

УДК 524.7

СВЯЗЬ МЕЖДУ СПИНАМИ И МАССАМИ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ДАЛЕКИХ АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК С $Z > 4$

© 2019 г. А. Г. Михайлов^{1,2*}, М. Ю. Пиотрович^{1**},
С. Д. Булига¹, Т. М. Нацвлишвили¹, Ю. Н. Гнедин¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 30.10.2018 г.; после доработки 28.01.2019 г.; принята к публикации 29.01.2019 г.

В рамках гибридных моделей генерации релятивистских джетов получены ограничения на величину спина сверхмассивных черных дыр в активных ядрах галактик (АЯГ) на красных смещениях $z > 4.0$. Показано, что эти АЯГ обладают сверхмассивными черными дырами с параметром вращения (спином), далеким от предельного керровского. Построенная диаграмма “масса–спин” показывает, что спин в среднем растет с увеличением массы сверхмассивной черной дыры. Полученные результаты дают возможность сравнения с результатами численного моделирования эволюции массы сверхмассивной черной дыры и ее спина. Это открывает потенциальную возможность исследовать характер аккреции в родительских галактиках.

DOI: 10.1134/S0004629919060021

1. ВВЕДЕНИЕ

Метрика пространства-времени в окрестности черной дыры полностью определяется ее массой $M_{\text{ВН}}$ и безразмерным параметром вращения (спином) $a = cJ/GM_{\text{ВН}}^2$, где J — угловой момент черной дыры. Таким образом, масса и спин сверхмассивной черной дыры (СМЧД) должны во многом определять и наблюдательные проявления центральной машины. Поэтому определение этих величин является ключевой задачей в исследовании АЯГ. Наиболее надежные методы “взвешивания” СМЧД основаны на наблюдениях за движением звезд, либо мазерных источников вокруг центральной СМЧД. Однако они могут быть применены к небольшому числу наиболее близких галактик. Для АЯГ разработан метод эхокартирования, на основе которого прокалиброваны различные эмпирические соотношения, которые применяются для определения масс СМЧД более удаленных АЯГ.

Для определения спина разрабатываются методы, основанные на анализе профилей рентгеновской линии железа Fe K_{α} , анализе спектрального распределения энергии излучения (SED) аккреционного диска (см., напр., [1–5]). Эти методы требуют высококачественных спектроскопических и

фотометрических данных, и к настоящему времени они позволили получить ограничения на величину спина СМЧД лишь для нескольких десятков относительно близких АЯГ. Вместе с тем отметим, что различные методы обработки спектров зачастую дают существенно разные результаты даже для одного и того же объекта. Это обусловлено модельной зависимостью применяемых методов. Данные обстоятельства стимулируют поиск других подходов для ограничения величины спина.

Начиная с пионерских работ [6, 7], было показано, что спин должен играть важную роль в процессе энерговыделения. Механизмы Блендфорда–Знаека (далее — ВЗ) и Блендфорда–Пейна (далее — ВР) привлекаются для объяснения энергетики джетов — струйных выбросов, наблюдаемых в АЯГ различных типов. Механизм ВЗ описывает вклад в энергию джета за счет извлечения вращательной энергии черной дыры. В механизме ВР джет создается истекающим веществом аккреционного диска. Механизмы ВЗ и ВР могут действовать совместно. Это предположение лежит в основе т.н. гибридных моделей [8–12]. В этих моделях мощность джета L_j пропорциональна величине спина: $L_j = B^2 M_{\text{ВН}}^2 a^2$, здесь B — величина магнитного поля на горизонте событий либо вблизи края аккреционного диска. Именно такая квадратичная зависимость между мощностью джета и спином лежит в основе меха-

*E-mail: mag10629@yandex.ru

**E-mail: mpiotrovich@mail.ru

низма ВЗ. Взаимосвязь между мощностью джета и спином открывает еще один подход к получению ограничений на величину спина [12–15]. В представленной работе мы применяем этот подход для получения ограничений на величину спина СМЧД в АЯГ, обладающих красным смещением $z \geq 4.8$ [16–20]. Такие красные смещения соответствуют возрасту наблюдаемых объектов порядка 10^9 лет и менее после Большого Взрыва. В последнее время число открытых АЯГ на таких больших красных смещениях непрерывно увеличивается, кроме этого открыта радиогалактика на красном смещении $z = 5.72$, наиболее удаленная из известных до сих пор [21].

Существование во Вселенной возрастом менее миллиарда лет СМЧД с массами порядка $10^9 M_\odot$ является серьезной проблемой для современной астрофизики. Естественный канал роста СМЧД — аккреция окружающей материи. Открытым остается вопрос, могут ли СМЧД вырасти из черных дыр звездных масс за время порядка нескольких сотен миллионов лет. Открытие АЯГ на все больших красных смещениях делает такой сценарий все более проблематичным. В связи с этим приходится прибегать к предположению о “зародышах” будущих СМЧД — черных дырах с массой $(10^4 - 10^5) M_\odot$. При этом их происхождение остается неясным.

К настоящему времени появилось много работ, посвященных численному моделированию эволюции СМЧД в процессе аккреции [22–27]. Масса СМЧД в процессе аккреции растет. Скорость роста черной дыры зависит не только от темпа аккреции, но и от ее спина. В процессе аккреции часть энергии покоя аккрецирующего вещества может извлекаться в виде излучения или другим способом с эффективностью, зависящей от спина [28]: 5.7% энергии покоя для шварцшильдовской черной дыры ($a = 0$) и 42% для предельной керовской ($a \approx 1$). Это означает, что наиболее эффективно растут шварцшильдовские и медленно вращающиеся черные дыры. Следует отметить, что приведенные значения справедливы для стандартного тонкого диска со светимостью, близкой к эддингтоновской. Большинство рассматриваемых нами объектов удовлетворяют этому условию.

Что же касается эволюции спина в процессе аккреции, то ситуация здесь более сложная. Аккрецирующая материя несет с собой угловой момент. В зависимости от начального угла между угловым моментом черной дыры и аккрецирующей материи может образоваться аккреционный диск либо в проградной, либо в ретроградной конфигурации [29]. В результате угловой момент черной дыры будет либо увеличиваться, либо уменьшаться. Если аккреция носит хаотический характер, то

в процессе эволюции спин должен уменьшаться. Однако если аккреция упорядоченная, либо, по крайней мере, с выраженной анизотропией, то спин СМЧД должен расти в процессе эволюции [24]. Таким образом, диаграммы “масса–спин” должны отражать историю и характер аккреции на СМЧД в АЯГ. Построение таких диаграмм для СМЧД в АЯГ на красном смещении $z \geq 4$ является целью настоящей работы.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Вопросам о переносе аккреционным течением магнитного поля к горизонту событий и изменениям в структуре аккреционного потока в результате его взаимодействия с черной дырой посредством крупномасштабного магнитного поля посвящено много работ ([30, 31], см. также обзор [32] и ссылки в этой работе).

Для получения ограничений на величину спина мы используем модели, в которых джет производится совместным действием механизмов ВЗ и ВР: гибридную модель Мейера и модель flux-trapping (далее — FT). В модели Мейера мощность джета (эрг/с) определяется выражением [11, 13]:

$$L_j = \frac{10^{48}}{\eta^2} \left(\frac{B_H}{10^5} \right)^2 \left(\frac{M_{BH}}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2. \quad (1)$$

Здесь коэффициент $\eta = 1/\sqrt{1.05}$, B_H — величина магнитного поля на горизонте событий черной дыры. Отметим, что в случае действия только механизма ВЗ $\eta = \sqrt{5}$. Для оценки величины магнитного поля B_H , ответственного за генерацию джета, мы используем модель, построенную в [33–38]. В этой модели магнитное поле производится в результате взаимодействия аккреционного потока с вращающейся черной дырой. Его величину можно определить через отношение между плотностями энергий аккреционного потока и магнитного поля:

$$B_H = \frac{1}{R_H} \sqrt{\frac{2\dot{M}c}{\beta}} = 6.3 \times 10^4 \left(\frac{l_E}{M_8} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\beta\varepsilon} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (2)$$

где \dot{M} — темп аккреции, $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$ — эддингтоновское отношение, $M_8 = M_{BH}/10^8 M_\odot$ и $\beta = P_{acc}/P_{magn}$ — отношение между плотностями энергий аккреционного течения и магнитного поля, ε — коэффициент радиационной эффективности аккреционного течения, зависящий от спина черной дыры, $R_H = R_g(1 + \sqrt{1 - a^2})$ — радиус горизонта событий, $R_g = GM_{BH}/c^2$ — гравитационный радиус. Используя соотношения (1) и (2), мы получаем

уравнение для нахождения величины спина черной дыры:

$$f(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)} (1 + \sqrt{1 - a^2})} = \quad (3)$$

$$= 1.77\sqrt{\beta} \left(\frac{L_j}{L_{\text{bol}}} \right)^{1/2}.$$

Если магнитное поле генерируется за счет энергии аккреционного течения, то параметр $\beta \geq 1$. В дальнейших расчетах мы будем полагать $\beta = 1$, что соответствует случаю равномерного распределения, т.е. когда плотности энергии магнитного поля и аккреционного потока равны. В этих предположениях решение уравнения (3) позволяет получить нижние ограничения на величину спина в рамках используемой модели.

В модели FT мощность джета (эрг/с) определяется выражением [10]:

$$L_j = 2 \times 10^{47} \alpha \gamma^2 \left(\frac{B_d}{10^5} \right)^2 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2, \quad (4)$$

здесь B_d — величина магнитного поля в диске в области последней устойчивой орбиты, функции α и γ зависят от спина a и описывают вклад в мощность джета от аккреционного диска (механизм ВР) и энергии вращения непосредственно самой черной дыры (механизм ВЗ) соответственно. Для оценки величины магнитного поля B_d мы используем соотношение между магнитным и радиационным давлением в аккреционном диске:

$$\frac{\beta_1 B_d^2}{8\pi} = \frac{L_{\text{bol}}}{4\pi c R_{\text{in}}^2}. \quad (5)$$

Здесь R_{in} — радиус последней устойчивой орбиты. В предположении, что магнитное поле генерируется аккрецирующим веществом, параметр $\beta_1 \geq 1$. Используя соотношения (4) и (5), получаем следующее уравнение для определения величины спина:

$$X(a) = \frac{F(a)}{q^2(a)} = 16.48\beta_1 \frac{L_j}{L_{\text{bol}}}. \quad (6)$$

Рассматривая случай равномерного распределения между плотностями радиационной и магнитной энергии ($\beta_1 = 1$) и решая уравнение (6), можно получить нижние ограничения на величину спина в модели FT.

Таким образом, уравнения (3) и (6) являются основными расчетными для получения ограничений на величину спина СМЧД в АЯГ в рамках рассматриваемых гибридных моделей генерации джета. Видно, что величина спина определяется соотношением между болометрической светимостью и мощностью джета.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Ограничения на величину спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$

В работе [16] представлены результаты детального спектроскопического исследования 40 АЯГ с $z \approx 4.8$. Наблюдения были выполнены на телескопах Gemini и VLT. Анализ эмиссионной линии Mg II $\lambda 2798$ позволил авторам получить оценки масс СМЧД в этих объектах в диапазоне $10^8 \leq M_{\text{BH}}/M_\odot \leq 6.6 \times 10^9$ со средним значением $M_{\text{BH}} \approx 8.4 \times 10^8 M_\odot$. Этот результат означает, что СМЧД в исследованной выборке АЯГ являются одними из наиболее массивных на этом красном смещении. Болометрическая светимость оценена авторами из светимости на длине волны $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ с использованием калибровочного соотношения [39]. Для решения уравнений (3) и (6) относительно спина нам необходимо получить оценку мощности джета L_j . Согласно исследованиям, проведенным для АЯГ и рентгеновских систем с черными дырами звездных масс, между мощностью джета, болометрической светимостью аккреционного течения и массой черной дыры существует фундаментальная зависимость вида $\lg \frac{L_j}{L_{\text{Edd}}} = A \lg l_E + B$ [40, 41]. Согласно [40] $A = 0.49 \pm 0.07$, $B = -(0.78 \pm 0.36)$. Эти значения получены в результате анализа выборки, состоящей из АЯГ с мощностью джета, измеренной методом т.н. “cavities” [42, 43]. Значения параметров A и B , полученные другими авторами, близки к представленным выше. Например, согласно [41], $A = 0.41 \pm 0.04$, $B = -(1.34 \pm 0.14)$ для выборки 80 АЯГ. Для вычисления L_j мы будем использовать соотношение [40]:

$$\lg \frac{L_j}{L_{\text{Edd}}} = (0.49 \pm 0.07) \lg l_E - (0.78 \pm 0.36). \quad (7)$$

Мы вычислили нижние ограничения на величину спина СМЧД в АЯГ с $z \approx 4.8$. Результаты приведены в табл. 1. Приведенные в табл. 1 значения величины спина соответствуют нижним предельным значениям в используемых нами гибридных моделях. Это соответствует $\beta = 1$ и $\beta_1 = 1$ для моделей Мейера и FT соответственно. Для приведенных в табл. 1 значений вычислены их погрешности с учетом неопределенностей эмпирического соотношения Мерлони–Хейнца (7), использованного нами для вычисления мощности джета. Эти неопределенности, как правило, составляют около 20–50% от величины спина. Отметим, что вычисления в проградном режиме в рамках модели Мейера приводят к меньшим значениям спина, чем в модели FT. Это связано с тем, что модель FT предполагает дополнительное усиление магнитного

Таблица 1. Нижние ограничения на величину спина для объектов из [16]

Объект (SDSS J)	$\lg \frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}}$	$\lg L_{\text{bol}}$	$\lg L_j$	Спин, М	Спин, FT
000749.17+004119.4	8.9	46.57	46.02	$0.50^{+0.26}_{-0.17}$	$0.80^{+0.10}_{-0.12}$
003525.28+004002.8	8.49	46.91	45.98	$0.31^{+0.19}_{-0.11}$	$0.66^{+0.14}_{-0.16}$
021043.15-001818.2	9.09	46.56	46.11	$0.57^{+0.28}_{-0.19}$	$0.84^{+0.08}_{-0.11}$
033119.67-074143.1	8.83	47.09	46.24	$0.34^{+0.21}_{-0.12}$	$0.69^{+0.13}_{-0.15}$
075907.58+180054.7	8.95	47.07	46.29	$0.38^{+0.21}_{-0.14}$	$0.72^{+0.12}_{-0.14}$
080023.03+305100.0	8.49	47.26	46.15	$0.25^{+0.16}_{-0.10}$	$0.59^{+0.16}_{-0.18}$
080715.12+132804.8	9.24	47.07	46.44	$0.45^{+0.24}_{-0.15}$	$0.77^{+0.11}_{-0.12}$
083920.53+352457.6	8.49	46.77	45.91	$0.34^{+0.20}_{-0.12}$	$0.69^{+0.13}_{-0.15}$
085707.94+321032.0	9.1	47.25	46.45	$0.37^{+0.21}_{-0.13}$	$0.71^{+0.13}_{-0.14}$
092303.53+024739.5	8.68	46.67	45.96	$0.41^{+0.22}_{-0.14}$	$0.74^{+0.12}_{-0.13}$
093508.50+080114.5	8.82	46.87	46.12	$0.39^{+0.22}_{-0.14}$	$0.73^{+0.12}_{-0.14}$
093523.32+411518.7	9.18	47.12	46.43	$0.42^{+0.23}_{-0.15}$	$0.75^{+0.12}_{-0.13}$
094409.52+100656.7	8.65	46.93	46.07	$0.34^{+0.20}_{-0.12}$	$0.69^{+0.13}_{-0.15}$
101759.64+032740.0	8.71	46.63	45.95	$0.43^{+0.23}_{-0.15}$	$0.76^{+0.11}_{-0.13}$
105919.22+023428.8	8.89	46.89	46.17	$0.41^{+0.22}_{-0.15}$	$0.74^{+0.12}_{-0.13}$
111358.32+025333.6	9.12	46.89	46.29	$0.47^{+0.25}_{-0.16}$	$0.78^{+0.11}_{-0.12}$
114448.54+055709.8	8.83	46.63	46.01	$0.46^{+0.24}_{-0.16}$	$0.78^{+0.11}_{-0.13}$
115158.25+030341.7	8.84	46.44	45.92	$0.52^{+0.27}_{-0.17}$	$0.81^{+0.10}_{-0.11}$
120256.44+072038.9	8.59	46.8	45.97	$0.36^{+0.20}_{-0.13}$	$0.70^{+0.13}_{-0.15}$
123503.04-000331.6	9.11	46.65	46.16	$0.54^{+0.28}_{-0.17}$	$0.82^{+0.10}_{-0.11}$
130619.38+023658.9	9.71	47.35	46.81	$0.51^{+0.26}_{-0.17}$	$0.81^{+0.09}_{-0.12}$
131737.28+110533.1	8.95	46.87	46.19	$0.43^{+0.23}_{-0.15}$	$0.76^{+0.11}_{-0.13}$
132110.82+003821.7	8.98	46.7	46.12	$0.49^{+0.25}_{-0.17}$	$0.79^{+0.11}_{-0.12}$
132853.67-022441.7	9.08	46.81	46.23	$0.48^{+0.25}_{-0.16}$	$0.79^{+0.10}_{-0.12}$
133125.57+025535.6	8.83	46.55	45.97	$0.49^{+0.25}_{-0.17}$	$0.79^{+0.11}_{-0.12}$
134134.20+014157.8	9.82	47.26	46.83	$0.58^{+0.28}_{-0.19}$	$0.84^{+0.09}_{-0.11}$
134546.97-015940.3	8.86	46.6	46.01	$0.48^{+0.25}_{-0.16}$	$0.79^{+0.10}_{-0.12}$
140404.64+031404.0	9.51	47.02	46.55	$0.56^{+0.27}_{-0.19}$	$0.83^{+0.09}_{-0.11}$
143352.21+022714.1	9.11	47.37	46.52	$0.34^{+0.21}_{-0.12}$	$0.69^{+0.13}_{-0.15}$
143629.94+063508.0	8.99	46.98	46.27	$0.41^{+0.22}_{-0.14}$	$0.74^{+0.12}_{-0.13}$
144352.95+060533.1	8.96	46.69	46.11	$0.48^{+0.25}_{-0.16}$	$0.79^{+0.10}_{-0.12}$
144734.10+102513.2	8.03	46.51	45.55	$0.30^{+0.18}_{-0.11}$	$0.65^{+0.14}_{-0.16}$
151155.98+040803.0	8.42	46.86	45.92	$0.31^{+0.18}_{-0.12}$	$0.66^{+0.14}_{-0.16}$
161622.11+050127.7	9.43	47.33	46.66	$0.43^{+0.24}_{-0.15}$	$0.76^{+0.11}_{-0.13}$
165436.86+222733.7	9.55	47.02	46.57	$0.57^{+0.28}_{-0.18}$	$0.84^{+0.08}_{-0.11}$
205724.15-003018.0	9.23	47.36	46.57	$0.37^{+0.22}_{-0.13}$	$0.72^{+0.12}_{-0.15}$
220008.66+001744.8	8.82	47.04	46.21	$0.35^{+0.21}_{-0.12}$	$0.70^{+0.13}_{-0.15}$
221705.72-001307.7	8.63	46.81	46.	$0.36^{+0.21}_{-0.13}$	$0.71^{+0.13}_{-0.15}$
222509.16-001406.8	9.27	47.23	46.53	$0.42^{+0.22}_{-0.15}$	$0.75^{+0.12}_{-0.13}$
224453.06+134631.8	8.58	46.58	45.86	$0.41^{+0.22}_{-0.15}$	$0.74^{+0.12}_{-0.13}$

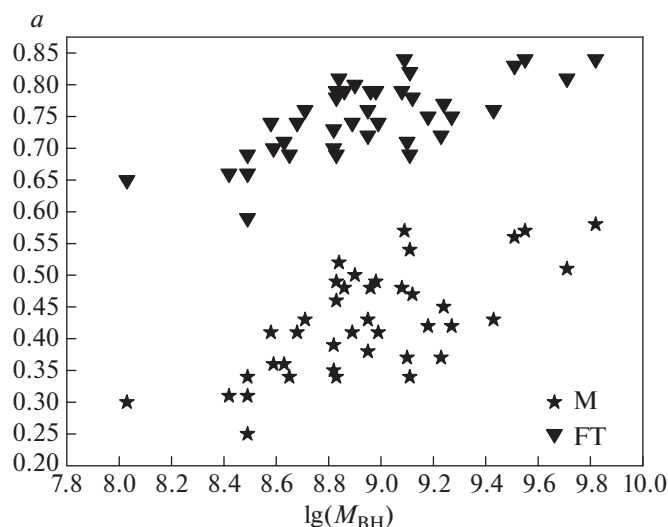


Рис. 1. Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$. Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

поля на горизонте за счет его более эффективного захвата и переноса к горизонту в ретроградном режиме, а не в проградном.

На рис. 1 мы приводим диаграмму “масса–спин” для рассмотренных АЯГ. Ограничения величины спина, рассчитанные в рамках модели Мейера, показаны звездочками. Результаты расчетов показывают, что АЯГ, центральная машина которых содержит СМЧД наименьшей массы, обладают также и наименьшим спином. А именно, мы видим, что диаграмма начинается с $M_{\text{BH}} \approx 10^{(8.0-8.4)} M_{\odot}$, для них характерны значения спина $a \approx 0.3$. С увеличением массы до $M_{\text{BH}} \approx 10^9 M_{\odot}$ величина спина в среднем возрастает, хотя и с большим разбросом. После этого наблюдается некоторый излом зависимости, и спин от массы зависит слабо, вплоть до предельных масс в выборке, $M_{\text{BH}} \approx 10^{9.8} M_{\odot}$.

Диаграмма “масса–спин”, построенная по расчетам в рамках модели FT, отмечена на рис. 1 треугольниками. Характер изменения спина с увеличением M_{BH} в этом случае аналогичен. СМЧД наименьших масс имеют самое медленное вращение, далее при $M_{\text{BH}} \approx 10^9 M_{\odot}$ наблюдается излом, и с дальнейшим увеличением массы спин меняется слабо. Различие между моделями заключается в том, что значения спина, вычисленные в рамках модели FT, больше, чем соответствующие величины в рамках модели Мейера. Так, для СМЧД наименьших масс характерно значение спина $a \approx 0.65$, а излом на диаграмме происходит при значении спина $a \approx 0.75$ (в модели Мейера соответствующее значение $a \approx 0.45$).

3.2. Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $4.0 < z < 6.5$

В работах [17, 18] представлены результаты спектроскопических наблюдений АЯГ, расположенных на красных смещениях $z \approx 6.0-6.5$, на телескопах VLT и Magellan. Вместе с данными о АЯГ, расположенных на красных смещениях $z \geq 4.0$, взятыми из литературы, авторы [17, 18] составили выборку около двух десятков объектов. Анализ эмиссионной линии Mg II $\lambda 2798$ и данные о светимости на длине волны $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ позволил выполнить оценки масс СМЧД в АЯГ сформированной выборки. Как правило, полученные значения $M_{\text{BH}} \geq 10^9 M_{\odot}$.

Болометрические светимости оценены с помощью болометрической поправки: $L_{\text{bol}} = 5.15 \lambda L_{\lambda}(3000 \text{ \AA})$ [44]. Используя данные о массах СМЧД и болометрических светимостях, представленные в [17, 18], мы с помощью соотношения (7) оценили мощность джета, что дало возможность из уравнений (3) и (6) вычислить нижние ограничения на величину спина в рамках моделей Мейера и FT соответственно. По-прежнему мы использовали предположение о равномерном распределении между плотностями энергии магнитного поля и аккрецирующего вещества, либо излучения.

В табл. 2 мы приводим результаты вычислений. В табл. 2 мы не приводим оценки погрешностей определения спина, вызванных неопределенностями в эмпирическом соотношении Мерлони и Хейнца; они как и в табл. 1 составляют примерно 20–50% от величины спина.

На рис. 2 приведены диаграммы “масса–спин”, построенные для АЯГ, изученных в работах [17,

Таблица 2. Нижние ограничения на величину спина для объектов из [17, 18]

Объект	$\lg \frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}}$	l_{Edd}	$\lg L_j$	Спин, М	Спин, FT
BR 1033–0327	9.63	0.5	46.82	0.46	0.77
BR 0019–1522	9.64	0.5	46.83	0.46	0.77
BR 2237–0607	9.73	1	47.06	0.38	0.72
SDSS J0310–0014	9.40	0.3	46.47	0.53	0.81
SDSS J1021–0309	9.18	0.5	46.36	0.46	0.77
SDSS J0210–0018	9.86	0.1	46.70	0.72	0.89
SDSS J0211–0009	9.61	0.1	46.45	0.72	0.89
PC 1247+3406	9.49	0.4	46.63	0.49	0.79
SDSS J0338+0021	9.18	0.7	46.43	0.42	0.75
SDSS J1204–0021	9.83	0.2	46.82	0.59	0.84
SDSS J0005–0006	8.	3.6	45.60	0.27	0.61
SDSS J1411+1217	8.95	1.3	46.34	0.35	0.7
SDSS J1306+0356	9.23	0.6	46.45	0.43	0.76
SDSS J1630+4012	9.23	0.5	46.41	0.46	0.77
SDSS J0303–0019	8.70	0.6	45.92	0.43	0.76
SDSS J1623+3112	9.34	0.5	46.52	0.46	0.77
SDSS J1048+4637	9.78	0.4	46.91	0.49	0.79
SDSS J1030+0524	9.30	0.5	46.48	0.46	0.77
SDSS J1148+5251	9.87	0.3	46.94	0.53	0.81
SDSS J0353+0104	9.38	0.5	46.56	0.46	0.77
SDSS J0842+1218	9.46	0.4	46.60	0.49	0.79
SDSS J1120+0641	9.38	0.48	46.55	0.46	0.78
SDSS J2348–3054	9.32	0.18	46.29	0.61	0.85
SDSS J0109–3047	9.18	0.24	46.20	0.56	0.83
SDSS J0305–3150	8.98	0.68	46.23	0.42	0.75

18]. Из рисунка видна тенденция к увеличению величины спина с ростом массы СМЧД. Однако, в отличие от рис. 1, тенденция к излому зависимости при достижении некоторой $M_{\text{ВН}}$ почти не прослеживается. С одной стороны, это может быть связано с меньшим числом объектов в выборке по сравнению с выборкой АЯГ на красном смещении $z \approx 4.8$. С другой стороны, и излом на рис. 1 может быть вызван эффектом селекции.

СМЧД в выборке [17, 18] имеют массы в диапазоне $M_{\text{ВН}} \approx 10^{(8.5-10)} M_{\odot}$ (за исключением одного объекта). При этом спин, вычисленный в модели Мейера, увеличивается в диапазоне от $a \approx 0.4$, для менее массивных СМЧД, до $a \approx 0.7$ для наиболее

массивных. В модели FT соответствующие изменения спина происходят в диапазоне $a \approx 0.7-0.9$.

3.3. Ограничения на величину спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \geq 6.5$

АЯГ, наблюдаемые на красном смещении $z \geq 6.5$, существовали всего через 800 млн. лет после Большого Взрыва. Авторы [19] представили анализ спектроскопических данных, полученных для этих объектов в обзорах Pan-STARRS1, CFHQS и др. Анализ линии Mg II $\lambda 2798$ позволил оценить массы СМЧД. Боллометрические светимости получены из светимости на длине волны $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ с помощью боллометрической поправки:

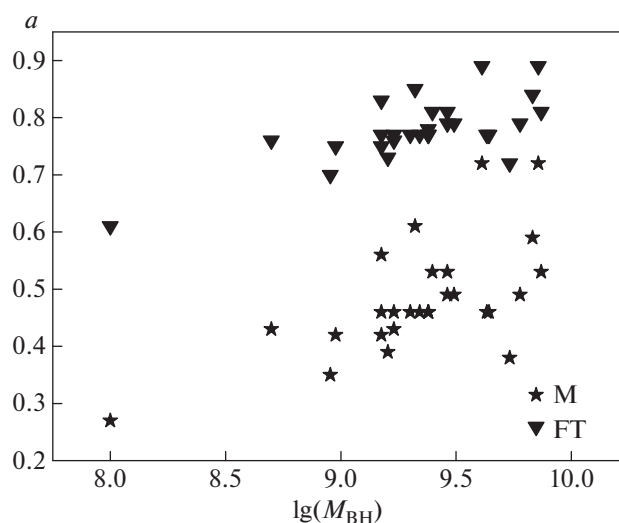


Рис. 2. Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением $4.0 < z < 6.5$. Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

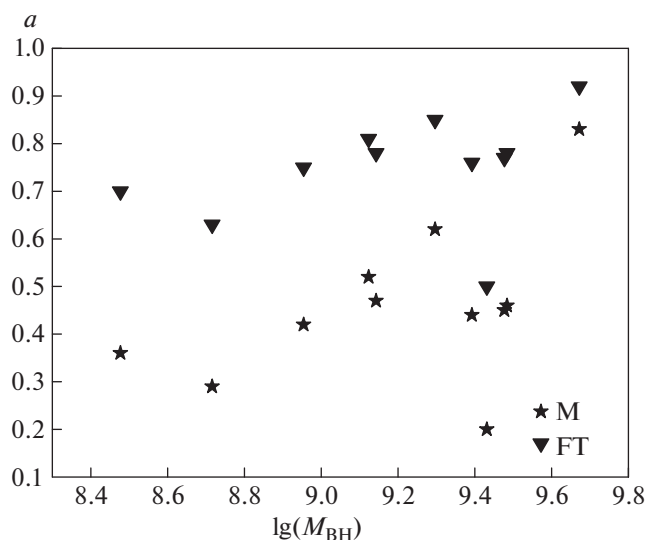


Рис. 3. Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \geq 6.5$. Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

$L_{\text{bol}} = 5.15\lambda L_{\lambda}(3000 \text{ \AA})$ [44]. Как и выше, мы используем эти данные для вычисления мощности джета и, решая уравнения (3) и (6), получаем нижние ограничения на величину спина в рамках используемых нами гибридных моделей. Результаты приведены в табл. 3.

На рис. 3 представлены диаграммы “масса–спин”, построенные для объектов из статьи [19]. Эта выборка самая малочисленная из представленных в нашей работе. Видимо, с этим обстоятельством связан большой разброс точек на диаграмме. Тем не менее тенденция к увеличению спина с ростом массы прослеживается и в этом случае. Излома на диаграмме не наблюдается.

Диапазон масс СМЧД здесь несколько меньше, $M_{\text{BH}} \approx 10^{(8.4-9.8)} M_{\odot}$, чем в рассмотренных выше выборках. В модели Мейера спин изменяется в диапазоне $a \approx 0.3-0.7$. Соответствующий диапазон в модели FT составляет $a \approx 0.6-0.9$. Отметим, однако, один выброс из общего тренда: довольно массивная СМЧД с массой $M_{\text{BH}} \approx 10^{9.4} M_{\odot}$ обладает спином $a \approx 0.2$ и 0.5 в моделях Мейера и FT соответственно.

В целом результаты наших вычислений показывают, что с увеличением массы СМЧД величина спина также увеличивается. Вместе с тем объектов, обладающих значениями спина $a > 0.9$ и близкими

Таблица 3. Нижние ограничения на величину спина для объектов из [19]

Объект	$\lg \frac{M_{\text{ВН}}}{M_{\odot}}$	l_{Edd}	$\lg L_j$	Спин, М	Спин, FT
VIK J0109–3047	9.12	0.29	46.19	0.52	0.81
PSO J036.5078+03.0498	9.48	0.51	46.66	0.45	0.77
VIK J0305–3150	8.95	0.64	46.19	0.42	0.75
PSO J167.6415–13.4960	8.48	1.22	45.85	0.36	0.7
ULAS J1120+0641	9.39	0.57	46.60	0.44	0.76
HSC J1205–0000	9.67	0.06	46.40	0.83	0.92
PSO J231.6576–20.8335	9.48	0.48	46.66	0.46	0.78
PSO J247.2970+24.1277	8.72	2.6	46.25	0.29	0.63
PSO J323.1382+12.2986	9.14	0.44	46.30	0.47	0.78
PSO J338.2298+29.5089	9.43	0.11	46.29	0.2	0.5
VIK J2348–3054	9.30	0.17	46.25	0.62	0.85

к предельному керровскому значению ($a = 0.998$), в рассмотренных нами выборках нет.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Неопределенности в эмпирическом соотношении Мерлони и Хейнца

В приведенных выше результатах расчетов ограничений величины спина СМЧД в выборках удаленных АЯГ ($z \geq 4.0$) мы использовали эмпирическое соотношение Мерлони и Хейнца (7), полученное в результате исследования выборки АЯГ с мощностью джета, измеренной из рентгеновских наблюдений. Мы отмечали, что похожая взаимосвязь между мощностью джета и болометрической светимостью, выраженными в эддингтоновских единицах, обнаружена и другими авторами [41], и, кроме того, она распространяется не только на АЯГ, но и на рентгеновские двойные с черными дырами звездных масс.

Чтобы исследовать влияние неопределенностей коэффициентов A и B в соотношении Мерлони-Хейнца на получаемую величину спина, мы провели вычисления следующим образом. Поскольку решение уравнений (3) и (6) определяется отношением L_j/L_{bol} , то при данной болометрической светимости в случае минимальной мощности джета $L_{j,\text{min}}$ мы получаем минимальное возможное значение спина a_{min} , в случае же максимальной мощности джета $L_{j,\text{max}}$ мы получаем максимальное возможное значение спина a_{max} . $L_{j,\text{min}}$ и $L_{j,\text{max}}$ с учетом неопределенностей соотношения Мерлони-Хейнца вычислялись следующим

образом: $\lg \frac{L_{j,\text{min}}}{L_{\text{Edd}}} = 0.42 \lg l_E - 1.14$ и $\lg \frac{L_{j,\text{max}}}{L_{\text{Edd}}} = 0.56 \lg l_E - 0.42$. В результате мы получили максимально широкий интервал, содержащий вероятные значения спина.

Результаты расчетов приведены в табл. 1. Например, значение, указанное в виде $a = 0.69_{-0.15}^{+0.13}$, означает, что величина спина $a = 0.69$ соответствует значению, получаемому при использовании коэффициентов $A = 0.49$ и $B = -0.36$. Значение спина $a_{\text{min}} = 0.54$ соответствует значениям $A = 0.42$ и $B = -1.14$, а $a_{\text{max}} = 0.82$ — значениям $A = 0.56$ и $B = -0.42$. В приведенном примере погрешность вычисления спина, возникающая из-за неопределенностей в эмпирическом соотношении, $\approx 25\%$. Однако для меньших значений спина относительная погрешность увеличивается. Например, для $a = 0.42_{-0.15}^{+0.23}$ погрешность достигает $\approx 50\%$. Таким образом, влияние неопределенностей в значении коэффициентов A и B соотношения Мерлони-Хейнца на результаты вычисления спина, как правило, не превосходит 20–50%. В табл. 2 и 3 мы приводим результаты вычислений без погрешностей, поскольку они такого же порядка, что и в табл. 1.

4.2. Использование других эмпирических соотношений

Для определения мощности джета предложены и другие соотношения. Часто используются соотношения, связывающие мощность джета с радиоизлучением на какой-либо частоте. Однако все эти соотношения содержат некоторый множитель,

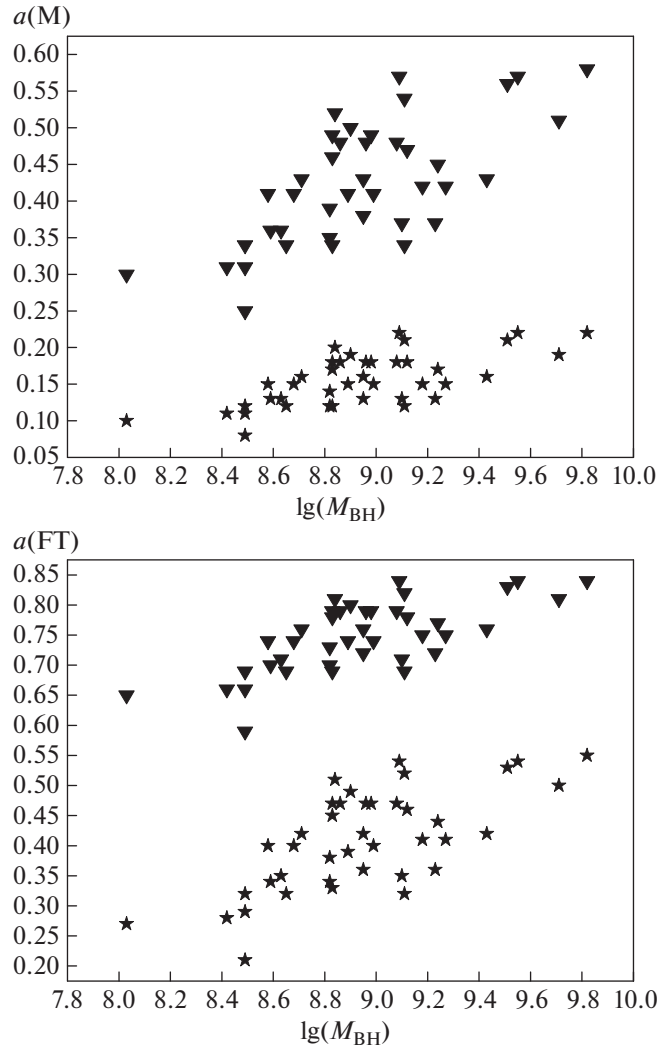


Рис. 4. Влияние эмпирических соотношений на результаты расчета величины спина. Треугольники соответствуют вычислению мощности джета с помощью соотношения (7), звездочки — с помощью соотношений (8)–(10). Вверху приведены расчеты в модели Мейера, внизу — в модели FT. Расчеты выполнены для выборки из [16].

который зависит от состава джета и соотношения между протонной и лептонной компонентами. Вопрос о составе джета и относительном содержании протонов и электронов активно обсуждается [45]. Поэтому мы используем эмпирическое соотношение, в котором найдена взаимосвязь между мощностью джета, определенной методом cavities и радиосветимостью L_R [40]:

$$\lg L_j = (0.81 \pm 0.11) \lg L_R + (11.9 \pm 4.1). \quad (8)$$

Отметим, что практически такое же соотношение найдено для выборки блазаров и сейфертовских галактик с гамма-излучением [46]. Соотношение (8) хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [47, 48]. Радиосветимость можно оценить с помощью фундаментального соотношения, обнаруженного не только для АЯГ, но и для

рентгеновских двойных с черными дырами звездных масс. Это соотношение (т.н. фундаментальная плоскость [49]) устанавливает взаимосвязь между радиосветимостью L_R , рентгеновской светимостью L_X и массой черной дыры M_{BH} :

$$\lg L_R = (0.60^{+0.11}_{-0.11}) \lg L_X + (0.78^{+0.11}_{-0.09}) \lg \frac{M_{BH}}{M_\odot} + 7.33^{+4.05}_{-4.07}. \quad (9)$$

Рентгеновская светимость L_X в свою очередь связана с болометрической светимостью L_{bol} соотношением:

$$\lg L_X = 9.86 + 0.75 \lg L_{bol}. \quad (10)$$

Таким образом, зная L_{bol} и последовательно используя уравнения (10), (9) и (8), мы оцениваем мощность джета и получаем возможность решить

уравнения (3) и (6) относительно спина. Мы применили эти соотношения для выборки АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$. В этом случае величина спина получается меньше, чем при использовании соотношения Мерлони-Хейнца (7), однако построенные диаграммы “масса-спин” очень похожи на диаграммы, полученные нами ранее для этой же выборки.

На рис. 4 приведена диаграмма “масса-спин” для объектов из выборки [16]. Рисунок показывает, что, несмотря на общий сдвиг вниз, основные черты диаграммы остаются теми же, что отмечались и на рис. 1. А именно: увеличение величины спина с ростом массы СМЧД, а также излом в районе $M_{\text{ВН}} \approx 10^9 M_{\odot}$, когда величина спина с дальнейшим ростом массы изменяется, незначительно.

4.3. Сравнение с ограничением на значения спина, полученным из радиационной эффективности

В [20] вычислены радиационные эффективности АЯГ, обладающих красными смещениями $z \geq 6.0$. Из радиационной эффективности можно определить значения спина СМЧД [28, 50]. В работе [20] показано, что АЯГ со СМЧД большей массы обладают большей радиационной эффективностью. Это означает, что более массивные СМЧД обладают большим спином. Среди объектов, исследованных в [20] и рассмотренных нами, встречаются одни и те же. На рис. 5 мы приводим диаграмму “масса-спин”, построенную по данным о радиационной эффективности и вычислениям спина из уравнений (3) и (6). Рис. 5 показывает, что СМЧД, спины которых вычислены из значения радиационной эффективности, разделяются на две группы. Первая обладает значениями спина $a < 0.5$ и массами $M_{\text{ВН}} \leq 10^{9.5} M_{\odot}$. Вторая группа имеет спины $a > 0.75$ и $M_{\text{ВН}} \geq 10^{9.5} M_{\odot}$. Интересно отметить, что во второй группе с увеличением массы СМЧД значение спина начинает несколько уменьшаться. Вычисления, проведенные нами в рамках модели ФТ для этих же объектов, показывают меньший диапазон изменения спина, он примерно соответствует нижней границе второй группы. Напомним, что наши значения величины спина представляют собой нижние ограничения, если считать, что магнитное поле генерируется аккреционным течением. С этой точки зрения наши результаты и значения спина, полученные из радиационной эффективности для объектов второй группы, не противоречат друг другу.

Применительно к первой группе объектов картина противоположная. Значения спина, вычисленные в рамках модели ФТ, оказываются больше полученных из радиационной эффективности. Это может означать, что энергия магнитного поля

в аккреционном диске превышает радиационную энергию. Однако эту проблему можно решить, учитывая возможные систематические сдвиги из-за использования для оценки мощности джета того или иного эмпирического соотношения. Как мы выше отмечали, использование соотношений (8)–(10) приводит к значениям спина, в 1.5–3 раза меньшим, чем при использовании соотношения Мерлони-Хейнца (7). Это снимает отмеченную проблему. Кроме того, отметим, что метод определения радиационной эффективности, описанный в работе [20], требует знания угла наклона аккреционного диска к лучу зрения. В цитируемой работе использовано усредненное значение $\cos i = 0.8$, считающееся типичным для АЯГ с широкими линиями. Это является серьезным упрощением.

Наконец, отметим, что если сравнивать значения спина, вычисленные в рамках гибридной модели Мейера со значениями, полученными из радиационной эффективности, то отмеченной проблемы не возникает. Все значения спина, вычисленные в модели Мейера, оказываются меньше, что согласуется с тем, что их следует рассматривать как нижние ограничения величины спина.

4.4. Сравнение с результатами численного моделирования

К настоящему времени появилось много работ, посвященных численному моделированию эволюции СМЧД в процессах аккреции, а также при слияниях черных дыр [22–27]. Построенные в процессе такого моделирования диаграммы “масса-спин” зависят от предположений, использованных при построении модели. Для ограничения построенных моделей важно построить диаграммы “масса-спин” для АЯГ, исходя из наблюдательных данных.

В первую очередь диаграммы должны зависеть от характера аккреции. Если аккреция происходит упорядоченным образом, то, помимо увеличения массы черной дыры, ее спин также должен непрерывно увеличиваться. В этом случае СМЧД должны быстро раскручиваться до значений спина, близких к керровскому, $a \approx 1$, даже в том случае, если изначально они обладали небольшим спином, близким к нулю.

В случае хаотической аккреции спин с увеличением массы должен либо оставаться близким к нулю, либо постепенно уменьшаться. Хаотическая аккреция может возникать в случае фрагментации аккрецирующего вещества под действием самогравитации на ряд сгустков, каждый из которых обладает случайным направлением своего углового момента относительно углового момента черной дыры [26, 29]. В случае полностью хаотического характера аккреции спин черной дыры должен либо оставаться близким к нулю (шварцшильдовская

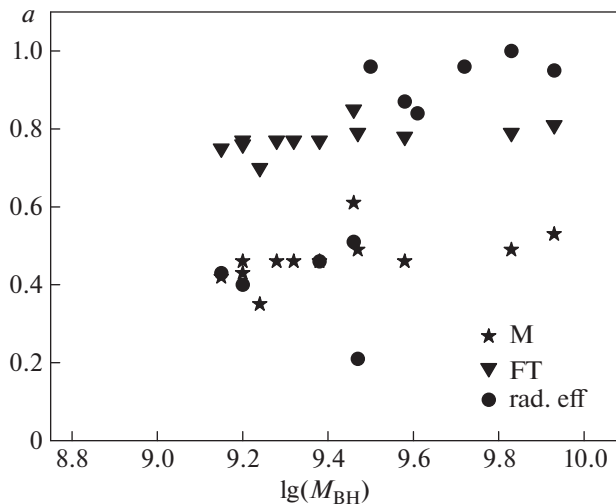


Рис. 5. Сопоставление ограничений величин спина, рассчитанных из данных о радиационной эффективности (кружки) с результатами, полученными в рамках гибридных моделей (звездочки — модель Мейера, треугольники — модель FT). Расчеты выполнены для объектов, представленных в [20].

черная дыра), совершая небольшие колебания около равновесного значения, либо постепенно уменьшаться по мере увеличения массы СМЧД (если она изначально обладала заметным угловым моментом).

Возможны промежуточные варианты между двумя предельными случаями. Например, в работе [24] степень анизотропии аккреции характеризуется параметром F . Упорядоченной аккреции соответствует $F = 0$, хаотической $F = 0.5$. В [24] рассмотрены и промежуточные случаи с $F = 0.125$ и $F = 0.25$.

Диаграмма “масса-спин” чувствительна к степени анизотропии аккреции. Сопоставление построенных нами диаграмм для удаленных АЯГ с результатами [24, рис. 6] показывает, что построенные нами диаграммы должны соответствовать случаю если не полностью упорядоченной аккреции, то, по крайней мере, с некоторой степенью анизотропии. Случай полностью хаотической аккреции не согласуется с нашими диаграммами, если опираться на теоретические предсказания [24]. Однако сопоставление наших результатов с диаграммами “масса-спин”, построенными в работе [26], показывает, что наши диаграммы лучше соответствуют случаю хаотической аккреции, поскольку в этом случае лучше воспроизводятся все отмеченные выше характерные особенности построенных нами диаграмм. В частности, возможный излом, наблюдаемый на наших диаграммах, по достижении массы $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$ и последующее плавное изменение спина с массой хорошо соответствуют диаграмме, представленной в [26, рис. 9] для случая хаотической аккреции.

Подчеркнем, что построенные нами диаграммы “масса-спин” следует рассматривать не только как ограничения в рамках принятых нами теоретических моделей генерации релятивистских джетов, но и учитывать, что (как мы обсуждали выше) эмпирические зависимости, которые используются для оценки массы СМЧД, мощности джета и т.д., подвержены довольно большим неопределенностям. Поэтому на настоящий момент мы можем делать только предварительные предположения относительно характера аккреции в АЯГ (упорядоченная или хаотическая), а более тонкие эффекты нам недоступны. Мы полагаем, что статистические исследования больших выборок АЯГ разных типов и на различных красных смещениях должны иметь первостепенное значение для ответа на вопрос о характере аккреции в АЯГ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время все большее количество АЯГ наблюдается на больших красных смещениях. Дальнейший прогресс наблюдательной техники приведет к еще большему количеству высококачественных данных об АЯГ на больших красных смещениях. Спектроскопические данные позволяют оценить массы СМЧД и болометрические светимости. В представленной работе мы, воспользовавшись данными о массах СМЧД в АЯГ и их светимостях на красных смещениях $z \geq 4.0$, выполнили оценку величины спина СМЧД в рамках гибридных моделей Мейера и FT генерации джета, привлекающих механизмы ВZ и ВР. Вычисления проведены в предположении о равномерном распределении

между энергией магнитного поля и аккрецирующего вещества, поэтому полученные нами значения следует рассматривать как нижние ограничения.

Наши расчеты показывают, что СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \geq 4.0$ обладают меньшими значениями спина по сравнению с относительно близкими АЯГ, в которых ограничения величины спина получены из анализа рентгеновской линии железа Fe K $_{\alpha}$. Построенные диаграммы “масса-спин” для выборки АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$ демонстрируют, что спин СМЧД увеличивается с ростом массы в диапазоне $M_{\text{BH}} \approx 10^{8-9} M_{\odot}$. С дальнейшим увеличением массы рост спина практически останавливается. В результате мы видим плато в диапазоне масс $M_{\text{BH}} > 10^9 M_{\odot}$. Для остальных выборок, рассмотренных нами, увеличение спина с ростом массы прослеживается во всем диапазоне M_{BH} .

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке программы Фундаментальных Исследований РАН № 12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. S. Reynolds, *Space Sci. Rev.* **183**, 277 (2014).
2. L. Brenneman, arXiv:1309.6334 [astro-ph.HE] (2013).
3. C. Done, C. Jin, M. Middleton, and M. Ward, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 1955 (2013).
4. D. M. Capellupo, H. Netzer, P. Lira, B. Trakhtenbrot, and J. Mejia-Restrepo, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **460**, 212 (2016).
5. M. Middleton, in *Astrophysics of Black Holes*, edited by C. Bambi, *Astrophys. Space Sci. Library* **440**, 99 (2016) (arXiv:1507.06153).
6. R. Blandford and R. Znajek, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **179**, 433 (1977).
7. R. Blandford and D. Payne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **199**, 883 (1982).
8. D. Meier, *Astrophys. J.* **522**, 753 (1999).
9. D. Garofalo, *Astrophys. J.* **699**, 400 (2009).
10. D. Garofalo, D. Evans and R. Sambruna, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **406**, 975 (2010).
11. R. A. Daly, *Astrophys. J.* **696**, L32 (2009).
12. R. Daly, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 1253 (2011).
13. R. Daly and T. Sprinkle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **438**, 3233 (2014).
14. Y. N. Gnedin, V. N. Globina, M. Y. Piotrovich, S. D. Buliga, and T. M. Natsvlshvili, *Astrophysics* **57**, 163 (2014).
15. M. Y. Piotrovich, S. D. Buliga, Y. N. Gnedin, A. G. Mikhailov, and T. M. Natsvlshvili, *Astrophysics* **59**, 439 (2016).
16. B. Trakhtenbrot, H. Netzer, P. Lira, and O. Shemmer, *Astrophys. J.* **730**, 7 (2011).
17. G. De Rosa, R. Decarli, F. Walter, X. Fan, L. Jiang, J. Kurk, A. Pasquali, and H. W. Rix, *Astrophys. J.* **739**, 56 (2011).
18. G. De Rosa, B. Venemans, R. Decarli, M. Gennaro, et al., *Astrophys. J.* **790**, id. 145 (2014).
19. C. Mazzucchelli, E. Banados, B. P. Venemans, R. Decarli, et al., *Astrophys. J.* **849**, id. 91 (2017).
20. B. Trakhtenbrot, M. Volonteri, and P. Natarajan, *Astrophys. J.* **836**, L1 (2017).
21. A. Saxena, M. Marinello, R. Overzier, P. N. Best, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 2733 (2018).
22. A. Perego, M. Dotti, M. Colpi, and M. Volonteri, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **399**, 2249 (2009).
23. M. Volonteri, M. Sikora, J.-P. Lasota, and A. Merloni, *Astrophys. J.* **775**, id. 94 (2013).
24. M. Dotti, M. Colpi, S. Pallini, A. Perego, and M. Volonteri, *Astrophys. J.* **762**, id. 68 (2013).
25. Y. Dubois, M. Volonteri, and J. Silk, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **440**, 1590 (2014).
26. N. Fanidakis, C. M. Baugh, A. J. Benson, R. G. Bower, S. Cole, C. Done, and C. S. Frenk, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **410**, 53 (2011).
27. A. Sesana, E. Barausse, M. Dotti, and E. M. Rossi, *Astrophys. J.* **794**, id. 104 (2014).
28. I. D. Novikov and K. S. Thorne, in *Black Holes*, edited by C. Dewitt and B. S. Dewitt (Les Astres Occlus, 1973), p. 343.
29. A. King, S. Lubow, G. Ogilvie, and J. Pringle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **363**, 49 (2005).
30. J. C. McKinney, A. Tchekhovskoy, and R. D. Blandford, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **423**, 3038 (2012).
31. R. F. Penna, J. C. McKinney, R. Narayan, A. Tchekhovskoy, R. Shafee, and J. E. McClintock, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **408**, 752 (2010).
32. J. F. Hawley, C. Fendt, M. Hardcastle, E. Nokhrina, and A. Tchekhovskoy, *Space Sci. Rev.* **191**, 441 (2015).
33. L.-X. Li, *Astrophys. J.* **567**, 463 (2002).
34. R.-Y. Ma, F. Yuan, and D.-X. Wang, *Astrophys. J.* **671**, 1981 (2007).
35. D. X. Wang, K. Xiao, and W. H. Lei, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **335**, 655 (2002).
36. D.-X. Wang, R.-Y. Ma, W.-H. Lei, and G.-Z. Yao, *Astrophys. J.* **595**, 109 (2003).
37. W.-M. Zhang, Y. Lu, and S.-N. Zhang, *Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.* **5**, 347 (2005).
38. R. Moderski, M. Sikora, and J.-P. Lasota, arXiv:astro-ph/9706263 (1997).
39. A. Marconi, G. Risaliti, R. Gilli, L. K. Hunt, R. Maiolino, and M. Salvati, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, 169 (2004).
40. A. Merloni and S. Heinz, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **381**, 589 (2007).

41. R. A. Daly, D. A. Stout, and J. N. Mysliwiec, *Astrophys. J.* **863**, id. 117 (2018).
42. S. W. Allen, R. J. H. Dunn, A. C. Fabian, G. B. Taylor, and C. S. Reynolds, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **372**, 21 (2006).
43. D. A. Rafferty, B. R. McNamara, P. E. J. Nulsen, and M. W. Wise, *Astrophys. J.* **652**, 216 (2006).
44. Y. Shen, J. E. Greene, M. Strauss, G. T. Richards, and D. P. Schneider, *Astrophys. J.* **680**, 169 (2008).
45. J. Croston, J. Ineson, and M. Hardcastle, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 1614 (2018).
46. L. Foschini, *Res. Astron. and Astrophys.* **11**, 1266 (2011).
47. R. Blandford and A. Konigl, *Astrophys. J.* **232**, 34 (1979).
48. S. Heinz and R. Sunyaev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **343**, L59 (2003).
49. A. Merloni, S. Heinz, and T. di Matteo, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **345**, 1057 (2003).
50. J. F. Hawley, K. Beckwith, and J. H. Krolik, *Astrophys. Space Sci.* **311**, 117 (2011).