), *MNRAS* **388**, 1708 (2008).
11. Диматтэо и др. (T. Di Matteo, V. Springel, and L. Hernquist), *Astron. J.* **433(7026)**, 604 (2005).
12. Джарретт и др. (T.H. Jarrett, T. Chester, R. Curti, et al.), *Astron. J.* **125**, 525 (2003).
13. Джарретт (T. Jarrett), *Publ. Astron. Soc. Aust* **21**, 396 (2004).
14. Джонс и др. (M.L. Jones, R.C. Hickox, C.S. Black, et al.), *Astrophys. J.* **826(1)**, 12 (2016).
15. Кауфманн, Хекман (G. Kauffmann and T.M. Heckman), *MNRAS* **397(1)**, 135 (2009).
16. Кинг, Паундс (A. King and K. Pounds), *ARAA* **53**, 115 (2015).
17. Корменди, Хо (J. Kormendy and L.C. Ho), *ARAA* **51**, 511 (2013).
18. Косс и др. (M. Koss, B. Trakhtenbrot, C. Ricci, et al.), *Astrophys. J.* **850**, 74 (2017).
19. Кутри и др. (R.M. Cutri, M.F. Skrutskie, S. Van Dyk, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **364**, 1 (2003).
20. Лорикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, and J.H. Knapen), *MNRAS* **381**, 401 (2007).
21. Лорикайнен и др. (E. Laurikainen, H. Salo, R. Buta, et al.), *MNRAS* **405**, 1089 (2010).
22. Магорриан и др. (J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, et al.), *Astron. J.* **115**, 2285 (1998).
23. Мадау и др. (P. Madau and M. Dickinson), *ARAA* **52**, 415 (2014).
24. Макгаух, Шомберт (S.S. McGaugh and J.M. Schombert), *Astron. J.* **148**, 77 (2014).
25. Мализия и др. (A. Malizia, S. Sazonov, L. Bassani, et al.), *New Astron.* (2020).
26. Мартинссон и др. (T.P. Martinsson, M.A. Verheijen, K.B. Westfall, et al.), *Astron Astrophys.* **557**, A131 (2013).
27. Марчесини и др. (E.J. Marchesini, N. Masetti, E. Palazzi, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **364**, 1 (2019).
28. Мэрлони, Хайнц (A. Merloni and S. Heinz), *MNRAS* **388(3)**, 1011 (2008).
29. Мюррэй и др. (S.S. Murray, A. Kenter, W.R. Forman, et al.), *Astrophys. Sp. Sci.* **161**, 1 (2005).
30. Нааб, Острикер (T. Naab and J.P. Ostriker), *ARAA* **55**, 59 (2017).
31. Ох и др. (K. Oh, M. Koss, C.B. Markwardt, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **235**, 4 (2018).
32. Сазонов и др. (S. Sazonov, J.P. Ostriker, L. Ciotti, and R.A. Sunyaev), *MNRAS* 358(1) **168**, (2005).
33. Сазонов и др. (S. Sazonov, S.P. Willner, A.D. Goulding, et al.), *Astrophys. J.* **757**, 181 (2012).
34. Сиотти, Острикер (L. Ciotti and J.P. Ostriker), *Astrophys. J.* **551(1)**, 131 (2001).
35. Скруцки и др. (M.F. Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening, et al.), *Astron. J.* **131**, 1163 (2006).
36. Тремэйн и др. (S. Tremaine, K. Gebhardt, R. Bender, et al.), *Astrophys. J.* **574(2)**, 740 (2002).
37. Туллер и др. (J. Tueller, R.F. Mushotzky, S. Barthelmy, et al.), *Astrophys. J.* **681**, 113 (2008).
38. Тулли и др. (R.B. Tully, H.M. Courtois, and J.G. Sorce), *Astron. J.* **152**, 50 (2016).
39. Уэда и др. (Y. Ueda, M. Akiyama, G. Hasinger, and M.G. Watson), *Astrophys. J.* **786(2)**, 104 (2014).
40. Фэйбиан (A.C. Fabian), *ARAA* 50 455 2012.
41. Хорунжев и др. (G.A. Khorunzhev, S.Y. Sazonov, R.A. Burenin, and A.Y. Tkachenko), *Astron. Lett.* **38**, 475 (2012).
42. Хухра и др. (J.P. Huchra, L.M. Macri, K.L. Masters, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **199**, 26 (2012).
43. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron Astrophys.* **24**, 337 (1973).
44. Шанкар и др. (F. Shankar, D.H. Weinberg, and J. Miralda-Escude), *Astrophys. J.* **690(1)**, 20 (2009).
45. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, J. Moustakas, et al.), *Astrophys. J.* **746**, 90 (2012).
46. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, A. Georgakakis, et al.), *MNRAS* **451(2)**, 1892 (2015).
47. Эйрд и др. (J. Aird, A.L. Coil, and A. Georgakakis), *Astrophys. J.* **474(1)**, 1225 (2018).