

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ СПЕЦИАЛЬНАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 524.7-82

Михайлов Александр Геннадьевич

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ  
СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И  
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОСВОЙСТВ АКТИВНЫХ  
ЯДЕР ГАЛАКТИК**

Специальность 01.03.02 —

«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физ.-мат. наук  
Пиотрович М. Ю.

Нижний Архыз — 2022

## Оглавление

Введение . . . . .	5
<b>Глава 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА СВЕРХМАССИВНЫХ</b>	
<b>    ЧЕРНЫХ ДЫР В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК</b>	
1.1 Обзор методов определения спина черных дыр . . . . .	14
1.1.1 Рентгеновская отражательная спектроскопия . . . . .	15
1.1.2 Анализ спектрального распределения энергии . . . . .	16
1.1.3 Косвенные методы . . . . .	17
1.2 Метод, основанный на взаимосвязи между мощностью джета и спином . . . . .	18
1.2.1 Сравнение с методом XRS . . . . .	21
1.3 Определение спина СМЧД в радиогалактиках FRI и FRII . . . . .	22
1.3.1 Выборка . . . . .	23
1.3.2 Результаты вычислений . . . . .	24
1.3.3 Обсуждение результатов . . . . .	27
1.3.4 Заключение . . . . .	32
1.4 Определение спина СМЧД в далеких АЯГ с $z > 4$ . . . . .	33
1.4.1 Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$ . . . . .	34
1.4.2 Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $4.0 < z < 6.5$ . . . . .	38
1.4.3 Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \geq 6.5$ . . . . .	39
1.4.4 Влияние неопределенностей в соотношении Мерлони и Хейнца на результаты . . . . .	41
1.4.5 Использование других эмпирических соотношений . . . . .	43
1.4.6 Сравнение с ограничениями спина, полученными из радиационной эффективности . . . . .	44
1.4.7 Сравнение с результатами численного моделирования . . . . .	46
1.4.8 Заключение . . . . .	48
1.5 Результаты Главы 1 . . . . .	49

<b>Глава 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК . . . . .</b>	<b>50</b>
2.1 Определение величины магнитного поля в аккреционном диске вокруг СМЧД . . . . .	50
2.2 Определение величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД . . . . .	51
2.3 Определение величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД из спектрополяриметрических и рентгеновских данных . .	53
2.3.1 Метод расчета . . . . .	53
2.3.2 Теоретические кривые . . . . .	58
2.3.3 Расчет магнитных полей с использованием данных из работы [33] . . . . .	60
2.3.4 Расчет магнитных полей с использованием данных, полученных в результате анализа рентгеновских спектров . . . . .	64
2.3.5 Сравнение результатов расчета магнитных полей в двух выборках . . . . .	65
2.3.6 Выводы . . . . .	67
2.4 Результаты Главы 2 . . . . .	68
<b>Глава 3. РАДИОСВОЙСТВА ГАЛАКТИК FR0 . . . . .</b>	<b>69</b>
3.1 Введение . . . . .	69
3.2 Выборка и наблюдения . . . . .	71
3.3 Основные результаты . . . . .	72
3.3.1 Радиосветимость и параметр доминирования радиоядра . .	72
3.3.2 Континуальные радиоспектры . . . . .	74
3.3.3 Ширина спектра . . . . .	77
3.4 Обсуждение результатов . . . . .	78
3.4.1 Сравнение с наблюдениями на VLA . . . . .	79
3.4.2 Сравнение с VLBI наблюдениями . . . . .	80
3.4.3 FR0 радиогалактики на фундаментальной линии АЯГ . .	82
3.5 Взаимосвязь между радиогалактиками FR0 И GPS источниками . . . . .	84
3.5.1 Радиогалактики FR0 с пиком на спектре . . . . .	84
3.5.2 Кандидаты в GPS . . . . .	85
3.5.3 Заключение . . . . .	87

3.6	Выводы . . . . .	88
3.7	Результаты Главы 3 . . . . .	89
<b>Глава 4. РАДИОСВОЙСТВА АКТИВНЫХ ЯДЕР</b>		
	<b>ГАЛАКТИК НА <math>z &gt; 3</math></b> . . . . .	<b>90</b>
4.1	Введение . . . . .	90
4.2	Радиосвойства квазаров на $z > 3$ . . . . .	92
4.2.1	Средний спектр . . . . .	92
4.2.2	Корреляция $z-\alpha$ . . . . .	94
4.2.3	Радиосветимость . . . . .	95
4.2.4	Радиогромкость . . . . .	96
4.2.5	Обсуждение . . . . .	98
4.2.6	Выводы . . . . .	100
4.3	Исследование блазара с красным смещением $z = 6.1$ на РАТАН-600	101
4.3.1	Наблюдения на РАТАН-600 и результаты . . . . .	102
4.3.2	Сравнение с другими блазарами на больших красных смещениях . . . . .	106
4.3.3	Выводы . . . . .	110
4.4	Результаты Главы 4 . . . . .	111
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>112</b>
	<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>114</b>
	<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>115</b>
	<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>138</b>
	<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>142</b>
	<b>Приложение А. Результаты измерений спектральных плотностей потока радиогалактик FR0 . . . . .</b>	<b>144</b>
	<b>Приложение Б. Спектры радиогалактик FR0 . . . . .</b>	<b>150</b>

## Введение

К настоящему времени концепция черных дыр прочно утвердилась в астрофизике. Идеи, основанные на рассмотрении аккрецирующих черных дыр помогают объяснить многие явления как в масштабах Галактики, так и феномены, связанные с активными ядрами галактик (АЯГ) [1–3]. Черная дыра может быть полностью охарактеризована массой  $M_{BH}$  и угловым моментом вращения  $J$  (формально, у черной дыры еще может быть электрический заряд, но на практике его, как правило, не рассматривают). Часто используется безразмерный угловой момент вращения (спин)  $a = cJ/GM_{BH}^2$ , где  $c$  — скорость света, а  $G$  — гравитационная постоянная. В связи с этим, важнейшую роль приобретает разработка методов определения этих величин из наблюдательных данных. Методы определения массы достаточно развиты и позволяют получить оценки масс сверхмассивных черных дыр (СМЧД) для больших выборок объектов. Более сложная ситуация с определением спина. Наиболее популярными и хорошо разработанными к настоящему времени являются следующие методы: 1) анализ профиля рентгеновской линии железа  $FeK_{\alpha}$ ; 2) анализ распределения излучения континуума аккреционного диска [4–6]. Первый из этих методов требует высококачественных спектров. Это условие ограничивает выборку объектов, к которым его в настоящее время можно применить, объектами с красными смещениями до 0.1. Указанным методом получены ограничения величины спина для нескольких десятков объектов (около 30–40). Метод анализа распределения излучения континуума, в свою очередь, требует проведения одновременных наблюдений в широком спектральном диапазоне, что также довольно сложно. Тем не менее, с учетом возможностей современных обсерваторий, данный метод позволяет получать ограничения величины спина для объектов с красным смещением до 1.5 [7].

Учитывая ограниченность выборки СМЧД, для которых получены ограничения величины спина, особый интерес представляет разработка и применение других методов. В данной работе используется подход, основу которого составляет предположение о зависимости мощности джета от величины спина СМЧД. Современные модели генерации релятивистских джетов привлекают действие механизмов Блэндфорда-Знайека и/или Блэндфорда-Пейна [8; 9]. За

основу мы берем гибридные модели, в которых джет производится совместным действием указанных механизмов [10–12]. Несмотря на неизбежную модельную зависимость этого подхода мы получаем возможность исследования больших по объему выборок с целью получения ограничений на величину спина. Полученные результаты могут использоваться, с одной стороны, для проверки моделей генерации релятивистских струй при помощи наблюдательных данных и способствовать дальнейшему прогрессу в этой области; а, с другой стороны, для проверки численных моделей эволюции СМЧД в ядрах галактик на космологических временах. Анализ диаграмм “масса–спин” и сопоставление их с теоретическими предсказаниями открывает возможность исследования характера и истории аккреции на центральную СМЧД.

Наблюдения АЯГ проводятся не только в видимом и рентгеновском диапазонах, но и в радиодиапазоне. Современные исследования показывают, что в ближней Вселенной среди популяции внегалактических радиоисточников численно преобладают компактные объекты относительно небольшой мощности, т. н. радиогалактики FR0 [13; 14]. Однако их природа и взаимосвязь с другими классами радиогромких АЯГ остается малоисследованной. Распространенность галактик FR0 предполагает, что феномен их активности связан с наиболее общими физическими механизмами. Изучение радиогалактик FR0 существенно расширяет исследуемый энергетический диапазон, что также важно с точки зрения изучения универсальных закономерностей и соотношений, которым следуют АЯГ. Важное значение при исследовании внегалактических радиоисточников имеют наблюдения в сантиметровом диапазоне. Радиотелескопы с возможностью измерения мгновенных радиоспектров в широком диапазоне частот обладают несомненным преимуществом. К числу таких инструментов относится РАТАН-600, который также позволяет проводить мониторинговые наблюдения больших выборок объектов [15–17].

Исследование радиосвойств АЯГ на больших красных смещениях важно с точки зрения изучения эволюции активных ядер и воздействия их в процессах обратной связи (feedback) на родительскую галактику и крупномасштабную структуру Вселенной [18; 19]. Ключевое значение имеет исследование связи “диск–джет”, доли радиогромких квазаров, функции радиосветимости и их возможной эволюции с красным смещением [20–22]. Однако, вплоть до недавнего времени, отмечался недостаток работ, посвященных исследованию радио-

свойств АЯГ на больших красных смещениях: предельно далекие объекты изучались, в основном, средствами оптических инструментов.

**Целью** данной работы является определение физических параметров СМЧД в выборках АЯГ различных типов и исследование их радиосвойств.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Сопоставление современных подходов и методов определения спина ЧД, развитие метода расчета величины спина на основе гибридных моделей формирования джетов.
2. Формирование выборок, расчет величины спина СМЧД, построение диаграмм “масса–спин”, анализ полученных результатов.
3. Оценка величины магнитного поля в окрестности СМЧД в АЯГ, анализ зависимостей между величиной магнитного поля и массой СМЧД, эддингтоновским отношением, радиационной эффективностью.
4. Сбор литературных данных об измерениях в радиоконтинууме, угловой структуре радиогалактик FR0, квазаров и блазаров на больших красных смещениях, формирование выборок.
5. Подготовка и проведение наблюдений на РАТАН-600, калибровка и обработка измерений.
6. Определение параметров радиоизлучения исследованных объектов, анализ полученных результатов.

**Научная новизна:**

1. Для большинства объектов в изученных выборках ограничения величины спина СМЧД получены впервые. Впервые построены диаграммы “масса–спин” для СМЧД в выборках АЯГ следующих типов: радиогалактик типа FRI (Fanaroff-Riley Type I) и FRII (Fanaroff-Riley Type II), квазаров на больших красных смещениях  $z > 4$ .
2. Впервые выполнены оценки величины магнитного поля в аккреционном диске и на горизонте событий СМЧД в 28 радиоквазарах. Для выборки 52 АЯГ 1 типа впервые установлено обратное соотношение между величиной магнитного поля на горизонте событий и массой черной дыры:  $\log B_H \sim -0.7 \log M_{BH}$ .
3. Новые данные многочастотных измерений на РАТАН-600 спектральных плотностей потоков выборки 34 радиогалактик FR0. Впервые из-

мерены квазиодновременные радиоспектры объектов в диапазоне 2–22 ГГц. Впервые показана двухкомпонентность среднего радиоспектра FR0 в сантиметровом диапазоне.

4. Показано, что среди квазаров на больших красных смещениях  $z \geq 3$  половина объектов характеризуется радиоспектрами с пиком. По новым данным измерений РАТАН-600 оценены значения радиогромкости и радиосветимости. Впервые построен средний радиоспектр объектов в интервале красных смещений  $z = 3.0 - 3.8$  с шагом  $\Delta z = 0.1$ . Независимо измерен радиоспектр блазара J0309+2717 на  $z = 6.1$ , впервые получена его кривая блеска на 4.7 ГГц на масштабе около полутора лет.

### **Научная и практическая значимость**

Полученные результаты могут быть использованы для тестирования современных моделей генерации джетов и механизмов энерговыделения в центральной машине на основе наблюдательных данных, тем самым способствуя дальнейшему прогрессу в этой области. Диаграммы “масса–спин” могут быть использованы для исследования истории и характера аккреции в центрах галактик путем сопоставления с результатами численного моделирования. В частности, анализ подобных диаграмм может выявить степень анизотропии аккреционных событий в процессе эволюции СМЧД.

Обширный наблюдательный материал, полученный для радиогалактик FR0, позволяет исследовать их взаимосвязь с другими классами внегалактических радиоисточников, что имеет ключевое значение для понимания природы объектов данного класса и природы активности в источниках ближней Вселенной. Полученные результаты могут быть использованы для моделирования континуальных радиоспектров и оценки физических условий в радиоисточниках. Многочастотные измерения спектральных плотностей потоков далеких квазаров на  $z \geq 3$  могут использоваться для построения функции радиосветимости АЯГ в ранней Вселенной и исследования связи “диск–джет”, что имеет ключевое значение при тестировании моделей аккреционных течений и запуска релятивистских джетов.

### **Степень достоверности**

Достоверность полученных результатов обусловлена и обеспечена современным уровнем развития теоретических представлений о центральной машине

АЯГ, а также известной точностью использованных наблюдательных данных. Достоверность результатов измерений спектральных плотностей потоков на РАТАН-600 обеспечена использованием штатных методов наблюдений и калибровки наблюдательных данных. Спектральные плотности потоков объектов измерены на шести частотах одновременно, что позволило исключить влияние систематических ошибок измерений и переменности объектов на результат.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Результаты определения величин спинов СМЧД в АЯГ на основе гибридных моделей генерации релятивистских джетов для выборок АЯГ различных типов. Типичные значения полученных спинов лежат в пределах  $0.5 < a < 0.9$ .
2. Результаты определения величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД в 52 АЯГ 1 типа. Показано, что типичное значение магнитного поля составляет  $B_H = 10^4$  Гс, что согласуется с результатами других авторов. Найдена обратная зависимость величины магнитного поля от массы черной дыры:  $\log B_H \sim -0.7 \log M_{BH}$ .
3. Результаты многочастотных измерений на РАТАН-600 спектральных плотностей потоков 34 радиогалактик FR0 на частотах 2.3, 4.7, 8.2, 11.2, 22.3 ГГц. Получена спектральная классификация FR0, показано, что преобладает пиковая форма спектра. Установлена двухкомпонентность среднего спектра. Определены радиосвойства объектов в сантиметровом диапазоне: характерная радиосветимость  $10^{38.8} - 10^{40.6}$  эрг/с, доминирование радиоядра ( $\log R \approx -0.1$ ). Показано, что 10 % исследованных радиогалактик FR0 могут быть отнесены к GPS источникам небольшой мощности ( $L_{4.7} \approx 10^{40}$  эрг/с).
4. Определены радиосвойства полной по спектральной плотности потока ( $S_{1.4} > 100$  мЯн) выборки 102 квазаров на  $z \geq 3$ : характерные радиосветимость  $L_{4.7} = 2 \times 10^{44}$  эрг/с, радиогромкость  $\log RL = 3.5$ . Установлено, что для исследованных объектов характерен спектр с пиком, что означает доминирующий вклад излучения яркого компактного ядра в наблюдаемый радиоспектр. Для одного из самых далеких блазаров  $z = 6.1$  измерен спектр на 4.7 – 11.2 ГГц. Кривая блеска объекта на частоте 4.7 ГГц, полученная на масштабе 1.5 года, выявила переменность на уровне 30 %.

### Апробация работы.

Результаты исследований были лично представлены диссертантом на следующих российских и международных конференциях:

1. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», НЕА-13 (Москва, ИКИ РАН, 23-26 декабря 2013). Стендовый доклад «Оценка величин спинов сверхмассивных черных дыр в активных галактических ядрах» // А.Г. Михайлов, Ю.Н. Гнедин.
2. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», НЕА-15 (Москва, ИКИ РАН, 21-24 декабря 2015). Стендовый доклад «Прямая связь между спином сверхмассивной черной дыры и фактором Эддингтона для аккреционного диска в активных ядрах галактик» // М.Ю. Пиотрович, С.Д. Булига, Ю.Н. Гнедин, А.Г. Михайлов, Т.М. Нацвлишвили, Н.А. Силантьев.
3. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», НЕА-16 (Москва, ИКИ РАН, 20-23 декабря 2016). Стендовый доклад «Определение величин спинов сверхмассивных черных дыр в радиогалактиках типа FRI и FRII» // А.Г. Михайлов.
4. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», НЕА-17 (Москва, ИКИ РАН, 18-21 декабря 2017). Стендовый доклад «Критерии ретроградного вращения аккрецирующих черных дыр» // А.Г. Михайлов, М.Ю. Пиотрович, Ю.Н. Гнедин, Т.М. Нацвлишвили, С.Д. Булига.
5. Конкурс-конференция работ сотрудников САО - 2019 год (Нижний Архыз, САО РАН, 7 февраля 2019). Устный доклад «Ограничения величины спина сверхмассивных черных дыр в активных ядрах галактик» // А.Г. Михайлов.
6. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», НЕА-19 (Москва, ИКИ РАН, 17-20 декабря 2019). Стендовый доклад «Радиосвойства галактик FR0» // А.Г. Михайлов.
7. Всероссийская конференция «Наземная астрономия в России. XXI век» (Нижний Архыз, САО РАН, 21-25 сентября 2020). Устный доклад «Радиосвойства галактик FR0: наблюдения на РАТАН-600» // А.Г. Михайлов.

8. Конкурс-конференция работ сотрудников САО - 2021 год (Нижний Архыз, САО РАН, 9 февраля 2021). Устный доклад «Радиосвойства квазаров на красных смещениях  $z \geq 3$ » // А.Г. Михайлов, Ю.В. Сотникова, Т.В. Муфахаров, Н.Н. Бурсов, М.Г. Мингалиев, В.А. Столяров, А.А. Кудряшова, П.Г. Цыбулев, Т.А. Семенова, Н.А. Нижельский, А.К. Эркенов.
9. Международная конференция: Идеи С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана и современная астрофизика (Москва, ГАИШ МГУ, 8-12 февраля 2021). Устный доклад «Свойства радиогалактик FR0 в сантиметровом диапазоне» // А.Г. Михайлов.
10. Международная конференция «6<sup>th</sup> workshop on Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum radio sources» (Torun, Poland, 10-14 May 2021). Устный доклад «The relationship between FR0 radio galaxies and GPS sources» // A.G. Mikhailov, Yu.V. Sotnikova.
11. Конференция пользователей российских телескопов (Нижний Архыз, САО РАН, 13 мая 2021). Устный доклад «Наблюдения радиогалактик FR0 на РАТАН-600» // A.G. Mikhailov.
12. ВСЕРОССИЙСКАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ — 2021 (ВАК-2021) «Астрономия в эпоху многоканальных исследований» (Москва, ГАИШ МГУ, Россия, 23-28 августа 2021 года). Устный доклад «Многочастотное исследование радиогалактик FR0 на РАТАН-600» // А.Г. Михайлов.
13. Международная конференция: Crimean-2021 AGN Conference "Galaxies with Active Nuclei on Scales from Black Hole to Host Galaxy" (Научный, КрАО РАН, 13-17 сентября 2021). Устный доклад «Determination of the spins of supermassive black holes in active galactic nuclei» // A.G. Mikhailov.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 печатных работах, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, входящих в перечень ВАК.

A1 Gnedin Yu. N., **Mikhailov A. G.**, Piotrovich M. Yu.; "The most distant quasar at  $z = 7.08$ : Probable retrograde rotation of an accreting supermassive black hole", *Astronomische Nachrichten*, Vol. 336, Issue 3, p. 312 (2015)

- A2 **Mikhailov A. G.**, Gnedin Yu. N., Belonovsky A. V.; "Determination of the Magnitude of the Spins of Supermassive Black Holes and the Magnetic Fields in Active Galactic Nuclei", *Astrophysics*, Vol. 58, Issue 2, pp. 157-167 (2015)
- A3 Piotrovich M. Yu., Buliga S. D., Gnedin Yu. N., **Mikhailov A. G.**, Natsvlshvili T. M.; "Dependence of the Spin of Supermassive Black Holes on the Eddington Factor for Accretion Disks in Active Galactic Nuclei", *Astrophysics*, Vol. 59, Issue 4, pp. 439-448 (2016)
- A4 **Mikhailov A. G.**, Gnedin Yu. N.; "Determination of the Spins of Supermassive Black Holes in FR I and FR II Radio Galaxies", *Astronomy Reports*, Vol. 62, Issue 1, pp. 1-8 (2018)
- A5 **Mikhailov A. G.**, Piotrovich M. Yu., Gnedin Yu. N., Natsvlshvili T. M., Buliga S. D.; "Criteria for retrograde rotation of accreting black holes", *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol. 476, Issue 4, pp. 4872-4876 (2018)
- A6 **Mikhailov A. G.**, Piotrovich M. Yu., Buliga S. D., Natsvlshvili T. M., Gnedin Yu. N.; "Relationship Between the Spins and Masses of Supermassive Black Holes in Distant Active Galactic Nuclei with  $z > 4$ ", *Astronomy Reports*, Vol. 63, Issue 6, pp. 433-444 (2019)
- A7 Piotrovich M. Yu., **Mikhailov A. G.**, Buliga S. D., Natsvlshvili T. M.; "Determination of magnetic field strength on the event horizon of supermassive black holes in active galactic nuclei", *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol. 495, Issue 1, pp. 614-620 (2020)
- A8 **Mikhailov A. G.**, Sotnikova Yu. V.; "Radio Properties of FR0 Galaxies According to Multifrequency Measurements with RATAN-600", *Astronomy Reports*, Vol. 65, Issue 4, pp. 233-245 (2021)
- A9 Mufakharov T. V., **Mikhailov A. G.**, Sotnikova Yu. V., Mingaliev M. G., Stolyarov V. A., Erkenov A. K., Nizhelskij N. A., Tsybulev, P. G.; "Flux-density measurements of the high-redshift blazar PSO J047.4478+27.2992 at 4.7 and 8.2 GHz with RATAN-600", *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, Vol. 503, Issue 3, pp. 4662-4666 (2021)
- A10 **Mikhailov A. G.**, Sotnikova Yu. V.; "The relationship between FR0 radio galaxies and gigahertz-peaked spectrum sources", *Astronomische Nachrichten*, Vol. 342, Issue 1130, pp. 1130-1134 (2021)

- A11 Sotnikova Yu. V., **Mikhailov A. G.**, Mufakharov T. V., Mingaliev M. G., Bursov N. N., Semenova T. A., Stolyarov V. A., Udovitskiy R. A., Kudryashova A. A., Erkenov A. K.; "High-redshift quasars at  $z > 3$  - I. Radio spectra", Mon. Not. R. Astron. Soc., Vol. 508, Issue 2, pp. 2798-2814 (2021)

### **Личный вклад.**

В работе [A1] автор принимал участие в оценках физических величин. В работах [A2,A3] автором выполнены расчеты величины спина и магнитного поля, автор участвовал в написании статей наравне с соавторами. В работах [A4,A6,A8,A10] вклад автора определяющий, ему принадлежит постановка задачи, автором проведены расчеты величины спина, исследование влияние неопределенностей эмпирических соотношений на результаты, построены диаграммы “масса–спин”, расчет параметров радиоизлучения. Основная работа по подготовке текста статей выполнена автором. В работах [A5,A7,A9,A11] автор выполнил расчеты величины спина и магнитного поля, радиосветимости и радиогромкости (совместно с Кудряшовой А.), принимал участие в подготовке текста статей. Автор рассчитал средние спектры квазаров в интервале красных смещений  $z = 3 - 3.8$  с шагом  $\Delta z = 0.1$ . Во всех работах обсуждение и интерпретация полученных результатов проводились совместно с соавторами.

Результаты Главы 3 получены в рамках наблюдательной программы «Спектры галактик FR0 в сантиметровом диапазоне», выполняемой на РАТАН-600 с февраля 2020 года. В данной программе автор является единственным заявителем, им осуществлена постановка задачи, подготовка наблюдательных заявок в 2020-2021 гг., подготовка наблюдений, калибровка и обработка измерений на РАТАН-600. Помимо этого, автору принадлежит постановка задачи исследования блазара на красном смещении  $z = 6.1$ , калибровка и обработка измерений.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 152 страницы с 38 рисунками и 21 таблицей. Список литературы содержит 204 наименования.

## Глава 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Результаты, представленные в данной главе, таблицы и рисунки опубликованы в работах диссертанта [А1–А6], составивших основу текста главы. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

### 1.1 Обзор методов определения спина черных дыр

Метрика пространства–времени в окрестности черной дыры полностью определяется ее массой  $M_{BH}$  и безразмерным параметром вращения (спином)  $a = cJ/GM_{BH}^2$ , где  $J$  — угловой момент черной дыры [3]. Поэтому масса и спин сверхмассивной черной дыры (далее — СМЧД) должны во многом определять и наблюдательные проявления центральной машины в активном ядре галактики (далее — АЯГ, [1]). Таким образом, 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 [23]. Однако они могут быть применены к небольшому числу наиболее близких галактик. Для АЯГ разработан метод эхокартирования [24], на основе которого прокалиброваны различные эмпирические соотношения, применяемые для определения масс СМЧД в более удаленных АЯГ [25; 26].

Проблема определения спина СМЧД в АЯГ играет важную роль в современной астрофизике. Ее решение поможет ответить на ряд важных вопросов относительно космологической эволюции СМЧД и прольет свет на историю аккреции в центральной машине АЯГ. Помимо этого, определение величин спинов СМЧД даст возможность проверить теоретические модели энерговыделения в центральной машине АЯГ, что будет способствовать дальнейшему прогрессу в этой области. Вместе с тем, эта проблема стала решаться относительно недавно, начиная с 90-х гг. 20 в., что обусловлено трудностью задачи [27; 28]. Отметим, что все разработанные к настоящему времени методы определения спина мо-

дельно зависимы. Поэтому результаты, полученные различными методами для одного и того же объекта, зачастую плохо согласуются друг с другом, а иногда и вовсе находятся в противоречии. Разработанные к настоящему времени подходы к определению спина можно разделить на три основные группы (см., напр., [4—7; 29—31]): 1) метод рентгеновской отражательной спектроскопии (X-Ray Reflection Spectroscopy, далее — XRS), основанный на анализе профиля флуоресцентной линии железа  $FeK_\alpha$  6.4 кэВ; 2) анализ спектрального распределения энергии в тепловом спектре аккреционного диска (Thermal Continuum Fitting, далее — TCF); 3) косвенные методы, к которым мы относим: определение спина исходя из радиационной эффективности аккреционного диска; определение спина на основе моделей, связывающих мощность джетов АЯГ со спином центральной черной дыры. Ниже мы кратко опишем основные принципы, лежащие в основе этих подходов.

### 1.1.1 Рентгеновская отражательная спектроскопия

Согласно современной теории аккрецирующих черных дыр положение внутреннего края аккреционного диска определяется размером области последней устойчивой круговой орбиты (Inner Stable Circular Orbit, далее — ISCO), которая, в свою очередь, однозначно определяется спином черной дыры. В описываемом подходе маркером размера ISCO служит профиль флуоресцентной рентгеновской линии железа  $FeK_\alpha$ . Профиль указанной линии уширен за счет эффекта Доплера, связанного с вращением аккреционного диска, и гравитационного красного смещения, определяемого расстоянием до центральной черной дыры. Качественно картина выглядит следующим образом: чем ближе ISCO к черной дыре, тем шире линия железа 6.4 кэВ. Поэтому в случае черной дыры со спином, близким к предельному керровскому значению 0.998, профиль линии  $FeK_\alpha$  будет шире, чем в случае шварцшильдовской черной дыры с нулевым спином (Рис. 1.1). В методе XRS рассматривается геометрически тонкий и оптически толстый аккреционный диск, излучение которого описывается профилем Новикова-Торна. Часть фотонов теплового излучения аккреционного диска в процессе обратного комптоновского рассеяния на горячих электронах (порядка

100 кэВ) переводится в рентгеновский диапазон. Таким образом формируется наблюдаемый степенной спектр в области 2-40 кэВ, а в результате облучения аккреционного диска рентгеновскими фотонами формируются эмиссионные линии, наиболее характерной и интенсивной из которых является линия  $FeK_{\alpha}$ .

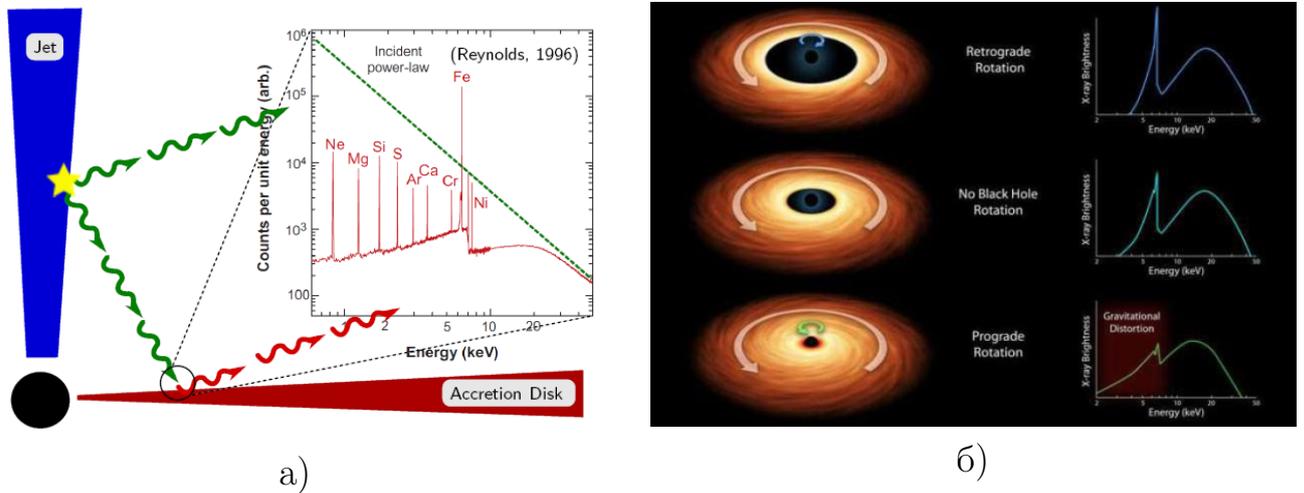


Рисунок 1.1 — а) Геометрия XRS метода; б) профиль линии железа 6.4 кэВ в зависимости от спина черной дыры. Рисунок приведен в иллюстративных целях.

Схематически геометрия XRS метода изображена на Рис. 1.1, важным элементом является источник жесткого рентгеновского излучения, облучающего аккреционный диск (т.н. геометрия фонарного столба). Вероятнее всего горячие электроны связаны с короной вокруг диска, либо основанием джета. Подробное описание данного метода, его статистических и систематических неопределенностей приведено в обзорах [6; 30].

### 1.1.2 Анализ спектрального распределения энергии

Данный метод применим к устойчивым стандартным аккреционным дискам, излучение которых описывается профилем Новикова-Торна. Анализ спектра излучения диска позволяет определить его температуру, зависящую от положения внутреннего края аккреционного диска. Чем ближе край диска к черной дыре, тем выше его температура. Следовательно, аккреционный диск вокруг керровской черной дыры “горячее”, чем вокруг шварцшильдовской. Успешное

применение TCF метода требует знания ряда параметров (масса черной дыры, наклон к лучу зрения и др.), которые в настоящее время надежнее определяют для черных дыр звездных масс, входящих в состав двойных рентгеновских систем в Галактике, нежели для СМЧД в АЯГ [6]. Кроме того, поскольку тепловое излучение аккреционного диска вокруг СМЧД имеет максимум в ультрафиолетовой области, это создает дополнительные наблюдательные сложности для успешного применения данного метода для АЯГ. По указанным причинам в настоящее время TCF метод применяется, в основном, к черным дырам звездных масс.

### 1.1.3 Косвенные методы

Успешное применение вышерассмотренных методов требует высококачественных спектроскопических и фотометрических данных и к настоящему времени они позволили получить ограничения на величину спина СМЧД лишь для нескольких десятков относительно близких АЯГ. Данные обстоятельства стимулируют поиск других методов ограничения величины спина. Один из путей заключается в определении спина, исходя из значения радиационной эффективности аккреционного течения  $\varepsilon = L_{bol}/\dot{M}c^2$ , где  $L_{bol}$  - болометрическая светимость,  $\dot{M}$  - темп аккреции. В случае аккреционного диска с профилем излучения Новикова-Торна радиационная эффективность однозначно определяется спином черной дыры. Поэтому, определив из наблюдательных данных радиационную эффективность, можно оценить спин [32; 33].

Начиная с пионерских работ [8] и [9], 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 [10–12; 34; 35]. В этих моделях мощность джета  $L_j$  пропорциональна величине

спина:  $L_j \sim B^2 M_{BH}^2 a^2$ , здесь  $B$  — величина магнитного поля на горизонте событий, либо вблизи края аккреционного диска.

Взаимосвязь между мощностью джета и спином открывает еще один путь к получению ограничений на величину спина [35–38]. Данный подход систематически использован в ряде работ Дэли. Однако, следует подчеркнуть ключевой момент: если мощность джета и массу черной дыры возможно определять из наблюдательных данных, пусть и с неизбежными модельными предположениями и большими неопределенностями, то прямые наблюдательные данные о величине магнитного поля в окрестности черной дыры в настоящее время отсутствуют. Поэтому в работах Дэли использованы три предположения: 1) постоянное значение магнитного поля на горизонте событий  $B_H = 10^4$  Гс для всех исследованных объектов; 2) предположение о пропорциональности магнитного поля значению спина  $B_H = 2.78 \times 10^4 a$  Гс; 3) эддингтоновское значение магнитного поля, представляющее собой верхний предел  $B_{Edd} \approx 6M_8^{1/2} \times 10^4$  Гс. В следующем разделе мы опишем наш метод получения ограничений спина СМЧД, основанный на гибридных моделях генерации релятивистских джетов и соотношении между плотностью энергии аккрецирующего вещества и магнитного поля.

## 1.2 Метод, основанный на взаимосвязи между мощностью джета и спином

Для определения спина мы используем модели, в которых джет производится совместным действием механизмов VZ и ВР: гибридную модель Мейера и модель flux-trapping (далее — FT). В модели Мейера мощность джета определяется выражением [11; 36]:

$$L_j = \frac{10^{48}}{\eta^2} \left( \frac{B_H}{10^5} \right)^2 \left( \frac{M_{BH}}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2 \text{ эрг/с.} \quad (1.1)$$

здесь коэффициент  $\eta = 1/\sqrt{1.05}$ ,  $B_H$  — величина магнитного поля на горизонте событий черной дыры. Отметим, что  $\eta = \sqrt{5}$  в случае действия только механизма VZ. Для оценки величины магнитного поля  $B_H$ , ответственного за ге-

нерацию джета, мы используем модель, построенную в работах [39–41]. В этой модели магнитное поле генерируется в результате взаимодействия аккреционного потока с вращающейся черной дырой. Его величину можно определить через отношение между плотностями энергий аккреционного потока и магнитного поля:

$$B_H = \frac{1}{R_H} \sqrt{\frac{2\dot{M}c}{\beta}} = 6.3 \times 10^4 \left(\frac{l_E}{M_8}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\beta\varepsilon}\right)^{1/2} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}} \text{ Гс} \quad (1.2)$$

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,  $\varepsilon$  — 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 (1.1) и (1.2) мы получаем уравнение для нахождения величины спина черной дыры:

$$F(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})} = 1.77 \times \sqrt{\beta} \left(\frac{L_j}{L_{bol}}\right)^{1/2} \quad (1.3)$$

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 этом случае решение уравнения (1.3) позволяет получить нижнее ограничение на величину спина в рамках используемой модели.

В модели FT мощность джета определяется выражением [12]:

$$L_j = 2 \times 10^{47} \alpha \gamma^2 \left(\frac{B_d}{10^5}\right)^2 \left(\frac{M_{BH}}{10^9 M_\odot}\right)^2 a^2 \text{ эрг/с} \quad (1.4)$$

здесь  $B_d$  — величина магнитного поля в диске в области последней устойчивой орбиты, функции  $\alpha$  и  $\gamma$  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:

$$\frac{\beta_1 B_d^2}{8\pi} = \frac{L_{bol}}{4\pi c R_{in}^2} \quad (1.5)$$

здесь  $R_{in}$  — радиус последней устойчивой орбиты. В предположении, что магнитное поле генерируется аккрецирующим веществом, параметр  $\beta_1 \geq 1$ . Используя соотношения (1.4) и (1.5) получаем следующее уравнение для определения величины спина:

$$X(a) = \frac{F(a)}{q^2(a)} = 16.48\beta_1 \frac{L_j}{L_{bol}} \quad (1.6)$$

Рассматривая случай равномерного распределения между радиационным и магнитным давлением ( $\beta_1 = 1$ ) и решая уравнение (1.6) возможно получить нижнее ограничение на величину спина в рамках модели ФТ.

Таким образом, уравнения (1.3) и (1.6) 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 аккреционного диска и мощностью джета. Графики функций  $F(a)$  и  $X(a)$  в зависимости от спина черной дыры приведены на Рис. 1.2. Необходимо отметить, что при значениях функций  $F(a) \leq 1.7$  и  $X(a) \leq 45.4$  возможны как проградное, так и ретроградное решение уравнений (1.3) и (1.6). Чтобы сделать выбор между этими возможностями, необходимы дополнительные критерии. В последующих разделах мы будем выбирать проградное решение, если не оговорено обратное. При значениях функций  $1.7 < F(a) \leq 4.8$  и  $45.4 < X(a) \leq 71.2$  допустимы только ретроградные решения, что означает мощность джета примерно равную болометрической светимости диска, либо превышающую ее в несколько раз. Вопрос о кандидатах в системы с аккреционными дисками в ретроградной конфигурации рассмотрен в работах [42; 43].

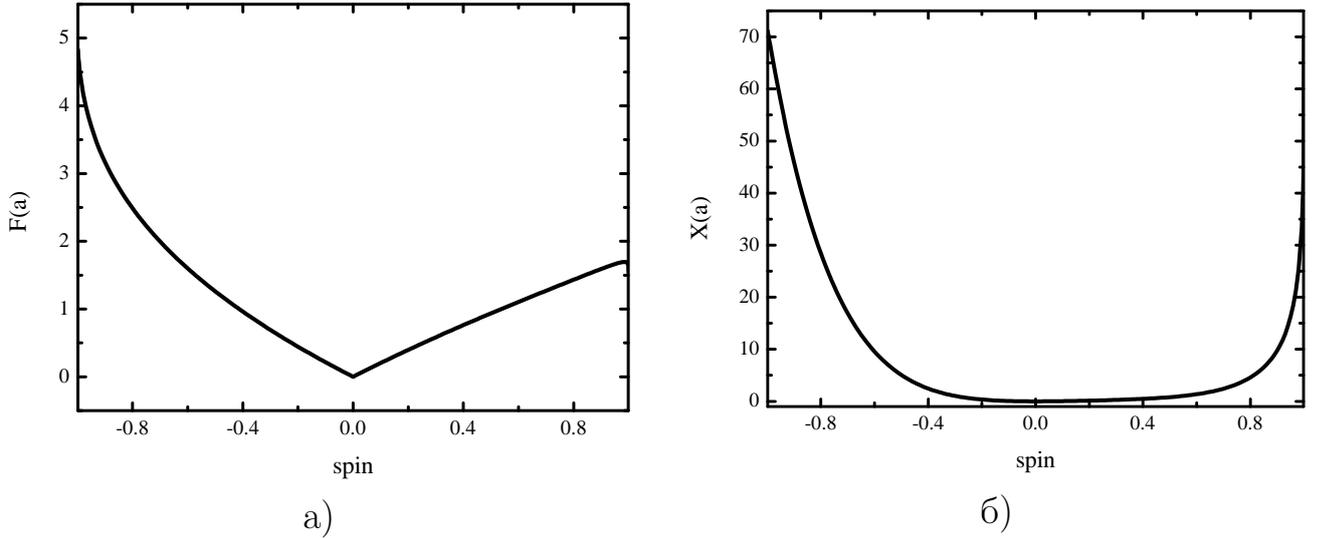


Рисунок 1.2 — а) Зависимость функции  $F(a)$  от спина; б) Зависимость функции  $X(a)$  от спина.

### 1.2.1 Сравнение с методом XRS

Описанный выше метод мы применили к объектам, для которых получены ограничения величины спина методом XRS. В Табл. 1 приведены результаты расчетов нижних пределов спина в рамках использованных нами гибридных моделей с учетом неопределенностей в соотношении Мерлони-Хейнца, использовавшегося для оценки мощности джета [44]:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = (0.49 \pm 0.07) \log l_E - (0.78 \pm 0.36) \quad (1.7)$$

Табл. 1 показывает, что наши результаты не противоречат имеющимся данным, полученным XRS методом (за исключением объекта Fairall 9, для которого, впрочем, имеются противоречивые литературные данные). Если рассматривать результаты, полученные методом XRS как истинные, то параметры  $\beta$  и  $\beta_1$  должны быть больше единицы (если магнитное поле генерируется за счет энергии аккреционного потока). Вычисленные в этом случае медианные значения  $\beta = 1.5$  и  $\beta_1 = 1.8$ . Таким образом, можно заключить, что гипотеза равномерного распределения является оправданной, по крайней мере, для объектов в режиме тонкого стандартного аккреционного диска с субэддингтоновской аккрецией. Поэтому мы будем часто использовать гипотезу равномерного распределения

Таблица 1 — Сравнение ограничений спина, полученных методом XRS и в рамках нашего подхода с использованием гибридных моделей.

Name	spin (XRS)	spin (M)	spin (FT)
MCG-6-30-15	$0.91^{+0.06}_{-0.07}$	$0.49^{+0.25}_{-0.17}$	$0.79^{+0.11}_{-0.12}$
Fairall 9	$0.52^{+0.19}_{-0.15}$	$0.88^{+0.12}_{-0.26}$	$0.93^{+0.05}_{-0.07}$
SWIFT J2127.4+5654	$0.72^{+0.14}_{-0.20}$	$0.61^{+0.29}_{-0.19}$	$0.85^{+0.08}_{-0.10}$
1 H0707-495	$> 0.94$	$0.38^{+0.21}_{-0.14}$	$0.72^{+0.12}_{-0.14}$
Mrk 79	$> 0.50$	$0.88^{+0.12}_{-0.26}$	$0.93^{+0.05}_{-0.07}$
Mrk 335	$> 0.99$	$0.56^{+0.27}_{-0.19}$	$0.83^{+0.09}_{-0.11}$
NGC 3783	$> 0.88$	$0.83^{+0.17}_{-0.24}$	$0.92^{+0.05}_{-0.08}$
Ark 120	$> 0.85$	$0.94^{+0.06}_{-0.27}$	$0.94^{+0.04}_{-0.07}$
3C 120	$> 0.95$	$0.52^{+0.27}_{-0.17}$	$0.81^{+0.10}_{-0.11}$
1 H0419-577	$> 0.98$	$0.35^{+0.21}_{-0.12}$	$0.70^{+0.13}_{-0.15}$
Ark 564	$> 0.90$	$0.70^{+0.30}_{-0.22}$	$0.88^{+0.07}_{-0.09}$
Mrk 110	$> 0.99$	$0.63^{+0.30}_{-0.20}$	$0.86^{+0.08}_{-0.10}$
Ton S180	$> 0.98$	$0.31^{+0.18}_{-0.12}$	$0.66^{+0.14}_{-0.16}$
RBS 1124	$> 0.80$	$0.64^{+0.31}_{-0.20}$	$0.86^{+0.08}_{-0.10}$
Mrk 359	$0.66^{+0.30}_{-0.54}$	$0.56^{+0.27}_{-0.19}$	$0.83^{+0.09}_{-0.11}$
Mrk 841	$> 0.52$	$0.48^{+0.24}_{-0.17}$	$0.79^{+0.10}_{-0.13}$
IRAS13224-3809	$> 0.975$	$0.42^{+0.22}_{-0.15}$	$0.75^{+0.11}_{-0.14}$
NGC 4051	$> 0.99$	$> 0.73$	$0.95^{+0.04}_{-0.06}$
NGC 1365	$> 0.97$	$0.83^{+0.17}_{-0.24}$	$0.92^{+0.05}_{-0.08}$

в дальнейших расчетах, например, для определения спинов СМЧД в далеких квазарах на красных смещениях  $z > 4$ .

### 1.3 Определение спина СМЧД в радиогалактиках FRI и FRII

Радиогалактики исторически являются одними из первых открытых типов активных галактик. Они характеризуются значительной радиосветимостью, зачастую превышающей оптическую светимость родительской галактики. Существенная доля радиоизлучения приходит от обширных радиоизлучающих компонент, т. н. лобов, как правило, симметричных относительно родительской галактики и значительно превышающих ее оптические размеры. Предполагается, что энергию в лобовы переносят джеты, исходящие из центра галактики, возникновение которых связывается с наличием СМЧД, на которую аккреци-

рует вещество. По распределению радиояркости в лобках радиогалактики были феноменологически разделены на два типа [45]: FRI — для которого характерно понижение радиояркости к краям лобка, и FRII — для которого характерно повышение радиояркости к краям лобка. Обычно радиогалактики FRII более мощные, чем FRI. В работе [12] выдвинуто предположение, что радиогалактики FRII являются ретроградными аккрецирующими системами, т. е. такими, в которых вращение центральной черной дыры и окружающего ее аккреционного диска является противоположным. Этот вывод был сделан на основе модели извлечения энергии из вращающейся черной дыры — FT [12; 34], в которой работают стандартные механизмы BZ и BP, но мощность энерговыделения усиливается за счет более эффективного захвата магнитного поля и переноса его к горизонту событий черной дыры. В модели FT наиболее эффективно энергия должна извлекаться в случае ретроградного вращения, что и приводит к предположению о ретроградности аккреционных систем в радиогалактиках FRII. Менее мощные радиогалактики FRI представляют собой, согласно [12], проградные аккреционные системы, в которых направления вращения аккреционного диска и черной дыры совпадают. В работе [12] предполагается, что радиогалактики в ходе своей эволюции переходят от стадии FRII к стадии FRI. Цель данного раздела состоит в проверке того, что модель FT действительно может объяснить энергетику радиогалактик. При этом, для сравнения, мы выбираем гибридную модель Мейера, в которой также совместно действуют механизмы BZ и BP, но не предполагается дополнительного захвата магнитного поля, ведущего к большему энерговыделению в ретроградной конфигурации. Кроме этого мы сделаем попытку проверить гипотезу об эволюционном развитии радиогалактик от объектов типа FRII к объектам типа FRI через ряд промежуточных стадий.

### 1.3.1 Выборка

Мы использовали данные о массах СМЧД и мощности джетов в радиогалактиках FRI и FRII, представленные в [46] и [36]. Боллометрическая светимость аккреционных дисков для объектов из [46] была найдена по эмпирическим со-

отношениям  $L_{bol} = 3500L_{OIII}$  [47] и  $L_{bol} = 2000L_{H\alpha}$  [48], для объектов из [36] мы использовали соотношение Мерлони–Хейнца. Результирующая выборка содержит 100 объектов FRI, 207 объектов FRII с красным смещением до  $z = 0.4$  [46], а также 52 RG FRII и 23 RLQ FRII [36] с красным смещением до  $z = 1.8$  и 2.0, соответственно.

### 1.3.2 Результаты вычислений

Мы вычислили спин каждого объекта в рамках двух гибридных моделей и с двумя предположениями о величине магнитного поля: 1) выше рассмотренное предположение о равномерном распределении; 2) условие пропорциональности величины магнитного поля спину. Для модели FT:  $B_d = 2.78 \cdot 10^3 a$  Гс; для модели Мейера:  $B_H = 2.78 \cdot 10^4 a$  Гс [35; 49]. В Табл. 2 приведено число объектов каждого типа в исследованных нами выборках, допускающих: 1) как положительные, так и отрицательные решения относительно спина; 2) только отрицательные решения; 3) отсутствие решений.

Таблица 2 — Возможные решения относительно спина

тип	число	решение	М		FT	
			equipartition	$B \sim a$	equipartition	$B \sim a$
FRI (Sikora)	100	проградное/ретроградное	39	99	80	98
		только ретроградное	58		13	1
		отсутствует	3	1	7	1
FRII (Sikora)	207	проградное/ретроградное	107	200	183	183
		только ретроградное	96		15	20
		отсутствует	4	7	9	4
RG FRII (Daly)	52	проградное/ретроградное	19	52	35	47
		только ретроградное	26		6	5
		отсутствует	7		11	
RLQ FRII (Daly)	23	проградное/ретроградное	18	23	21	19
		только ретроградное	5		2	4
		отсутствует				

Как следует из Табл. 2 большинство объектов допускает как проградное, так и ретроградное решение. Чтобы сделать выбор между этими двумя возможностями, необходимы дополнительные соображения. В данной работе для построения диаграмм масса–спин мы отобрали проградные решения для объектов типа FRI и ретроградные для объектов типа FRII— в соответствии с предположением [12] о ретроградности аккреционных систем в FRII. Далее выборки объектов каждого типа были разделены в зависимости от их красного смещения: с шагом 0.02 (в логарифмическом масштабе) для выборок FRI и FRII из

[46], с шагом 0.06 для RG FRII и шагом 0.1 для RLQ FRII из [36]. Внутри каждой из получившихся подвыборок произведено усреднение по величине спина и массе СМЧД и построена зависимость между этими усредненными величинами (Рис. 1.3—1.6).

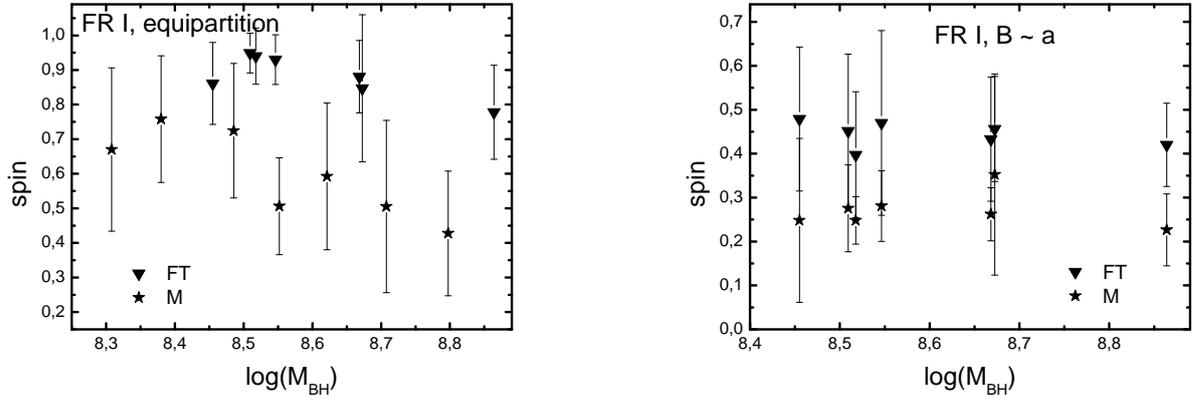


Рисунок 1.3 — Зависимость спина от массы для FRI с  $z$  до 0.4.

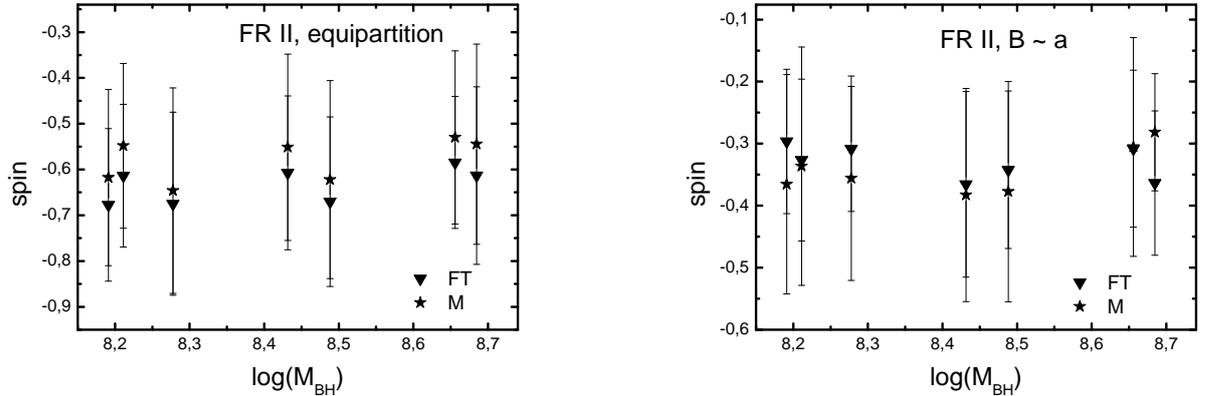


Рисунок 1.4 — Зависимость спина от массы для FRII с  $z$  до 0.4.

Представленные на Рис. 1.3—1.6 результаты позволяют сделать выводы об эффективности действия разных механизмов генерации магнитного поля в окрестности СМЧД. Табл. 2 и Рис. 1.3 показывают, что использование условия равнораспределения в модели Мейера приводит к большому числу объектов FRI с ретроградными спинами. Именно этот факт приводит к разным значениям усредненных масс на левой части Рис. 1.3. Для объектов FRII (Рис. 1.4) получается следующий результат: равенство плотностей энергии магнитного поля и аккрецирующего вещества обеспечивает более сильное ретроградное вращение СМЧД. Далее, с ростом  $z$  до величины 1.8 (Рис. 1.5) условие равенства

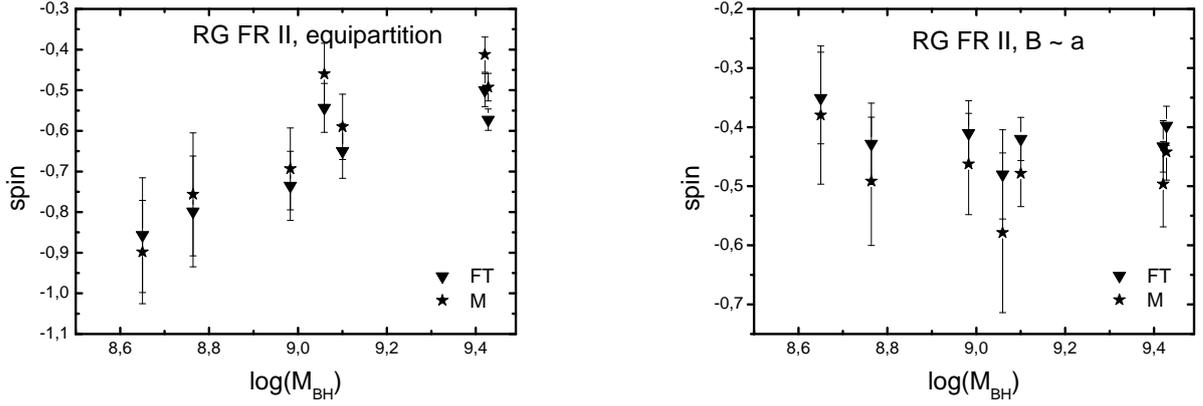


Рисунок 1.5 — Зависимость спина от массы для RG FR II с  $z$  до 1.8.

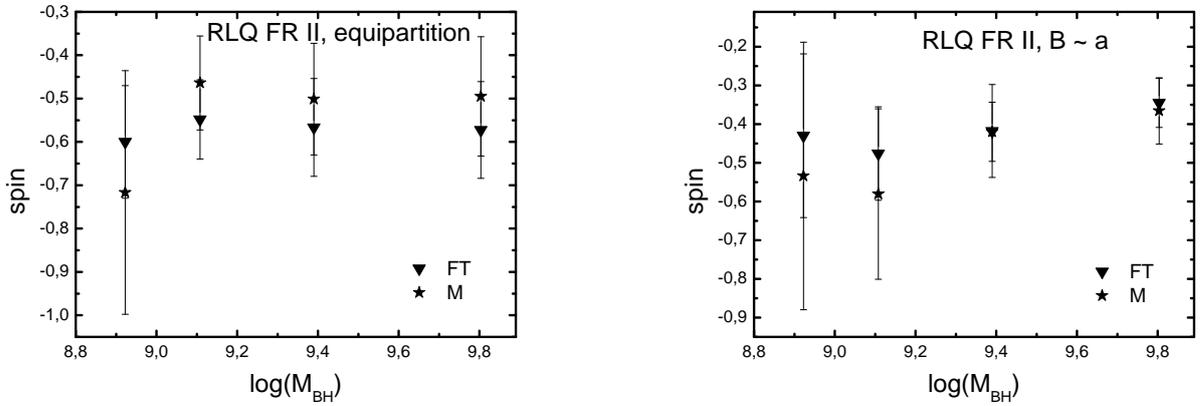


Рисунок 1.6 — Зависимость спина от массы для RLQ FR II с  $z$  до 2.

плотностей энергий (давлений) приводит к более сильной зависимости отрицательного спина от величины массы черной дыры, а именно: значение отрицательного спина по своей величине уменьшается, в то время как для второго механизма ( $B \sim a$ ) сильная зависимость от величины массы отсутствует. Далее, с ростом космологического красного смещения до  $z \approx 2$ , характер такой зависимости меняется и наблюдается примерно одинаковая картина, когда оба механизма практически не зависят от массы черной дыры и, при этом, обеспечивают довольно сильное ретроградное вращение на уровне значений спина  $a \approx -0.5$  (Рис. 1.6).

Различие между двумя моделями извлечения энергии из вращающейся черной дыры, FT и Мейера, существенно зависит от различия вкладов аккреционного процесса в процесс превращения гравитационной энергии в излучение аккреционного диска или в процесс генерации магнитного поля вблизи радиуса горизонта событий черной дыры. Как правило, следует ожидать, что в случае

проградного вращения мощность джета не может превышать болометрическую светимость аккреционного диска черной дыры для обеих гибридных моделей. В случае же ретроградного вращения вполне возможна ситуация, когда  $L_j > L_{bol}$  т. е. кинетическая энергия релятивистского джета может существенно превысить болометрическую светимость. Именно такая ситуация наблюдается для мощных радиогалактик.

### 1.3.3 Обсуждение результатов

Выполненные вычисления позволяют оценить, насколько справедлив вывод [12] о ретроградности аккреционных систем в радиогалактиках FR II. С этой целью используем уравнение (1.3) для определения спина в форме [50]:

$$f(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)(1 + \sqrt{1 - a^2})}} = \frac{1.81\eta}{\sqrt{k}} \times \left(\frac{L_j}{L_{bol}}\right)^{1/2} \quad (1.8)$$

где  $\eta = \sqrt{5}$  для механизма BZ и  $\eta = 1.05^{-0.5}$  для гибридного механизма Мейера. Коэффициент  $k$  определяет отношение величин давлений магнитного поля и аккрецирующей плазмы, т. е.  $k = \frac{P_{mag}}{P_{acc}}$ . Это величина, обратная ранее введенному параметру  $\beta$ . Здесь, и в ряде случаев далее, мы будем использовать  $k$  из соображений удобства записи выражений и соответствия представлению результатов, опубликованных в ряде наших работ.

Детально рассмотрим случай гибридного механизма, когда в генерации релятивистского джета совместно действуют вращающаяся черная дыра и аккреционный диск. В этом случае уравнение (1.8) приобретает следующий вид:

$$\frac{L_j}{L_{bol}} = k \frac{f^2(a)}{3.133} \quad (1.9)$$

Если считать, что эффективным механизмом генерации магнитного поля является процесс аккреции на черную дыру, то следует ожидать, что значение параметра  $k \leq 1$ . Уравнение (1.9) позволяет рассмотреть ситуацию при каком условии кинетическая мощность релятивистского джета может превышать болометрическую светимость аккреционного диска. Рассмотрим два возможных

случая: проградное и ретроградное вращение центральной черной дыры с соответствующими значениями спина  $a = 0.9$  и  $a = -0.9$ . Коэффициенты радиационной эффективности равны  $\varepsilon(0.9) = 0.16$  и  $\varepsilon(-0.9) = 0.039$ , соответственно. В итоге для проградного вращения получаем  $\frac{L_j}{L_{bol}} = 0.78k$ , для ретроградного вращения:  $\frac{L_j}{L_{bol}} = 3.22k$ . Таким образом, если объекты FRI и FRII имеют примерно одинаковую болометрическую светимость, то именно объекты с ретроградным вращением имеют более мощные джеты при условии  $k \leq 1$ . Но тогда такой факт означает, что объекты типа FRII имеют более высокий темп аккреции  $\dot{M}$ , поскольку  $\varepsilon(-0.9) \ll \varepsilon(0.9)$ . Если скорости аккреции этих объектов примерно одинаковы, то в этом случае для обоих типов вращения  $\frac{L_j}{\dot{M}} \approx 0.13k$ , но в случае ретроградного вращения вполне возможна ситуация, когда  $k(-0.9) > k(0.9)$ , и, таким образом, объекты с ретроградным вращением будут иметь более мощные джеты. Анализ для модели FT приводит к аналогичным результатам. Это значит, что в случае ретроградного вращения величина магнитного поля на радиусе горизонта событий черной дыры может оказаться значительно выше, чем в случае проградного вращения. Такой эффект может возникнуть вследствие того, что радиус последней устойчивой орбиты аккреционного диска в случае ретроградного вращения лежит значительно дальше от радиуса горизонта, чем в случае проградного движения, что может привести к более эффективному механизму генерации магнитного поля во время движения аккрецирующего вещества к центральной черной дыре. Например, такой факт следует из закона сохранения величины магнитного потока.

Далее, отметим весьма нетривиальный факт, а именно: СМЧД в объектах всех типов с ростом красного смещения обладают в среднем большей массой по сравнению с более близкими источниками (Рис. 1.7). Это кажется удивительным на первый взгляд, однако может являться всего лишь эффектом селекции: менее массивные объекты имеют меньшую светимость и поэтому на больших красных смещениях просто не видны. В то же время более массивные объекты имеют меньшую пространственную плотность и поэтому в близкой Вселенной относительно редки. Еще одно объяснение может заключаться в том, что массивные объекты в процессе своей эволюции постепенно “гаснут” и к настоящему моменту времени обладают крайне низкой светимостью, для того чтобы быть зарегистрированными.

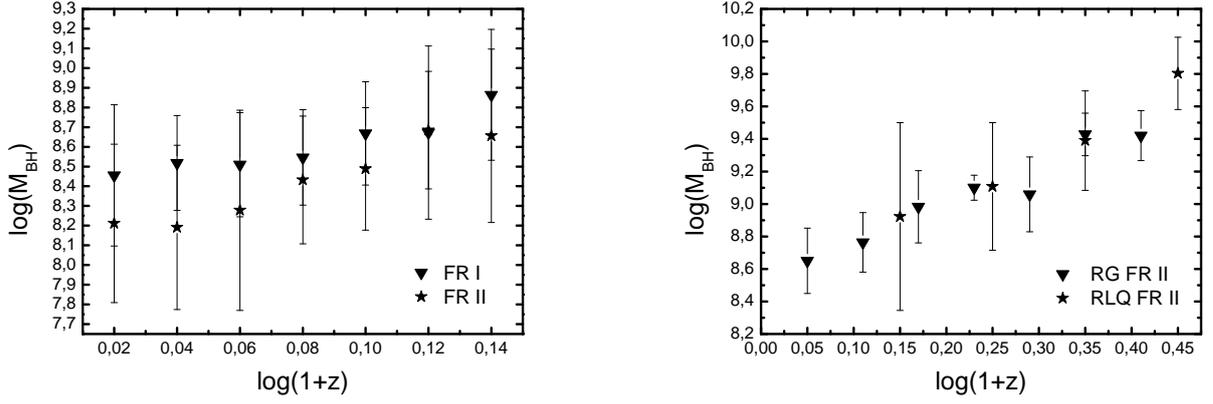


Рисунок 1.7 — Зависимость массы СМЧД от красного смещения для радиогалактик FRI и FR II из выборки [46] (слева) и FR II из выборки [36] (справа).

Поэтому в настоящее время не удастся получить зависимость величины спина СМЧД от красного смещения для объектов данной выборки ввиду эффектов селекции. Но удастся представить зависимость величины спина от массы. Поэтому мы считаем, что диаграмма “масса–спин” для рассматриваемой выборки в первом приближении должна отражать космологическую эволюцию СМЧД более точно, чем зависимость спина от красного смещения. Конечно, более точным было бы задать некоторую начальную функцию масс СМЧД и анализировать диаграммы “масса–спин” с ее учетом, а также с учетом темпа аккреции. Этот вопрос требует отдельного более подробного исследования.

Теперь обратимся к построенным нами диаграммам “масса–спин”. Отметим, что спины, вычисленные в предположении пропорциональности магнитного поля спину, не показывают существенного изменения с величиной массы как для объектов FRI, так и для объектов FR II из [46] для обеих гибридных моделей, FT и Мейера (правая часть Рис. 1.3 - 1.4). Расчеты, проведенные в предположении равномерного распределения, не выявляют существенных монотонных изменений спина для FR II, отмечаются некоторые его колебания с незначительным уменьшением спина по абсолютной величине с ростом массы (левая часть Рис. 1.4). Такое поведение можно интерпретировать, если предположить, что аккреция на эти системы носит хаотический характер [51]. Объекты же FRI демонстрируют увеличение спина до  $M_{BH} \approx 10^{8.5} M_{\odot}$ , после чего спин уменьшается с дальнейшим ростом массы (левая часть Рис. 1.3). Такое поведение можно объяснить, если аккреция носит упорядоченный характер: эволюционирующие

к более высоким проградным значениям спина СМЧД в объектах FRI раскручиваются аккрецирующим веществом, при этом потери вращательной энергии за счет механизмов VZ и VP относительно невелики и начинают преобладать при значениях спина  $0.8 - 0.9$ , вследствие чего спин может уменьшаться при продолжающемся росте массы СМЧД за счет аккреции. Вместе с тем, рассматриваемые объекты FRI и FR II из выборки [46] расположены достаточно близко к нам (красное смещение до  $0.4$ ) и априори нет оснований предполагать, что аккреция на них должна иметь разный характер. Если предположить, что аккреция на СМЧД в радиогалактиках FRI носит хаотический характер, однако с некоторой степенью анизотропии, то можно ожидать, что они будут увеличивать проградное значение спина, хотя и более медленно, чем в случае полностью упорядоченной аккреции (см. Рис. 6 в [52]). Отметим также, что если в радиогалактиках FRI центральные области более плотные чем в FR II, то в этом случае можно ожидать достаточно быстрое увеличение спина даже для хаотической аккреции с некоторой степенью анизотропии, возможно, такое же быстрое, что и в случае упорядоченной аккреции в менее плотной среде. Здесь ключевое значение приобретает именно гипотеза о ретроградности аккреционных систем FR II: в ретроградном режиме потери вращательной энергии происходят более интенсивно, нежели в проградном при том же значении спина по абсолютной величине. Если предположить, что аккреция носит упорядоченный характер, то колебания спина с изменением массы в FR II не должны наблюдаться, наоборот, такой характер аккреции должен был бы способствовать более быстрому увеличению спина к проградным значениям. Поэтому, если нет каких-либо дополнительных соображений о том, что характер аккреции на СМЧД должен отличаться в радиогалактиках FRI и FR II, то полученные нами результаты для относительно близких объектов с красным смещением до  $0.4$  больше согласуются с хаотическим характером аккреции, обладающим некоторой степенью анизотропии.

Более далекие объекты FR II из выборки [36] показывают качественно аналогичное близким радиогалактикам FRI поведение: спин уменьшается по абсолютной величине с ростом массы до  $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$ , после чего на ветви RLQ FR II заметного изменения спина с массой не отмечается (Рис. 1.5 - 1.6). Такое поведение наиболее просто объяснить предполагая упорядоченный характер аккреции, однако отметим, что эти объекты, по сравнению с более близкими FR II

из выборки [46], имеют большие по абсолютной величине ретроградные значения спина, значит и потери вращательной энергии в них должны происходить более интенсивно, поэтому, в итоге, спин будет постепенно изменяться в проградную сторону, даже если аккреция носит хаотический характер. Отметим, что на ветви RLQ FRII изменение с массой в величине спина слабое, что естественно объяснить именно хаотическим характером аккреции. Если бы аккреция носила упорядоченный характер, то мы должны были бы ожидать дальнейшего плавного увеличения спина. Отметим также, что спины, вычисленные в предположении пропорциональности магнитного поля величине спина, как отмечалось выше, не показывают заметного изменения с массой, что также можно ожидать при хаотическом характере аккреции. Таким образом, результаты наших расчетов легче всего объяснить в предположении о хаотическом характере аккреции на центральные СМЧД в радиогалактиках FRI и FRII с некоторой степенью анизотропии. Вместе с тем, этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании, поскольку наши расчеты основаны на предположениях о величине магнитного поля в аккреционном диске и на горизонте событий, в то время как прямые наблюдательные данные о магнитном поле в непосредственной окрестности черных дыр в настоящее время отсутствуют. В контексте предположения о ретроградности аккреционных систем в радиогалактиках FRII интересный вопрос заключается в том, каким образом такие системы могут образоваться. Известно, что прецессия Лензе – Тирринга приводит к тому, что аккреционный диск по отношению к черной дыре оказывается либо в проградной конфигурации, либо в ретроградной. Для образования ретроградной системы необходимо выполнение условия [53]:

$$\cos \theta < -\frac{J_d}{2J_{BH}} \quad (1.10)$$

где  $\theta$  — изначальный угол между угловым моментом диска  $J_d$  и угловым моментом черной дыры  $J_{BH}$ . Таким образом, образование ретроградных систем вполне возможно при хаотической аккреции. Еще один путь образования ретроградной конфигурации — слияния. Они более эффективны для наиболее массивных черных дыр. Вместе с тем, согласно [54], частота слияний уменьшается при красных смещениях  $z < 2$ , тем не менее, они могут быть важными для наиболее далеких объектов из выборки [36]. Таким образом, для большинства объектов, рассмотренных в данном разделе, по-видимому, наиболее важную роль при образовании ретроградных режимов должна иметь хаотическая аккреция.

Отметим, что объекты FRI из выборки [46] в среднем имеют большую массу по сравнению с FRII во всем диапазоне красных смещений (Рис. 1.7). Считается, что рост массы СМЧД происходит за счет процесса аккреции. Эволюция величины спина СМЧД может быть изучена на основе анализа зависимости коэффициента радиационной эффективности  $\varepsilon(a)$  от красного смещения. Авторы работы [51] получили, что при  $z \approx 2$ ,  $\varepsilon(a) = 0.3$ , что соответствует величине спина проградного вращения  $a > 0.99$ , а при  $z \approx 0$ ,  $\varepsilon = 0.03$ , что соответствует ретроградному вращению. В [51] этот результат интерпретировали как эффект хаотической аккреции. Вместе с тем, окончательное решение проблемы связи процесса аккреции с ростом массы СМЧД требует дальнейшего исследования. Так, например, в работе [55] получен противоречащий выводам [51] результат: первичные черные дыры на больших космологических расстояниях являются медленно вращающимися с характерным значением спина  $a < 0.4$ .

Большая масса FRI в сравнении с FRII согласуется с предположением о развитии FRII в FRI. Вместе с тем, ретроградная конфигурация может возникнуть вокруг СМЧД разных масс именно за счет хаотического характера аккреции. Значит, возможны “перескоки” между ретроградным и проградным режимами аккреции и можно ожидать перемешивание обоих типов объектов, что может наблюдаться, например, в виде объектов переходной морфологии (тип FRI/II).

### 1.3.4 Заключение

Наши вычисления показывают, что рассмотренные гибридные модели генерации релятивистских джетов вполне успешно объясняют энергетику радиогалактик FRI и FRII, т. е. необходимости прибегать к допущению  $k \geq 1$  даже для ретроградных систем практически нет (за единичными исключениями). Вместе с тем, остается значительная проблема выбора между решениями, соответствующими проградным и ретроградным аккреционным системам. Для этого необходимы дополнительные критерии. Например, измерения степени поляризации излучения аккреционного диска могли бы прояснить ситуацию [56].

Что касается гипотезы о том, что разделение радиогалактик на FRI и FRII типы обусловлено проградными и ретроградными аккреционными дисками вокруг СМЧД, то необходимы дальнейшие исследования. Рассмотренные нами объекты преимущественно являются довольно близкими (для большинства из них  $z < 0.4$ ) и не позволяют делать далеко идущие выводы о космологической эволюции радиогалактик. Вместе с тем, довольно четко проявляется тенденция (Рис. 1.7), что СМЧД в FRI обладают в среднем большей массой, чем в FRII, что действительно может свидетельствовать об эволюции радиогалактик от FRII к FRI типу.

Расчеты, проведенные в рамках гибридных моделей Мейера и FT, не показывают заметного изменения величины спина с массой СМЧД для обоих классов объектов в случае, если величина магнитного поля предполагается пропорциональной спину.

В случае, когда для оценки магнитного поля используется условие равнораспределения, радиогалактики FRI демонстрируют увеличение спина до  $M_{BH} \approx 10^{8.5} M_{\odot}$ , после чего спин с возрастанием массы уменьшается. Радиогалактики FRII из [46], однако, не показывают сколь-нибудь заметных изменений величины спина с массой и в этом случае. Объекты FRII, представленные в [36] показывают некоторое уменьшение спина (по абсолютной величине) до  $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$ , после чего спин от массы практически не зависит. Полученные нами результаты наиболее просто объясняются, если аккреция на СМЧД в радиогалактиках носит хаотический характер с некоторой степенью анизотропии.

#### 1.4 Определение спина СМЧД в далеких АЯГ с $z > 4$

В настоящее время число детектированных квазаров на больших красных смещениях непрерывно увеличивается, кроме этого, открыта радиогалактика на красном смещении  $z = 5.72$ , наиболее удаленная из известных до сих пор [57]. Существование во Вселенной возрастом менее миллиарда лет СМЧД с массами порядка  $10^9 M_{\odot}$  важная проблема современной астрофизики. Естественный канал роста СМЧД – аккреция окружающей материи. Открытым остается вопрос, могут ли СМЧД вырасти из черных дыр звездных масс за вре-

мя порядка нескольких сотен миллионов лет. Открытие квазаров на все более 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  $10^4 \div 10^5 M_{\odot}$ . При этом их происхождение остается неясным. К настоящему времени появилось много работ, посвященных численному моделированию эволюции СМЧД в процессе аккреции [48; 52; 58–61]. 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 других формах с эффективностью, зависящей от спина: 5.7 % энергии покоя для шварцшильдовской черной дыры ( $a = 0$ ) и 42 % для предельной керровской ( $a \approx 1$ ). Это означает, что наиболее эффективно растут шварцшильдовские и медленно вращающиеся черные дыры. 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. В результате, угловой момент черной дыры может увеличиться, либо уменьшиться. Таким образом, диаграммы “масса – спин” должны отражать историю и характер аккреции на СМЧД в АЯГ. Построение таких диаграмм для СМЧД в удаленных квазарах на красном смещении  $z > 4$  является целью данного раздела.

#### 1.4.1 Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$

В работе [62] представлены результаты детального спектроскопического исследования 40 АЯГ с  $z \approx 4.8$ . Наблюдения были выполнены на телескопах Gemini и VLT. Анализ эмиссионной линии  $MgII \lambda 2798$  позволил авторам получить оценки масс СМЧД в этих объектах в диапазоне  $10^8 \leq M_{BH}/M_{\odot} \leq 6.6 \times 10^9$  со средним значением  $M_{BH} \approx 8.4 \times 10^8 M_{\odot}$ . Этот результат означает, что СМЧД в исследованной выборке АЯГ являются одними из наиболее массивных на этом красном смещении. Боллометрическая светимость оценена

авторами из светимости на длине волны  $\lambda = 5100\text{\AA}$  с использованием калибровочного соотношения [63]. Для решения уравнений (1.3) и (1.6) относительно спина нам необходимо получить оценку мощности джета  $L_j$ . Согласно исследованиям, проведенным для АЯГ, а также рентгеновских систем с черными дырами звездных масс, между мощностью джета, болометрической светимостью аккреционного течения и массой черной дыры существует фундаментальная зависимость вида  $\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = A \log l_E + B$  [44; 64]. Согласно [44]:  $A = 0.49 \pm 0.07$ ,  $B = -(0.78 \pm 0.36)$ . Эти значения получены в результате анализа выборки, состоящей из АЯГ с мощностью джета, измеренной методом т. н. “cavities” [65; 66]. Значения параметров  $A$  и  $B$ , полученные другими авторами близки к представленным выше. Например, согласно [64]:  $A = 0.41 \pm 0.04$ ,  $B = -(1.34 \pm 0.14)$  для выборки 80 АЯГ. Для вычисления  $L_j$  мы будем использовать соотношение (1.7) [44].

Мы вычислили нижние ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с  $z \approx 4.8$ . Результаты приведены в Табл. 3. Они соответствуют нижним предельным значениям в используемых нами гибридных моделях ( $\beta = 1$  и  $\beta_1 = 1$  для моделей Мейера и FT, соответственно).

Для приведенных в Табл. 3 значений вычислены их погрешности с учетом неопределенностей эмпирического соотношения Мерлони-Хейнца (1.7), использованного 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 поля на горизонте событий за счет его более эффективного захвата и переноса к горизонту в ретроградном режиме, а не в проградном.

На Рис. 1.8 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. Именно, мы видим, что диаграмма начинается с  $M_{BH} \approx 10^{(8.0 \div 8.4)} M_\odot$ , для них характерны значения спина  $a \approx 0.3$ . С увеличением массы до  $M_{BH} \approx 10^9 M_\odot$ , величина спина в среднем возрастает, хотя и с большим разбросом. После этого наблюдается некоторый излом зависимо-

Таблица 3 — Нижние ограничения величины спина для объектов из [62].

Объект (SDSS J)	$\log \frac{M_{BH}}{M_{\odot}}$	$\log L_{bol}$	$\log L_j$	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	$0.41^{+0.22}_{-0.15}$	$0.74^{+0.12}_{-0.13}$

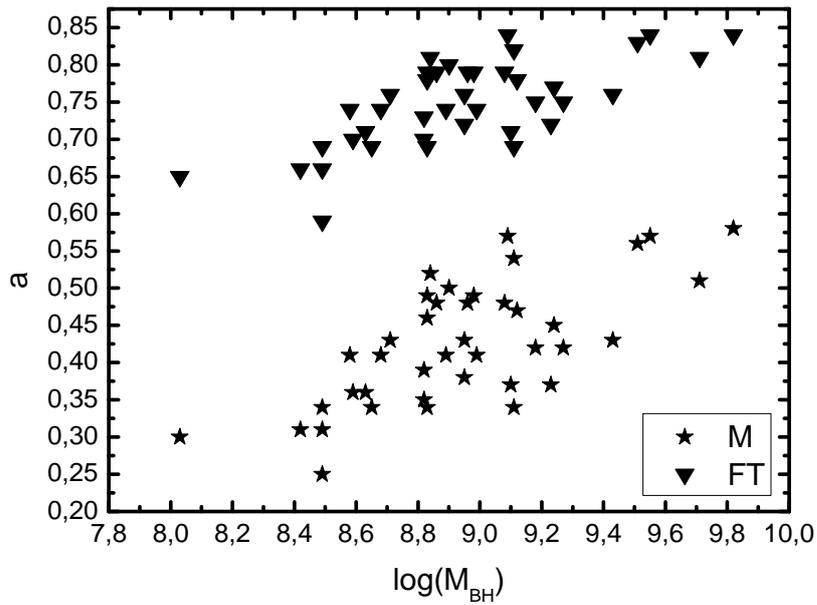


Рисунок 1.8 — Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением  $z \approx 4.8$ . Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

сти, и спин от массы зависит слабо, вплоть до предельных масс в выборке,  $M_{BH} \approx 10^{9.8} M_{\odot}$ .

Диаграмма “масса–спин”, построенная по расчетам в рамках модели FT отмечена на Рис. 1.8 треугольниками. Характер изменения спина с увеличением  $M_{BH}$  в этом случае аналогичен. СМЧД наименьших масс имеют самое медленное вращение, далее при  $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$  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  $a \approx 0.45$ ).

### 1.4.2 Ограничения величины спина СМЧД в АЯГ с красным смещением $4.0 < z < 6.5$

В работах [67; 68] представлены результаты спектроскопических наблюдений АЯГ, расположенных на красных смещениях  $z \approx 6.0 \div 6.5$ , на телескопах VLT и Magellan. Вместе с данными о АЯГ, расположенных на красных смещениях  $z \geq 4.0$ , взятыми из литературы, авторы [67; 68] составили выборку около двух десятков объектов. Анализ эмиссионной линии  $MgII \lambda 2798$  и данные о светимости на длине волны  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$  позволил выполнить оценки масс СМЧД в АЯГ сформированной выборки, как правило, полученные значения  $M_{BH} \geq 10^9 M_{\odot}$ . Боллометрические светимости оценены с помощью боллометрической поправки:  $L_{bol} = 5.15 \lambda L_{\lambda}(3000 \text{ \AA})$  [69]. Используя данные о массах СМЧД и боллометрических светимостях, представленные в [67; 68], мы с помощью соотношения (1.7) оценили мощность джета, что дало возможность из уравнений (1.3) и (1.6) вычислить нижние ограничения величины 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. 4 приведены результаты вычислений. В Табл. 4 мы не приводим оценки погрешностей определения спина, вызванные неопределенностями в эмпирическом соотношении Мерлони-Хейнца: они, как и в Табл. 3 составляют примерно 20 – 50 % от величины спина.

На Рис. 1.9 приведены диаграммы “масса–спин”, построенные для АЯГ, изученных в [67; 68]. Из рисунка видна тенденция к увеличению величины спина с ростом массы СМЧД. Однако, в отличие от Рис. 1.8, тенденция к излому зависимости, при достижении некоторой  $M_{BH}$ , 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. 1.8 может быть вызван эффектом селекции.

СМЧД в выборке [67; 68] имеют массы в диапазоне  $M_{BH} \approx 10^{(8.5 \div 10)} M_{\odot}$  (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  $a \approx 0.7 \div 0.9$ .

Таблица 4 — Нижние ограничения величины спина для объектов из [67; 68].

Объект	$\log \frac{M_{BH}}{M_{\odot}}$	$l_{Edd}$	$\log L_j$	спин, M	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

### 1.4.3 Ограничения величины 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 [70] представили анализ спектроскопических данных, полученных для этих объектов в обзорах Pan-STARRS1, CFHQS и др.. Анализ линии  $MgII \lambda 2798$  позволил оценить массы СМЧД. Боллометрические светимости получены из светимости на длине волны  $\lambda = 3000 \text{ \AA}$  с помощью боллометрической поправки:  $L_{bol} = 5.15\lambda L_{\lambda}(3000 \text{ \AA})$  [69]. Как и выше, мы используем эти данные для вычисления мощности джета и,

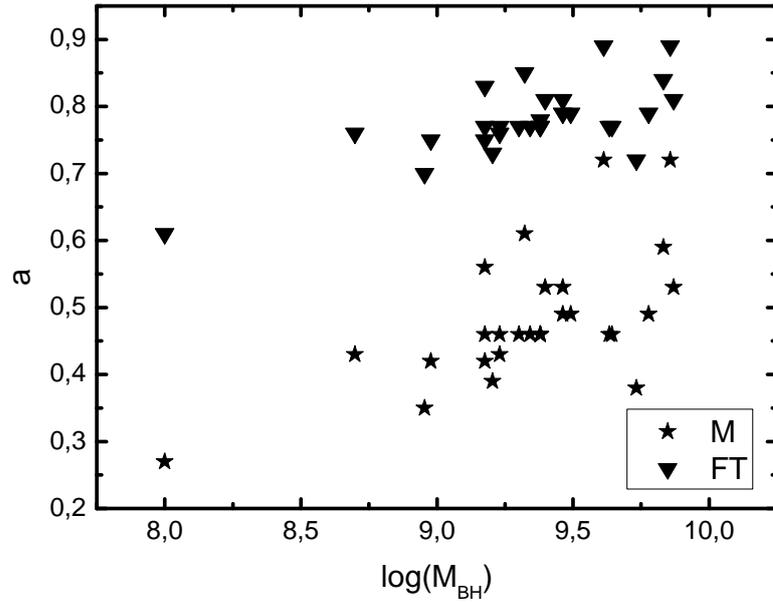


Рисунок 1.9 — Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением  $4.0 < z < 6.5$ . Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

решая ур. (1.3) и (1.6), получаем нижние ограничения величины спина в рамках используемых гибридных моделей. Результаты приведены в Табл. 5.

На Рис. 1.10 представлены диаграммы “масса–спин”, построенные для объектов из статьи [70]. Эта выборка самая малочисленная из представленных в этом разделе, 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,  $M_{BH} \approx 10^{(8.4 \div 9.8)} M_{\odot}$ , чем в вышерассмотренных выборках. В модели Мейера спин изменяется в диапазоне  $a \approx 0.3 \div 0.7$ ; соответствующий диапазон в модели FT составляет  $a \approx 0.6 \div 0.9$ . Отметим, однако, один выброс из общего тренда: довольно массивная СМЧД с массой  $M_{BH} \approx 10^{9.4} M_{\odot}$  обладает спином  $a \approx 0.2(0.5)$  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 к предельному керровскому значению ( $a = 0.998$ ) в рассмотренных нами выборках нет.

Таблица 5 — Нижние ограничения величины спина для объектов из [70].

Объект	$\log \frac{M_{BH}}{M_{\odot}}$	$l_{Edd}$	$\log L_j$	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

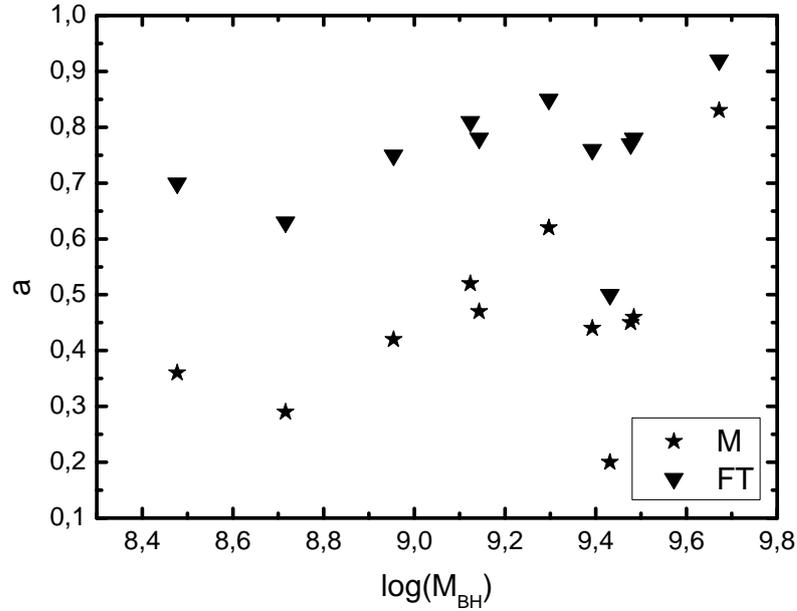


Рисунок 1.10 — Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением  $z \geq 6.5$ . Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT.

#### 1.4.4 Влияние неопределенностей в соотношении Мерлони и Хейнца на результаты

В вышеприведенных результатах расчетов ограничений величины спина СМЧД в выборках удаленных АЯГ ( $z \geq 4.0$ ), мы использовали эмпирическое

соотношение Мерлони и Хейнца (1.7), 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 [64], 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 (1.3) и (1.6) определяется отношением  $L_j/L_{bol}$ , то при данной болометрической светимости в случае минимальной мощности джета  $L_{j,min}$  мы получаем минимальное возможное значение спина  $a_{min}$ , в случае же максимальной мощности джета  $L_{j,max}$ , мы получаем максимальное возможное значение спина  $a_{max}$ .  $L_{j,min}$  и  $L_{j,max}$ , с учетом неопределенностей соотношения Мерлони–Хейнца, вычислялись следующим образом:  $\log \frac{L_{j,min}}{L_{Edd}} = 0.42 \log l_E - 1.14$  и  $\log \frac{L_{j,max}}{L_{Edd}} = 0.56 \log l_E - 0.42$ . В результате, мы получили максимально широкий интервал, содержащий вероятные значения спина. Результаты расчетов приведены в Табл. 3. 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  $a_{min} = 0.54$  соответствует использованию значений  $A = 0.42$  и  $B = -1.14$ , а  $a_{max} = 0.82$  соответствует 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  $20 \div 50\%$ . В Табл. 4 и 5 мы приводим результаты вычислений без погрешностей, поскольку они такого же порядка, что и в Табл. 3.

### 1.4.5 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, который зависит от состава джета и соотношения между протонной и лептонной компонентами. Вопрос о составе джета и относительном содержании протонов и электронов активно обсуждается [71]. Поэтому мы используем эмпирическое соотношение, в котором найдена взаимосвязь между мощностью джета, определенной методом “cavities”, и радиосветимостью  $L_R$  [44]:

$$\log L_j = (0.81 \pm 0.11) \log L_R + (11.9 \pm 4.1) \quad (1.11)$$

Отметим, что практически такое же соотношение найдено для выборки блазаров и сейфертовских галактик с гамма-излучением [72]. Соотношение (1.11) хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [73; 74]. 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, [75]) устанавливает взаимосвязь между радиосветимостью  $L_R$ , рентгеновской светимостью  $L_X$ , и массой черной дыры  $M_{BH}$ :

$$\log L_R = (0.60^{+0.11}_{-0.11}) \log L_X + (0.78^{+0.11}_{-0.09}) \log \frac{M_{BH}}{M_\odot} + 7.33^{+4.05}_{-4.07} \quad (1.12)$$

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

$$\log L_X = 9.86 + 0.75 \log L_{bol} \quad (1.13)$$

Таким образом, зная  $L_{bol}$  и последовательно используя ур. (1.13), (1.12) и (1.11) мы оцениваем мощность джета и получаем возможность решить ур. (1.3) и (1.6) 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 (1.7), однако

построенные диаграммы “масса–спин” очень похожи на диаграммы, полученные нами ранее для этой же выборки.

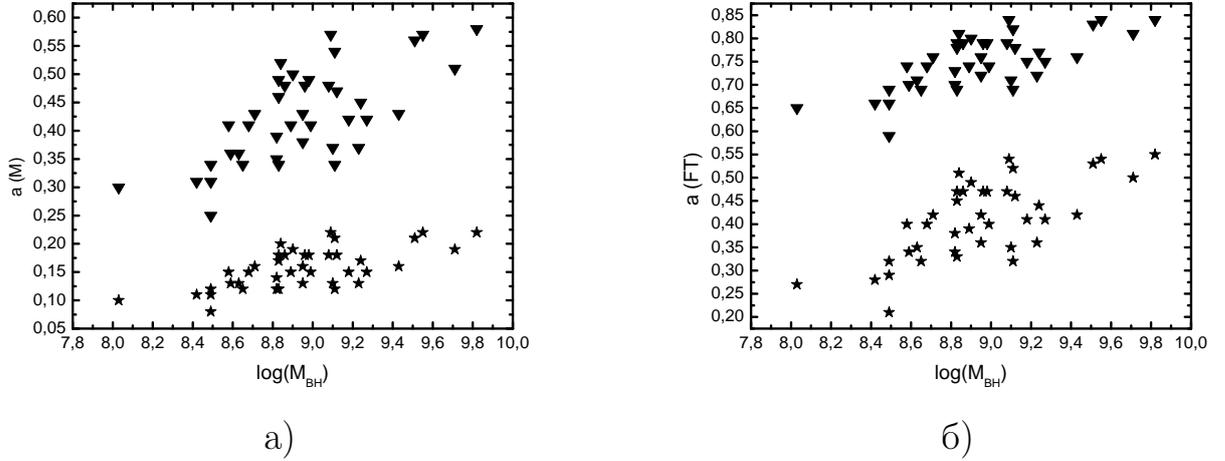


Рисунок 1.11 — Влияние эмпирических соотношений на результаты расчета спина. Треугольники соответствуют вычислению мощности джета с помощью соотношения (1.7), звездочки — с помощью соотношений (1.11)–(1.13). Слева приведены расчеты в модели Мейера, справа — в модели FT. Расчеты выполнены для выборки из [62].

На Рис. 1.11 приведена диаграмма “масса–спин” для объектов из выборки [62]. Рис. 1.11 показывает, что, несмотря на общий сдвиг вниз, основные черты диаграммы остаются теми же, что отмечались и на Рис. 1.8. Именно: увеличение величины спина с ростом массы СМЧД, а также излом в районе  $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$ , когда величина спина с дальнейшим ростом массы изменяется незначительно.

#### 1.4.6 Сравнение с ограничениями спина, полученными из радиационной эффективности

В работе [76] вычислены радиационные эффективности АЯГ, обладающих красными смещениями  $z \geq 6.0$ . Из радиационной эффективности можно определить значения спина СМЧД [3; 77]. В [76] показано, что АЯГ со СМЧД большей массы обладают большей радиационной эффективностью. Это означает, что более массивные СМЧД обладают большим спином. Среди объектов, исследованных в [76] и рассмотренных нами, встречаются одни и те же. На

Рис. 1.12 мы приводим диаграмму “масса–спин”, построенную по данным о радиационной эффективности и вычислениям спина из уравнений (1.3) и (1.6).

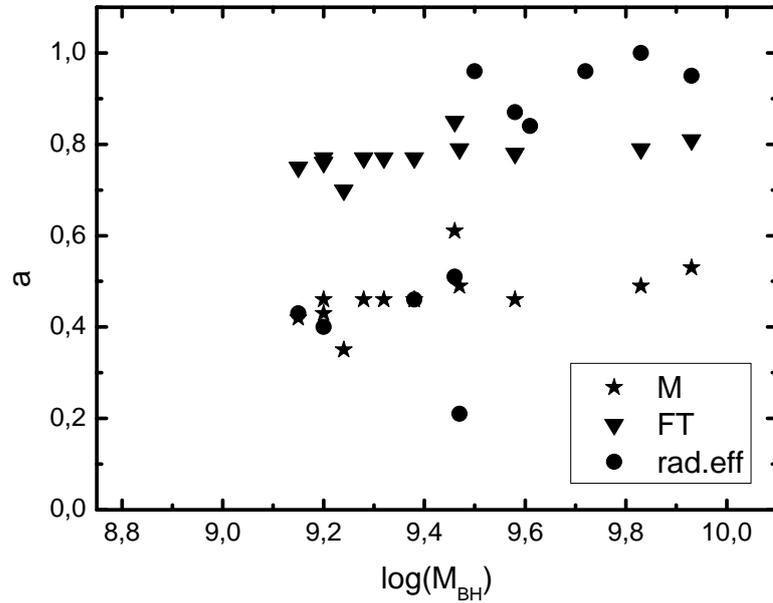


Рисунок 1.12 — Сопоставление ограничений величин спина, рассчитанных из данных о радиационной эффективности (кружки) с результатами, полученными в рамках гибридных моделей (звездочки — модель Мейера, треугольники — модель FT). Расчеты выполнены для объектов, представленных в [76].

Рис. 1.12 показывает, что СМЧД спины которых вычислены из значения радиационной эффективности разделяются на две группы. Первая обладает значениями спина меньше 0.5 и массами  $M_{BH} \leq 10^{9.5} M_{\odot}$ . Вторая группа имеет спины  $a > 0.75$  и  $M_{BH} \geq 10^{9.5} M_{\odot}$ . Интересно отметить, что во второй группе с увеличением массы СМЧД значение спина начинает несколько уменьшаться. Вычисления, проведенные нами в рамках модели FT для этих же объектов показывают меньший диапазон изменения спина, который 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. Однако применительно к первой группе объектов картина противоположная. Значения спина, вычисленные в рамках модели FT, оказываются больше полученных из радиационной эффек-

тивности. 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 (1.11) — (1.13) приводит к значениям спина в 1.5 — 3 раза меньшим, чем при использовании соотношения Мерлони и Хейнца (1.7). Это снимает отмеченную проблему. Кроме того, отметим, что метод определения радиационной эффективности, описанный в работе [76], 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 спина.

#### 1.4.7 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 [48; 52; 58–61]. Построенные в результате такого моделирования диаграммы “масса–спин” зависят от использованных при построении модели предположений. Для ограничения предложенных 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. Хао-

тическая 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 [53; 58]. В случае полностью хаотического характера аккреции спин черной дыры должен либо оставаться близким к нулю (шварцшильдовская 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 [52] степень анизотропии аккреции характеризуется параметром  $F$ . Упорядоченной аккреции соответствует  $F = 0$ , хаотической  $F = 0.5$ . В [52] 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 [52] (Рис. 6 в этой работе) показывает, что построенные нами диаграммы должны соответствовать, если не полностью упорядоченной аккреции, то, по крайней мере, случаю с некоторой степенью анизотропии. Случай полностью хаотической аккреции не согласуется с нашими диаграммами, если опираться на теоретические предсказания [52]. Однако, сопоставление наших результатов с диаграммами “масса–спин”, построенными в работе [58] показывает, что наши диаграммы лучше соответствуют ситуации 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 соответствует диаграмме, представленной на Рис. 9 в [58] 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 выше обсуждали) эмпирические зависимости, которые используются для оценки массы СМЧД, мощности джета и т. д., подвержены довольно большому 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.

#### 1.4.8 Заключение

В настоящее время все большее количество АЯГ открывается 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 данном разделе мы, воспользовавшись данными о массах СМЧД в АЯГ на красных смещениях  $z \geq 4.0$  и их светимостях, выполнили оценку величины спина СМЧД в рамках гибридных моделей генерации джета, привлекающих механизмы ВЗ и ВР: Мейера и FT. 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  $FeK_{\alpha}$ . Построенные диаграммы “масса–спин” для выборки АЯГ с красным смещением  $z \approx 4.8$  демонстрируют, что спин СМЧД увеличивается с ростом массы в диапазоне  $M_{BH} \approx 10^{8 \div 9} M_{\odot}$ . С дальнейшим увеличением массы рост спина практически останавливается. В результате, мы видим плато в диапазоне масс  $M_{BH} > 10^9 M_{\odot}$ . Для остальных выборок, рассмотренных нами, увеличение спина с ростом массы прослеживается во всем диапазоне  $M_{BH}$ .

## 1.5 Результаты Главы 1

В данной главе приведен обзор современных методов определения спина черных дыр. Описан разработанный нами метод определения спина СМЧД на основе гибридных моделей генерации релятивистских джетов. Данный метод применен для получения ограничений величины спина СМЧД в выборках далеких АЯГ на  $z > 4$  и радиогалактик FRI и FRII. Показано, что построенные диаграммы “масса–спин” могут быть использованы для исследования истории и характера аккреции на СМЧД.

## Глава 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Результаты, представленные в данной главе, таблицы и рисунки опубликованы в работах диссертанта [А2,А7], составивших основу текста главы. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

### 2.1 Определение величины магнитного поля в аккреционном диске вокруг СМЧД

Наиболее популярными физическими механизмами генерации мощного релятивистского джета СМЧД являются процессы ВZ и ВР. В процессе ВZ [8] ключевую роль, наряду с величиной спина вращающейся черной дыры, играет магнитное поле, генерируемое вблизи радиуса горизонта событий черной дыры. В процессе ВР [9] ключевую роль играет магнитное поле, генерируемое вблизи последней устойчивой орбиты кеплеровского вращения в аккреционном диске.

В работе [12] выполнен детальный расчет генерации релятивистского джета в результате действия комбинации обоих процессов, которую авторы [12] назвали ВZ+ВР тандемом. В связи с этим интересна проблема величины магнитного поля в аккреционном диске, которая обеспечивает эффективное действие такого тандема. Такая задача может быть решена, если мы имеем совокупность данных, включающих величины кинетической мощности джета  $L_j$ , массы  $M_{BH}$  и спина  $a$  СМЧД. Эта задача выполнена частично в работе [78]. Именно частично, поскольку авторы наряду с фитированием наблюдаемого спектра излучения использовали значение темпа аккреции вблизи радиуса последней устойчивой орбиты на уровне  $\dot{M}_{acc} = 0.1\dot{M}_{Edd}$ . Таким образом, авторы [78] представили детальные данные о 28 радиокваразах, причем кинетические мощности релятивистских джетов определены независимо по данным о радиоизлучении квазаров (см., например, [79]).

Мы выполнили оценки величин магнитных полей  $B_d$  на радиусе последней устойчивой орбиты на основе расчетов [78], используя, в основном, дан-

ные наблюдений. Такие оценки могут быть получены на основе аналитической формулы (1), полученной в [12]. Результаты наших расчетов представлены в Табл. 6. Важный результат состоит в том, что вычисленная по формуле (1.5) величина  $B_{eq}$ , т. е. магнитное поле, удовлетворяющее условию равенства магнитного и радиационного давлений на последней устойчивой орбите, оказывается, как правило, существенно меньше величины  $B_d$ . Интересно, что такое различие существенно зависит от величины спина черной дыры, определенной в [78] и оказывается наибольшим для объектов с малым значением спина:  $a \ll 0.9$ . Например, для объекта 0336-019 со значением спина  $a = 0.13$  отношение  $B_d$  к  $B_{eq}$ , определяемое формулой (5) составляет 5.89. Для объекта 0837-120 со значением спина  $a = 0.12$  это значение составляет 3.89, а для объекта 0238+100 со значением спина  $a = 0.29$  отношение  $B_d/B_{eq} = 4.47$ .

Основой оценки величины спина объектов, представленных в [78], является модель, в которой предполагается наличие тесной связи между величинами спина СМЧД и степенного индекса закона распределения магнитного поля в аккреционном диске. Сам показатель степенного закона включен в мощность релятивистского джета, определение которой выполняется в рамках действия тандема VZ и ВР процессов. Однако существуют и другие методы определения величины спина СМЧД (см., например, [4]). Предварительные оценки показывают, что для ряда объектов из [78] величины спинов оказываются значительно выше, чем это следует из модели [78]. В этом случае снимается проблема резкого различия между определяемыми величинами  $B_d$  и  $B_{eq}$ .

## 2.2 Определение величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД

Уравнение (1.8) позволяет определить величину отношения магнитного давления к давлению аккрецируемого газа вблизи радиуса горизонта событий СМЧД в объектах, представленных в [78], т. е. параметра  $k$ , обратно пропорционального известному плазменному параметру  $\beta = P_{gas}/P_{MF}$ . Результаты соответствующих вычислений представлены в Табл. 6 для моделей VZ и Мейера, соответственно.

Таблица 6 — Магнитные поля в диске и на горизонте СМЧД в радиокваразах из работы [78].

объект	$\log L_j$	$\log L_{BLR}$	$\log M_{BH}$	$a$	$\varepsilon(a)$	$\log B_d$	$\log B_{eq}$	$B_d/B_{eq}$	$k(BZ)$	$k(M)$
0017+154	47.19	45.79	9.62	0.89	0.15104	3.47	3.13	2.19	16.64	3.17
0022+297	45.61	44.15	7.81	0.98	0.23387	4.43	4.29	1.38	16.54	3.15
0119-046	46.52	46	9.91	0.25	0.06689	3.33	2.62	5.13	22.47	4.28
0134+329	46.3	44.96	8.85	0.94	0.18113	3.96	3.76	1.58	13.23	2.52
0238+100	46.1	45.59	9.48	0.29	0.06885	3.5	2.85	4.47	16.64	3.17
0336-019	45.18	45	8.89	0.13	0.06177	3.87	3.1	5.89	35.96	6.85
0403-132	45.6	45.25	9.08	0.35	0.07207	3.6	3.1	3.16	8.09	1.54
0607-157	44.2	43.56	7.32	0.58	0.08918	4.52	4.11	2.57	6.25	1.19
0637-752	46.48	45.44	8.81	0.98	0.23387	3.87	3.94	0.85	6.3	1.2
0837-120	44.79	45	8.86	0.12	0.06139	3.72	3.13	3.89	17.12	3.26
0838+133	46.19	45.14	8.67	0.94	0.18113	3.88	3.83	1.12	6.77	1.29
0903+169	45.3	44.69	8.39	0.65	0.09688	3.92	3.64	1.91	4.73	0.9
1023+067	46.5	45.7	8.99	0.85	0.13587	3.78	3.36	2.63	4.52	0.86
1040+123	46.27	45.11	8.76	0.91	0.16098	3.85	3.68	1.48	9.19	1.75
1250+568	45.5	44.57	8.31	0.74	0.11002	4.05	3.71	2.19	7.82	1.49
1253-055	45.7	44.64	8.28	0.88	0.14676	4.07	3.89	1.51	7.75	1.48
1318+113	46.86	45.86	9.32	0.95	0.19014	3.56	3.56	1	5.94	1.13
1334-127	44.91	44.18	7.98	0.57	0.08821	4.21	3.75	2.88	7.93	1.51
1442+101	46.95	45.93	9.93	0.44	0.07769	3.35	2.62	5.37	24.78	4.72
1559+173	46.81	45.66	9.25	0.93	0.17347	3.62	3.49	1.35	8.66	1.65
1606+289	46.56	45.61	9.37	0.73	0.10831	3.53	3.16	2.34	8.4	1.6
1622+238	46.48	45.34	9.53	0.16	0.06296	3.82	2.64	15.14	209.1	41.82
1641+399	45.3	45.47	9.27	0.29	0.06885	3.31	3	2.04	3.47	0.66
1954-388	44.12	44.2	7.99	0.32	0.07041	4.41	3.66	5.62	3.57	0.68
1954+513	46.04	45.39	9.18	0.54	0.08546	3.59	3.14	2.82	7.3	1.39
1655+077	45	43.62	7.28	0.96	0.20108	4.23	4.5	0.54	14.07	2.68
2120+168	46.88	45.57	9.68	0.54	0.08546	3.51	2.73	6.03	33.23	6.33
2354+144	46.73	44.75	9.37	0.87	0.14283	3.5	2.84	4.57	65.78	12.53

Эти результаты показывают, что в случае генерации релятивистского джета вращающейся черной дырой величина магнитного поля на горизонте оказывается примерно в 5 раз выше, чем в случае действия тандема: вращающаяся черная дыра + аккреционный диск. Но более существенным является тот факт, что для всех объектов из списка [78] магнитное давление оказывается намного выше давления аккрецируемого газа вблизи горизонта черной дыры, превышая последнее, зачастую, в десятки раз (см., например, объекты 0336-019, 0119-046). Как правило такая ситуация характерна для объектов с относительно небольшими значениями спина  $a = 0.12 - 0.16$ . Эти результаты хорошо соответствуют идее [34] об усилении крупномасштабного магнитного поля аккреционного диска в области между радиусами горизонта и последней устойчивой орбиты ("plunging" region). Действительно, такая ситуация имеет место, если в процессе аккреции действует закон сохранения магнитного потока. В этом случае магнитное поле на горизонте событий может оказаться существенно выше именно для черной дыры с меньшим значением спина, поскольку  $R_{in}(a = 0) = 6R_g$ , а  $R_{in}(a = 0.998) = 1.22R_g$ . Вместе с тем отметим, что проблема существенного превышения давления магнитного поля над давлением аккрецируемого газа вблизи радиуса горизонта событий может быть значительно смягчена, если

дальнейшие исследования подтвердят выводы работы [4] о существенно большей величине спина для ряда объектов из [78].

## 2.3 Определение величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД из спектрополяриметрических и рентгеновских данных

Согласно общепринятым представлениям, АЯГ часто обладают замагниченным аккреционным диском. Считается, что магнитное поле образуется в результате взаимодействия аккреционного потока с вращающейся СМЧД [39—41; 80—82]. Определение зависимости магнитного поля в аккреционном диске от радиуса является сложной задачей со многими параметрами (см., например, работы [83—85]). В эти параметры входят: масса черной дыры  $M_{BH}$ , спин  $a$ , угол  $i$  между лучом зрения и нормалью к плоскости аккреционного диска и радиационная эффективность  $\varepsilon$ . В данном разделе мы оценим величину магнитного поля на горизонте событий ряда СМЧД используя как полученные ранее в работе [33] величины спинов  $a$  и углов  $i$  по спектрополяриметрическим данным, так и данные о спинах СМЧД, полученные из анализа рентгеновских спектров [30; 86]. Также мы будем использовать для расчетов данные о полной ширине на половине амплитуды (Full Width at Half Maximum, далее—*FWHM*) спектральной линии  $H_{\beta}$  из зоны широких эмиссионных линий и значениях светимости на длине волны  $\lambda = 5100\text{Å}$  из работ [25; 87—94].

### 2.3.1 Метод расчета

В последнее время обсуждается проблема расхождений теоретически вычисленных размеров классического тонкого аккреционного диска с результатами наблюдений методами эхокартирования и микролинзирования. Анализ наблюдательных данных показывает, что размер центральной области аккреционного диска в несколько раз больше. Это обстоятельство стимулировало разработку моделей в которых рассматриваются оттоки/ветры материи из цен-

тральной области аккреционного диска. Такие модели объясняют и спектральное распределение энергии и большие размеры аккреционного диска подбором соответствующих параметров [7; 95–99]. Однако в работе [100] осуществлен анализ данных эхокартирования и сделан вывод, что размеры аккреционного диска при наилучшем фитировании согласуются с моделью Шакуры-Сюняева в пределах  $1.5\sigma$ . Также авторы [101] сделали вывод, что размеры аккреционного диска согласуются с теоретическими предсказаниями модели стандартного тонкого аккреционного диска с учетом эффектов переменности диска.

В данном разделе мы рассматриваем модель геометрически тонкого и оптически толстого диска [2]. В работе [39] для дисков такого типа использовалось предположение о равенстве магнитного давления  $P_{\text{magn}} = B_H^2/8\pi$  и давления аккрецирующего вещества  $P_{\text{acc}} = c\dot{M}/4\pi R_H^2$  на горизонте событий. Здесь  $B_H$  - магнитное поле на горизонте событий,  $\dot{M}$  - темп аккреции,  $R_H = R_g(1 + \sqrt{1 - a^2})$  - радиус горизонта событий,  $R_g = GM_{BH}/c^2$  - гравитационный радиус,  $M_{BH}$  - масса черной дыры. В нашей работе мы используем коэффициент  $k = P_{\text{magn}}/P_{\text{acc}}$ , который лежит в пределах  $0 < k \leq 1$ . Таким образом, магнитное поле на горизонте событий может быть выражено как:

$$B_H = B(R_H) = \frac{\sqrt{2k\dot{M}c}}{R_H}, \quad (2.1)$$

В свою очередь, темп аккреции  $\dot{M}$  выражается следующим образом [76]:

$$\dot{M} \simeq 2.4 \left( \frac{\lambda L_{\lambda,45}}{\cos i} \right)^{3/2} \left( \frac{\lambda}{5100\text{\AA}} \right)^2 M_8^{-1} M_{\odot} \text{год}^{-1}, \quad (2.2)$$

где  $\lambda$  - длина волны, на которой измеряется континуум,  $\lambda L_{\lambda,45} \equiv \lambda L_{\lambda}/10^{45}$  эрг/с — монохроматическая светимость,  $M_8 \equiv M_{BH}/10^8 M_{\odot}$ ,  $M_{\odot}$  - масса Солнца.

Приняв  $\lambda = 5100\text{\AA}$  и подставив выражение (2.2) в (2.1) получаем:

$$B_H = \frac{2.04 \times 10^5 \sqrt{k}}{(1 + \sqrt{1 - a^2})(\cos i)^{3/4} M_8^{3/2}} \left( \frac{L_{5100}}{10^{45} \text{эрг/с}} \right)^{3/4} \text{Гс}. \quad (2.3)$$

В работе [25] приводится следующий способ определения массы СМЧД по спектральным характеристикам:

$$\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 10^{6.91} \left( \frac{FWHM(H_{\beta})}{10^3 \text{км/с}} \right)^2 \left( \frac{L_{5100}}{10^{44} \text{эрг/с}} \right)^{0.5}, \quad (2.4)$$

где  $FWHM(H_\beta)$  (в дальнейшем просто  $FWHM$ ) это полная ширина на половине амплитуды эмиссионной линии  $H_\beta$ .

Подставив (2.4) в (2.3) получаем:

$$B_H = \frac{1.57 \times 10^6 \sqrt{k}}{(\cos i)^{3/4} (1 + \sqrt{1 - a^2})} \left( \frac{10^3 \text{ км/с}}{FWHM} \right)^3 \text{ Гс.} \quad (2.5)$$

В нашей работе мы предполагаем, что наблюдаемая поляризация излучения АЯГ связана в основном с углом наклона  $i$ : параметр  $\cos i$  (также обозначаемый в литературе как  $\mu$ ) определяет степень наблюдаемой поляризации  $P$ . Используя теорию Соболева-Чандрасекара [102; 103] можно вычислить степень поляризации для всех значений  $\cos i$  (см., например, работу [104]). Таким образом мы получаем величину магнитного поля на горизонте событий  $B_H$  как функцию параметров  $P$ ,  $k$ ,  $a$  и  $FWHM$ .

Одними из компонентов унифицированной модели АЯГ являются релятивистские джеты и/или интенсивные оттоки вещества с поверхности аккреционного диска. Данное представление подтверждается постоянно увеличивающимся количеством наблюдательных данных. Так, помимо струйных выбросов на масштабах килопарсек, интерферометрические наблюдения со сверхдлинными базами (Very Long Baseline Interferometry, далее—VLBI) позволяют открыть и исследовать джетоподобные структуры на масштабах парсек. К настоящему времени получены свидетельства наличия джетов практически во всех классах АЯГ, в том числе тех, где ранее они не были обнаружены. Помимо непосредственно изображения, значимым индикатором наличия релятивистского джета является сильное синхротронное радиоизлучение. Интенсивность радиоизлучения связана с кинетической мощностью джета  $L_j$ , которая должна зависеть от спина СМЧД, согласно современным теоретическим представлениям. Это обстоятельство использовалось в работе [105], где приведено следующее выражение:

$$\frac{|a|}{\sqrt{\varepsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})} = \frac{1.81\eta}{\sqrt{k}} \sqrt{\frac{L_j}{L_{bol}}}, \quad (2.6)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент радиационной эффективности аккреционного потока, коэффициент  $\eta = \sqrt{5}$  в модели ВЗ [8] и  $\eta = 1.05^{-0.5}$  в гибридной модели Мейера [10], объединяющей механизмы ВЗ и ВР.  $L_j$  - кинетическая мощность джета,

$L_{bol}$  - болометрическая светимость. В дальнейшем мы будем использовать модель Мейера и принимать  $\eta = 1.05^{-0.5}$ .

Объекты, исследованные в работе [33] преимущественно являются сейфертовскими галактиками 1 типа. Согласно унифицированной модели, АЯГ 1 типа должны обладать углами наклона не более  $60^\circ$ , что хорошо согласуется с определениями угла наклона на основе поляриметрических наблюдений [33]. Мы изучили радиоморфологию выборки, основываясь на данных обзора NVSS [106]. Результаты следующие: из 36 источников 14 обладают структурой типа радиоядро (в некоторых случаях имеются выступы, напоминающие основание струйного выброса), 6 источников обладают структурой радиоядро + односторонний выброс, 1 источник со структурой радиоядро + двусторонний выброс, 6 наиболее ярких радиоисточников имеют сложную структуру, 4 слабых радиоисточника с неопределенной структурой и еще для 5 объектов источников радиоизлучения на картах NVSS не обнаружено. Объекты 1 типа в радиодиапазоне должны демонстрировать преимущественно структуру либо типа радиоядро, либо радиоядро + односторонний джет; из 36 такими являются 26 объектов (с учетом ярких источников со сложной структурой, но без учета слабых источников). Отметим также, что только у одного объекта прослеживается наличие двустороннего выброса. Таким образом, объекты выборки демонстрируют признаки наличия джетов, что позволяет применять для них соотношение (2.6).

Взаимосвязь между мощностью джета и болометрической светимостью диска исследовалась в ряде работ [44; 64; 72]. В этих работах были найдены эмпирические соотношения с коэффициентами, согласующимися в пределах погрешностей. В частности, в работе [64] (см. третью строку Табл. 2 из этой работы) было получено следующее эмпирическое соотношение для объектов исследуемого типа:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = (0.41 \pm 0.04) \log \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} - (1.34 \pm 0.14), \quad (2.7)$$

где  $L_{Edd}$  - эддингтоновская светимость. Это выражение можно преобразовать к виду:

$$\frac{L_j}{L_{bol}} = l_E^{(-0.59 \pm 0.04)} \times 10^{(-1.34 \pm 0.14)}, \quad (2.8)$$

где  $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$  — эддингтоновское отношение. Подставив (2.8) в (2.6) получаем выражение для параметра  $k$ :

$$k = 3.28 \times 10^{(-1.34 \pm 0.14)} \frac{\eta^2 \varepsilon (1 + \sqrt{1 - a^2})^2}{l_E^{(0.59 \pm 0.04)} a^2}. \quad (2.9)$$

Таким образом, мы получаем итоговое выражение для величины магнитного поля на горизонте событий  $B_H$ :

$$B_H = \frac{10^{(5.78 \pm 0.07)} \eta \sqrt{\varepsilon}}{l_E^{(0.295 \pm 0.020)} |a| (\cos i)^{3/4}} \left( \frac{10^3 \text{ км/с}}{FWHM} \right)^3 \text{ Гс}. \quad (2.10)$$

Следует отметить, что для значений спина  $0.5 < a < 0.998$ , типичных для большинства объектов этого типа, зависимость  $B_H$  от спина довольно слабая (учитывая также зависимость  $\varepsilon$  от спина, [1]). В частности, максимальное значение магнитного поля, которое достигается при  $a = 0.5$ , больше минимального при  $a \approx 0.85$  всего в 1.3 раза. Таким образом, даже большая ошибка в определении спина не вносит существенного вклада в определение  $B_H$ .

Для определения эддингтоновского отношения  $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$  мы используем следующее выражение:  $L_{Edd} = 1.5 \times 10^{38} M_{BH}/M_\odot$  эрг/с,  $L_{bol} = L_{5100} \times BC$ , где  $BC$  — болометрическая поправка, которую мы будем вычислять по формуле [33]:

$$\log(BC) = -0.54 \log(M_{BH}/M_\odot) + 5.43. \quad (2.11)$$

Коэффициент радиационной эффективности  $\varepsilon(a)$  мы определяем по формуле [107]:

$$(\cos i)^{3/2} l_E = 0.201 \left( \frac{L_{5100}}{10^{44} \text{ эрг/с}} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon(a)}{M_8^2}. \quad (2.12)$$

Далее, спин  $a$  можно вычислить численно из соотношения [1]:

$$\varepsilon(a) = 1 - \frac{R_{ISCO}^{3/2} - 2R_{ISCO}^{1/2} + |a|}{R_{ISCO}^{3/4} (R_{ISCO}^{3/2} - 3R_{ISCO}^{1/2} + 2|a|)^{1/2}}, \quad (2.13)$$

где  $R_{ISCO}$  — радиус последней устойчивой круговой орбиты вокруг черной дыры, который выражается через спин следующим образом:

$$\begin{aligned}
R_{ISCO}(a) &= 3 + Z_2 \pm ((3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2))^{1/2}, \\
Z_1 &= 1 + (1 - a^2)^{1/3}((1 + a)^{1/3} + (1 - a)^{1/3}), \\
Z_2 &= (3a^2 + Z_1^2)^{1/2}.
\end{aligned}
\tag{2.14}$$

В выражении для  $R_{ISCO}(a)$  знак ”-” использован для проградного вращения ( $a \geq 0$ ) и знак ”+” для ретроградного вращения ( $a < 0$ ).

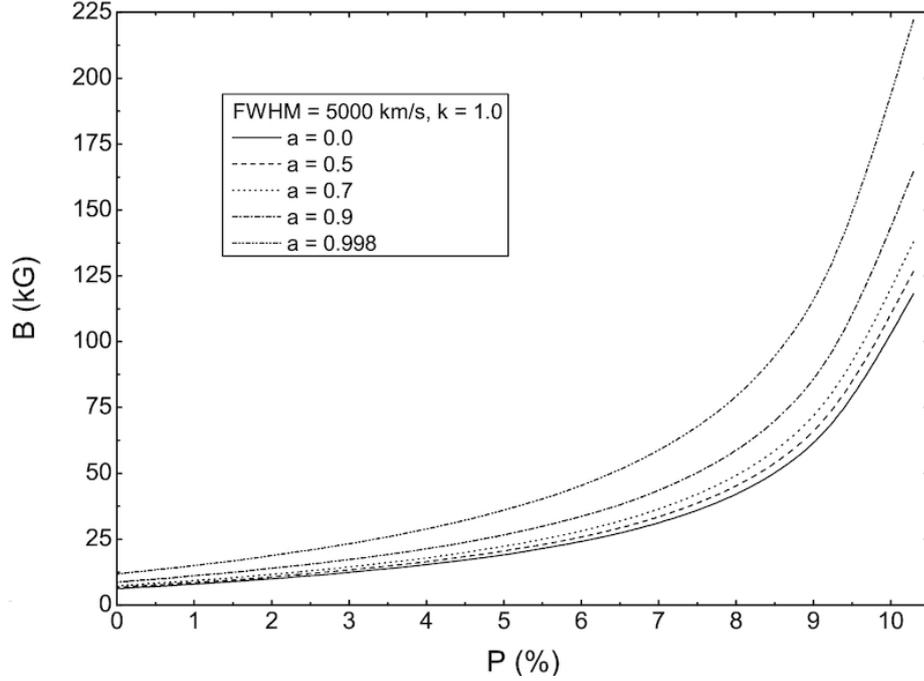


Рисунок 2.1 — Взаимосвязь магнитного поля  $B$  и поляризации  $P$  при различных значениях спина  $a$  и фиксированных значениях  $FWHM$  и  $k$ .

### 2.3.2 Теоретические кривые

На Рис. 2.1, 2.2 и 2.3 представлены графики зависимости  $B_H$  от  $P$  при разных значениях параметров  $a$ ,  $FWHM$  и  $k$ . Из Рис. 2.1 видно, что зависимость кривых от спина не очень сильная, особенно учитывая тот факт, что у наблюдаемых объектов поляризация, как правило, не превышает 2%, а спин превышает 0.5. Рис. 2.2 показывает, что значение магнитного поля сильно зависит от параметра  $FWHM$  и при значениях  $FWHM \approx 10^3$  км/с магнитное поле может достигать значений порядка 1 МГц даже при наблюдаемой поляризации около 1-2 %. Из Рис. 2.3 видно, что магнитное поле достаточно заметно

зависит от параметра  $k$ . При значениях  $k = 0.1$  и  $k = 1.0$  значение магнитного поля отличается более чем в 3 раза.

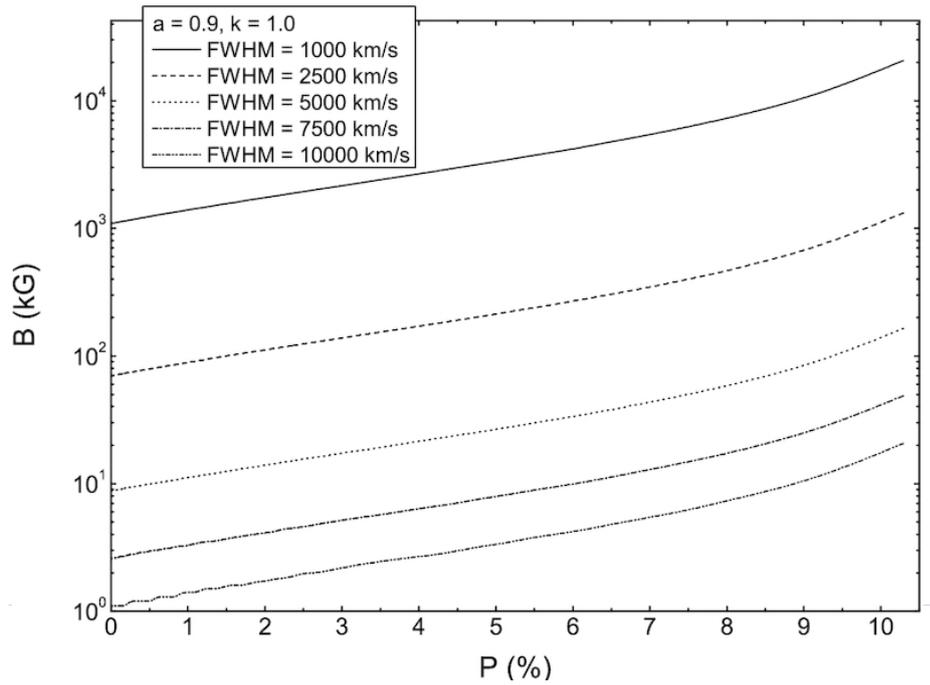


Рисунок 2.2 — Зависимость магнитного поля  $B$  от поляризации  $P$  при различных значениях  $FWHM$  и фиксированных значениях  $a$  и  $k$ .

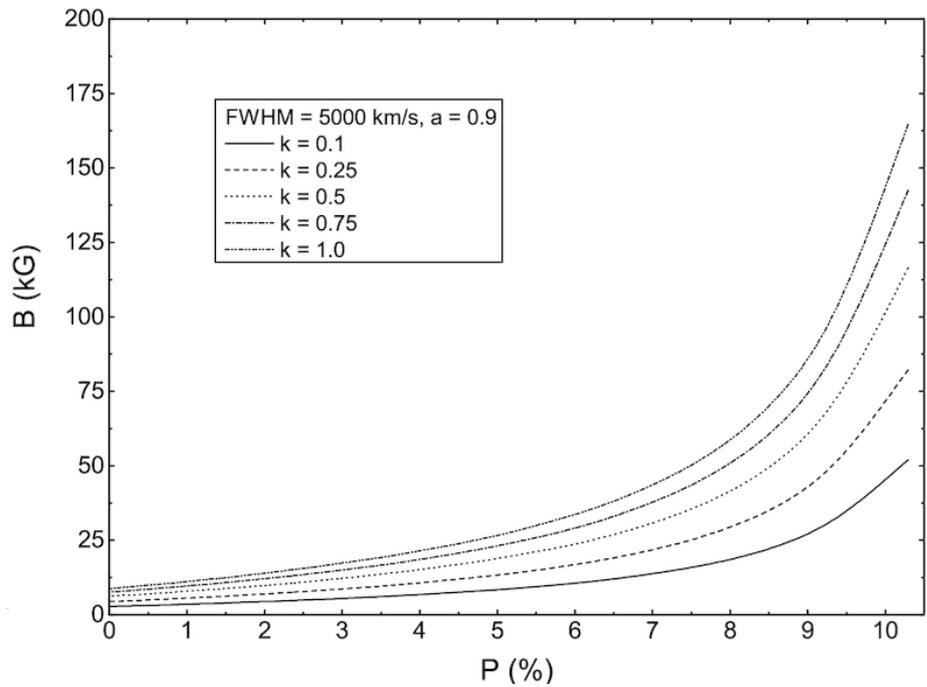


Рисунок 2.3 — Взаимосвязь магнитного поля  $B$  и поляризации  $P$  при различных значениях параметра  $k$  и фиксированных значениях  $FWHM$  и  $a$ .

Таблица 7 — Результаты оценки магнитных полей на горизонте событий для 36 АЯГ 1 типа. Параметры  $a$ ,  $i$ ,  $l_E$ ,  $\varepsilon$ ,  $M_{BH}$  для объектов взяты из работы [33] (Табл.2).  $FWHM$  выражено в км/с,  $B_H$  в гауссах.

Object	$\log\left(\frac{M_{BH}}{M_\odot}\right)$	$\log(L_{5100})$	$FWHM$	$i$	$a$	$l_E$	$\varepsilon$	$\log(k)$	$\log(B_H)$
PG 0003+199	$7.42^{+0.02}_{-0.02}$	43.67	$2182 \pm 53$	$31^{+4}_{-5}$	$0.990^{+0.008}_{-0.024}$	$0.308^{+0.024}_{-0.022}$	$0.27^{+0.05}_{-0.06}$	$-0.99^{+0.32}_{-0.31}$	$4.68^{+0.17}_{-0.17}$
PG 0007+106	$8.14^{+0.01}_{-0.02}$	44.29	$3494 \pm 35$	$31^{+5}_{-7}$	$0.993^{+0.005}_{-0.011}$	$0.100^{+0.003}_{-0.003}$	$0.28^{+0.04}_{-0.04}$	$-0.71^{+0.23}_{-0.23}$	$4.21^{+0.12}_{-0.12}$
PG 0026+129	$8.09^{+0.02}_{-0.02}$	44.70	$2598 \pm 57$	$45^{+6}_{-4}$	$0.806^{+0.113}_{-0.175}$	$0.311^{+0.003}_{-0.020}$	$0.12^{+0.04}_{-0.03}$	$-0.86^{+0.57}_{-0.48}$	$4.43^{+0.29}_{-0.24}$
PG 0049+171	$8.35^{+0.04}_{-0.04}$	44.00	$5234 \pm 260$	$38^{+4}_{-5}$	$0.998^{+0.000}_{-0.006}$	$0.025^{+0.004}_{-0.003}$	$0.32^{+0.00}_{-0.05}$	$-0.34^{+0.17}_{-0.19}$	$3.92^{+0.14}_{-0.18}$
PG 0054+144	$8.97^{+0.05}_{-0.05}$	44.78	$6830 \pm 371$	$43^{+7}_{-9}$	$0.996^{+0.002}_{-0.073}$	$0.017^{+0.003}_{-0.002}$	$0.30^{+0.02}_{-0.13}$	$-0.24^{+0.41}_{-0.39}$	$3.64^{+0.22}_{-0.29}$
PG 0157+001	$8.17^{+0.04}_{-0.04}$	44.98	$2431 \pm 120$	$39^{+6}_{-7}$	$0.756^{+0.185}_{-0.462}$	$0.441^{+0.074}_{-0.061}$	$0.11^{+0.07}_{-0.04}$	$-0.90^{+1.34}_{-0.76}$	$4.45^{+0.69}_{-0.38}$
PG 0804+761	$8.22^{+0.01}_{-0.01}$	44.61	$3190 \pm 39$	$44^{+6}_{-9}$	$0.912^{+0.057}_{-0.105}$	$0.157^{+0.006}_{-0.006}$	$0.16^{+0.05}_{-0.04}$	$-0.78^{+0.44}_{-0.39}$	$4.25^{+0.22}_{-0.20}$
PG 0844+349	$7.93^{+0.04}_{-0.04}$	44.60	$2300 \pm 115$	$36^{+4}_{-5}$	$0.873^{+0.057}_{-0.257}$	$0.429^{+0.073}_{-0.060}$	$0.14^{+0.08}_{-0.05}$	$-1.01^{+0.81}_{-0.63}$	$4.50^{+0.41}_{-0.31}$
PG 0921+525	$7.17^{+0.02}_{-0.03}$	43.15	$2194 \pm 64$	$34^{+4}_{-4}$	$0.998^{+0.000}_{-0.008}$	$0.230^{+0.022}_{-0.020}$	$0.32^{+0.00}_{-0.06}$	$-0.91^{+0.20}_{-0.22}$	$4.75^{+0.13}_{-0.16}$
PG 0923+129	$7.25^{+0.04}_{-0.04}$	43.26	$2270 \pm 110$	$18^{+6}_{-8}$	$0.998^{+0.000}_{-0.005}$	$0.220^{+0.036}_{-0.030}$	$0.32^{+0.00}_{-0.04}$	$-0.90^{+0.20}_{-0.22}$	$4.67^{+0.15}_{-0.18}$
PG 0923+201	$9.02^{+0.04}_{-0.04}$	45.06	$6140 \pm 300$	$28^{+3}_{-8}$	$0.996^{+0.002}_{-0.041}$	$0.027^{+0.004}_{-0.004}$	$0.30^{+0.02}_{-0.11}$	$-0.35^{+0.32}_{-0.33}$	$3.66^{+0.17}_{-0.24}$
PG 0953+414	$8.59^{+0.01}_{-0.01}$	45.36	$3155 \pm 44$	$29^{+3}_{-4}$	$0.847^{+0.055}_{-0.072}$	$0.242^{+0.011}_{-0.010}$	$0.14^{+0.02}_{-0.02}$	$-0.84^{+0.32}_{-0.30}$	$4.14^{+0.16}_{-0.15}$
PG 1022+519	$7.12^{+0.01}_{-0.01}$	43.72	$1489 \pm 15$	$41^{+4}_{-5}$	$0.888^{+0.072}_{-0.082}$	$1.027^{+0.033}_{-0.031}$	$0.15^{+0.02}_{-0.03}$	$-1.24^{+0.37}_{-0.30}$	$4.98^{+0.15}_{-0.19}$
PG 1116+215	$8.57^{+0.04}_{-0.04}$	45.13	$3530 \pm 175$	$34^{+3}_{-4}$	$0.907^{+0.076}_{-0.192}$	$0.152^{+0.026}_{-0.021}$	$0.16^{+0.08}_{-0.05}$	$-0.77^{+0.69}_{-0.56}$	$4.08^{+0.34}_{-0.28}$
PG 1309+355	$9.06^{+0.05}_{-0.06}$	45.08	$6370 \pm 410$	$36^{+10}_{-20}$	$0.991^{+0.007}_{-0.137}$	$0.024^{+0.005}_{-0.004}$	$0.27^{+0.05}_{-0.14}$	$-0.34^{+0.58}_{-0.49}$	$3.63^{+0.30}_{-0.36}$
PG 1351+695	$8.27^{+0.02}_{-0.02}$	43.85	$5208 \pm 95$	$34^{+4}_{-6}$	$0.998^{+0.000}_{-0.000}$	$0.023^{+0.001}_{-0.001}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$-0.32^{+0.09}_{-0.09}$	$3.92^{+0.08}_{-0.09}$
PG 1354+213	$8.63^{+0.04}_{-0.04}$	44.98	$4126 \pm 200$	$47^{+6}_{-9}$	$0.889^{+0.099}_{-0.313}$	$0.087^{+0.014}_{-0.002}$	$0.15^{+0.11}_{-0.05}$	$-0.61^{+0.94}_{-0.69}$	$4.01^{+0.48}_{-0.34}$
PG 1425+267	$9.74^{+0.04}_{-0.04}$	45.76	$9404 \pm 470$	$53^{+7}_{-7}$	$0.915^{+0.073}_{-0.281}$	$0.010^{+0.002}_{-0.001}$	$0.16^{+0.13}_{-0.07}$	$-0.09^{+0.40}_{-0.62}$	$3.25^{+0.44}_{-0.32}$
PG 1434+590	$8.30^{+0.02}_{-0.02}$	44.00	$4937 \pm 120$	$38^{+3}_{-4}$	$0.998^{+0.000}_{-0.001}$	$0.030^{+0.002}_{-0.002}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$-0.38^{+0.11}_{-0.10}$	$3.98^{+0.09}_{-0.10}$
PG 1501+106	$8.53^{+0.04}_{-0.04}$	44.28	$5454 \pm 270$	$41^{+6}_{-8}$	$0.998^{+0.000}_{-0.031}$	$0.025^{+0.004}_{-0.004}$	$0.32^{+0.00}_{-0.11}$	$-0.34^{+0.28}_{-0.30}$	$3.88^{+0.17}_{-0.25}$
PG 1545+210	$9.32^{+0.04}_{-0.04}$	45.43	$7021 \pm 350$	$51^{+5}_{-6}$	$0.916^{+0.077}_{-0.266}$	$0.021^{+0.004}_{-0.003}$	$0.16^{+0.11}_{-0.07}$	$-0.27^{+0.83}_{-0.61}$	$3.52^{+0.42}_{-0.31}$
PG 1613+658	$9.18^{+0.03}_{-0.03}$	44.70	$9142 \pm 288$	$44^{+4}_{-5}$	$0.998^{+0.000}_{-0.000}$	$0.006^{+0.001}_{-0.001}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$0.01^{+0.12}_{-0.12}$	$3.40^{+0.10}_{-0.10}$
PG 1700+518	$7.74^{+0.02}_{-0.02}$	44.27	$2230 \pm 57$	$40^{+5}_{-5}$	$0.905^{+0.061}_{-0.114}$	$0.396^{+0.033}_{-0.030}$	$0.16^{+0.05}_{-0.04}$	$-1.01^{+0.49}_{-0.43}$	$4.58^{+0.25}_{-0.22}$
PG 1704+608	$9.39^{+0.04}_{-0.04}$	45.70	$6552 \pm 330$	$38^{+0}_{-0}$	$0.942^{+0.047}_{-0.120}$	$0.031^{+0.005}_{-0.004}$	$0.18^{+0.08}_{-0.06}$	$-0.39^{+0.53}_{-0.45}$	$3.51^{+0.26}_{-0.22}$
PG 2112+059	$8.61^{+0.04}_{-0.04}$	45.48	$3010 \pm 150$	$44^{+4}_{-4}$	$0.583^{+0.278}_{-0.501}$	$0.299^{+0.051}_{-0.042}$	$0.09^{+0.05}_{-0.03}$	$-0.60^{+2.14}_{-0.83}$	$4.31^{+1.12}_{-0.42}$
PG 2130+099	$7.58^{+0.00}_{-0.00}$	44.33	$1781 \pm 5$	$35^{+4}_{-4}$	$0.854^{+0.033}_{-0.046}$	$0.817^{+0.007}_{-0.007}$	$0.14^{+0.01}_{-0.01}$	$-1.16^{+0.26}_{-0.25}$	$4.75^{+0.13}_{-0.13}$
PG 2209+184	$8.41^{+0.04}_{-0.04}$	43.69	$6690 \pm 330$	$41^{+5}_{-7}$	$0.998^{+0.000}_{-0.000}$	$0.010^{+0.002}_{-0.001}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$-0.10^{+0.10}_{-0.10}$	$3.73^{+0.14}_{-0.14}$
PG 2214+139	$8.55^{+0.04}_{-0.04}$	44.66	$4532 \pm 226$	$36^{+5}_{-6}$	$0.988^{+0.010}_{-0.074}$	$0.055^{+0.009}_{-0.008}$	$0.26^{+0.06}_{-0.10}$	$-0.55^{+0.46}_{-0.41}$	$3.96^{+0.23}_{-0.26}$
PG 2251+113	$8.99^{+0.04}_{-0.04}$	45.69	$4147 \pm 207$	$41^{+5}_{-6}$	$0.757^{+0.184}_{-0.443}$	$0.124^{+0.021}_{-0.017}$	$0.11^{+0.07}_{-0.04}$	$-0.58^{+1.25}_{-0.73}$	$3.93^{+0.65}_{-0.36}$
PG 2304+042	$8.55^{+0.04}_{-0.04}$	43.59	$8390 \pm 419$	$49^{+4}_{-5}$	$0.998^{+0.000}_{-0.000}$	$0.005^{+0.001}_{-0.001}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$0.09^{+0.08}_{-0.09}$	$3.58^{+0.14}_{-0.14}$
PG 2308+098	$9.60^{+0.04}_{-0.04}$	45.78	$7914 \pm 395$	$48^{+5}_{-6}$	$0.912^{+0.079}_{-0.260}$	$0.018^{+0.003}_{-0.002}$	$0.16^{+0.11}_{-0.07}$	$-0.22^{+0.81}_{-0.60}$	$3.37^{+0.41}_{-0.30}$
Mrk 1146	$7.41^{+0.04}_{-0.04}$	43.28	$2700 \pm 135$	$44^{+7}_{-9}$	$0.997^{+0.001}_{-0.056}$	$0.130^{+0.022}_{-0.018}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$-0.75^{+0.38}_{-0.40}$	$4.60^{+0.21}_{-0.21}$
LEDA 3095776	$7.12^{+0.04}_{-0.04}$	43.60	$1600 \pm 80$	$39^{+6}_{-8}$	$0.939^{+0.056}_{-0.199}$	$0.773^{+0.132}_{-0.108}$	$0.18^{+0.12}_{-0.07}$	$-1.21^{+0.79}_{-0.62}$	$4.93^{+0.40}_{-0.32}$
LEDA 2325569	$6.58^{+0.04}_{-0.04}$	42.90	$1290 \pm 64$	$39^{+6}_{-8}$	$0.977^{+0.021}_{-0.116}$	$1.035^{+0.176}_{-0.143}$	$0.23^{+0.09}_{-0.09}$	$-1.31^{+0.62}_{-0.53}$	$5.21^{+0.31}_{-0.30}$
3C 390.3	$9.12^{+0.09}_{-0.10}$	44.43	$9958 \pm 1046$	$55^{+3}_{-2}$	$0.998^{+0.000}_{-0.102}$	$0.004^{+0.002}_{-0.001}$	$0.32^{+0.00}_{-0.17}$	$0.11^{+0.48}_{-0.46}$	$3.41^{+0.28}_{-0.37}$
NGC 7469	$7.84^{+0.02}_{-0.02}$	43.78	$3296 \pm 75$	$22^{+4}_{-4}$	$0.998^{+0.000}_{-0.000}$	$0.092^{+0.007}_{-0.006}$	$0.32^{+0.00}_{-0.00}$	$-0.67^{+0.12}_{-0.12}$	$4.30^{+0.10}_{-0.10}$

### 2.3.3 Расчет магнитных полей с использованием данных из работы [33]

В Табл. 7 представлены результаты расчетов массы  $M_{BH}$ , спина  $a$ , коэффициента радиационной эффективности  $\varepsilon$ , эддингтоновского отношения  $l_E$ , параметра  $k$  и магнитного поля на горизонте событий для 36 АЯГ 1 типа (далее — выборка 1). Для всех объектов параметр  $i$  ранее определен из поляриметрических наблюдений [33]. Значения  $FWHM$  и  $L_{5100}$  взяты из литературы [25; 87—94]. Погрешности для  $FWHM$  в тех случаях, где они не были явно указаны, приняты  $\sim 5\%$ .

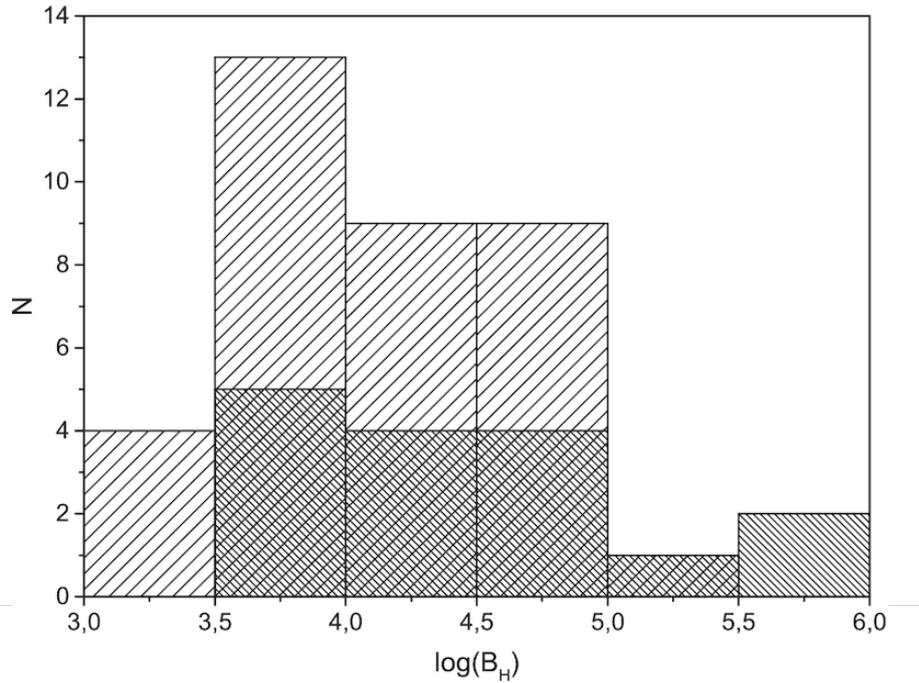


Рисунок 2.4 — Гистограмма числа СМЧД в АЯГ в зависимости от величины магнитного поля на горизонте событий  $B_H$ . Объекты из выборки 1 показаны редкой штриховкой, объекты из выборки 2 показаны сплошной штриховкой.

На Рис. 2.4 изображена гистограмма, показывающая число СМЧД в АЯГ в зависимости от величины логарифма магнитного поля (в Гс) на горизонте событий. Рассматриваемые объекты показаны редкой штриховкой. Видно, что большинство СМЧД имеют магнитные поля на горизонте событий в диапазоне от единиц до десятков кГс, что соответствует оценкам других авторов для объектов такого типа [85; 105; 108; 109]. Наши результаты согласуются с результатами численного моделирования геометрически тонких дисков с магнитным полем [83], где получена величина магнитного поля вплоть до  $10^4 - 10^5$  Гс на радиусе  $R = 20R_g$  для объектов изучаемого типа с характерной массой  $M_{BH} \approx 10^8 M_\odot$ , что соответствует полям на горизонте событий в пределах  $5 \times 10^4 - 10^6$  Гс.

Оценки магнитных полей аккреционного диска для большого числа АЯГ получены в работе [109]. Среднее значение поля в этой работе оказалось  $10^4$  Гс, что хорошо согласуется с нашими результатами. Кроме того, список объектов из [109] включает 9 объектов из нашего списка. Для шести из них (PG 0003+199, PG 0026+129, PG 0804+761, PG 0844+349, PG 0953+414 и PG 2130+099) полученные оценки величины магнитного поля совпадают в пределах ошибок. Для остальных трех объектов (PG 1351+695, PG 1613+658 и NGC 7469) значения величины магнитного поля в [109] оказались в 5-10 раз больше, что может быть

обусловлено различиями в методе определения болометрической светимости и массы СМЧД. В частности, мы определили болометрическую светимость из данных на  $5100\text{\AA}$  [33], а в работе [109] это сделано из рентгеновской светимости.

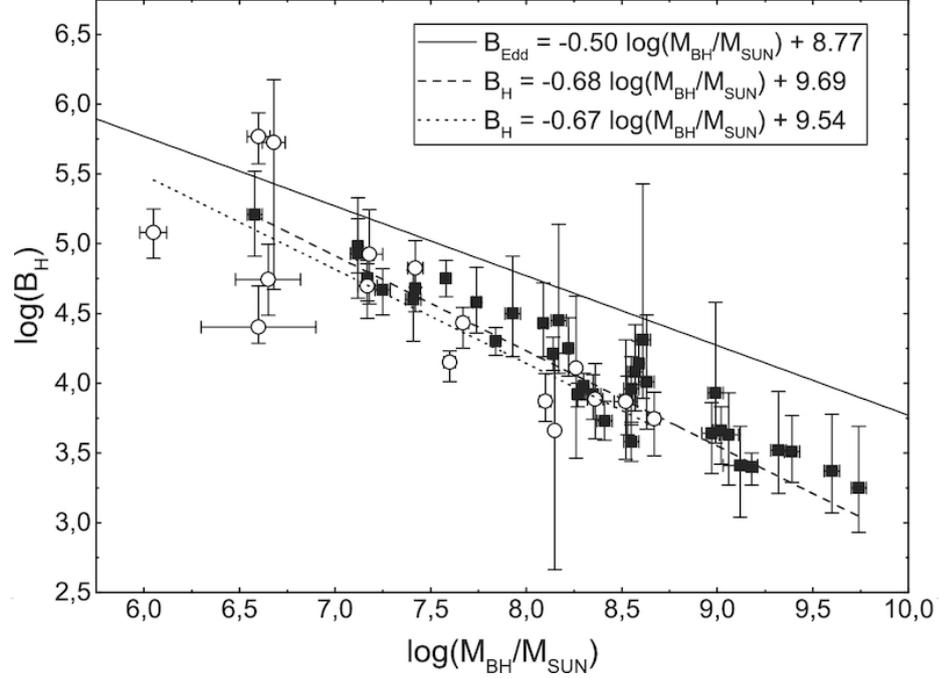


Рисунок 2.5 — Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от массы СМЧД. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2.

На Рис. 2.5–2.8 рассматриваемые объекты показаны черными квадратиками. На Рис. 2.5 изображена зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от массы СМЧД. Прослеживается обратная зависимость вида:  $\log(B_H) \approx -(0.68 \pm 0.04) \log(M_{BH}/M_\odot) + (9.69 \pm 0.32)$ , которая согласуется с зависимостью от массы эддингтоновского магнитного поля аккреционного диска:  $\log(B_{Edd}) \approx -0.5 \log(M_{BH}/M_\odot) + 8.77$  [109]. Рис. 2.6 показывает зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от эддингтоновского отношения. Зависимость имеет форму:  $\log(B_H) \approx (0.65 \pm 0.04) \log(l_E) + (4.92 \pm 0.06)$ . Рис. 2.7 и 2.8 показывают зависимости величины магнитного поля на горизонте событий от спина СМЧД и коэффициента радиационной эффективности. В этих случаях явная взаимосвязь между параметрами не наблюдается.

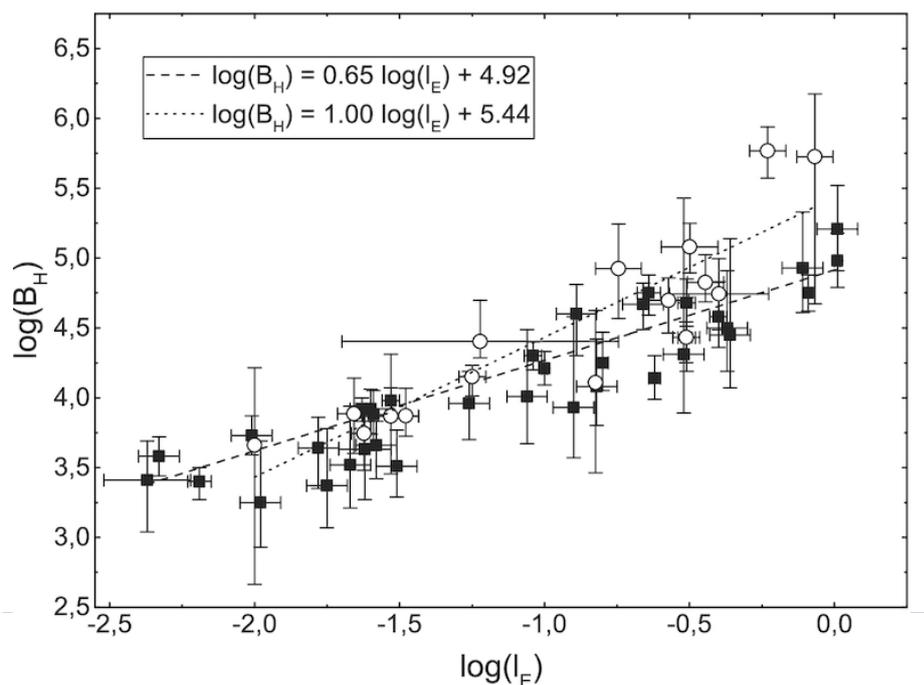


Рисунок 2.6 — Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от эддингтоновского отношения. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2.

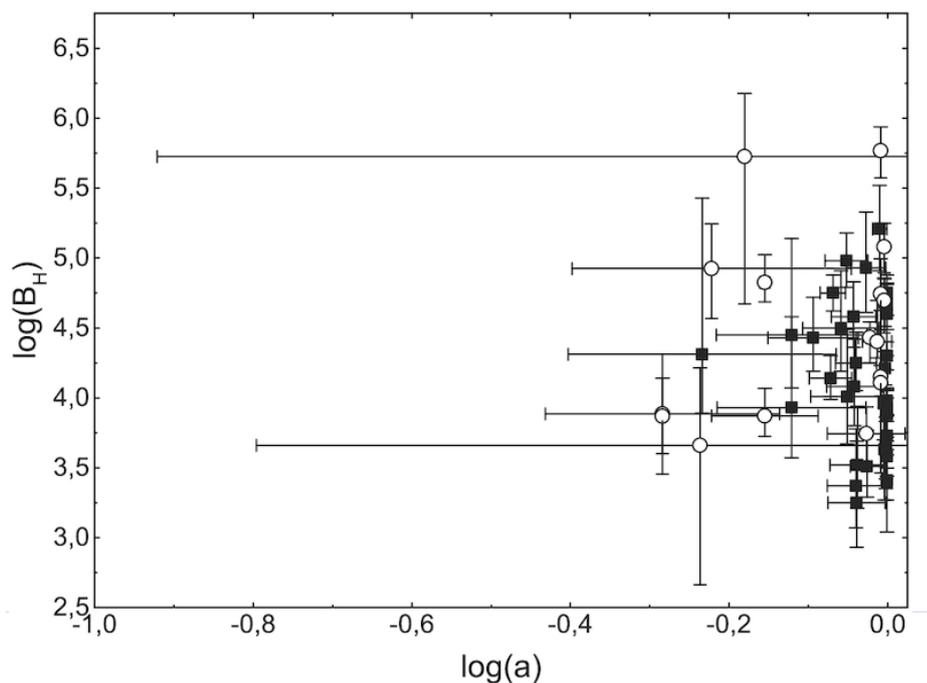


Рисунок 2.7 — Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от спина СМЧД. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2.

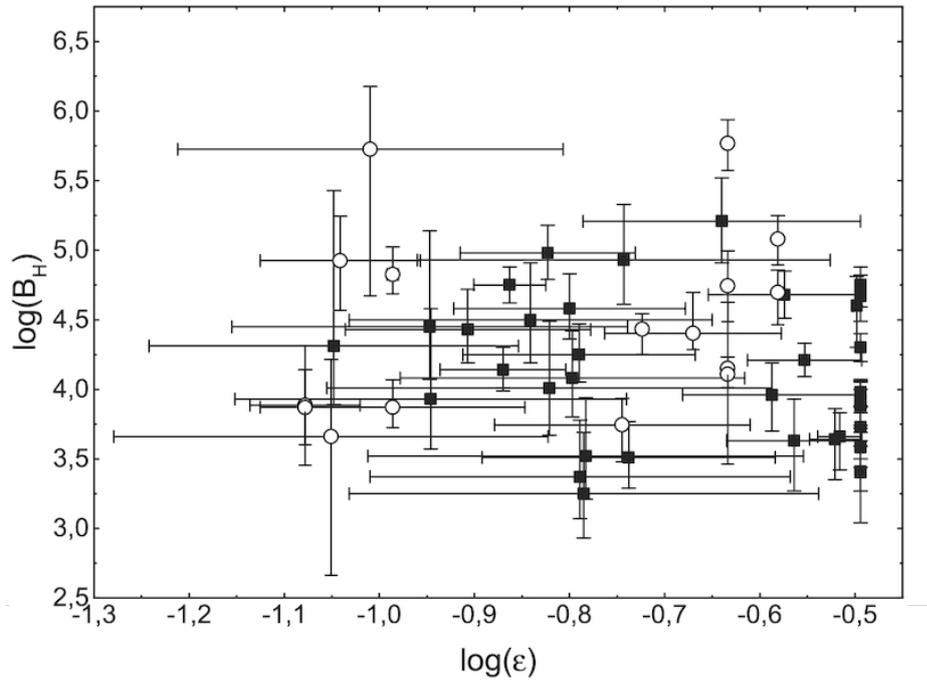


Рисунок 2.8 — Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от коэффициента радиационной эффективности СМЧД. Черными квадратами обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2.

### 2.3.4 Расчет магнитных полей с использованием данных, полученных в результате анализа рентгеновских спектров

В Табл. 8 мы приводим результаты расчетов магнитного поля на горизонте событий для 16 АЯГ (далее — выборка 2), для которых величина спина центральной СМЧД определена в результате анализа их рентгеновских спектров методом XRS [30; 86]. Вычисления выполнены с помощью соотношений (2.6) и (2.10). Данные об угле наклона  $i$  и  $FWHM$  взяты из обзорной статьи [110].

Согласно Табл. 8, величина магнитного поля на горизонте событий составляет от 4.6 до 586 кГс с медианным значением около 26 кГс. Гистограмма распределения количества СМЧД в зависимости от величины магнитного поля на горизонте событий, вычисленного в рамках гибридной модели Мейера, приведена на Рис. 2.4. Рассматриваемые объекты показаны сплошной штриховкой.

На Рис. 2.5—2.8 рассматриваемые объекты показаны белыми кружками. Рис. 2.5 иллюстрирует зависимость величины магнитного поля на горизонте

Таблица 8 — Результаты оценки магнитных полей на горизонте событий для объектов у которых величина спина определена методом анализа рентгеновских спектров (выборка 2).

Object	$\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right)$	$a$	FWHM	$\log(l_E)$	$\varepsilon$	$\log(k)$	$\log(B_H)$
MCG-6-30-15	$6.65 \pm 0.17$	$\geq 0.98$	$1990 \pm 200$	$0.40 \pm 0.13$	$\geq 0.23$	$-1.07^{+0.36}_{-0.32}$	$4.74^{+0.26}_{-0.25}$
Fairall 9	$8.36 \pm 0.04$	$0.52^{+0.19}_{-0.15}$	$5618 \pm 107$	$0.02 \pm 0.003$	$0.08^{+0.02}_{-0.01}$	$0.16^{+0.51}_{-0.69}$	$3.89^{+0.29}_{-0.26}$
SWIFT J2127.4+5654	$7.18 \pm 0.07$	$0.6^{+0.2}_{-0.2}$	$2000 \pm 100$	$0.18 \pm 0.03$	$0.09^{+0.03}_{-0.02}$	$-0.49^{+0.59}_{-0.59}$	$4.92^{+0.36}_{-0.32}$
1 H0707-495	$6.60 \pm 0.06$	$\geq 0.98$	$940 \pm 47$	$0.59^{+0.09}_{-0.08}$	$\geq 0.23$	$-1.17^{+0.30}_{-0.29}$	$5.77^{+0.20}_{-0.17}$
Mrk 79	$8.10 \pm 0.03$	$0.7 \pm 0.1$	$4735 \pm 44$	$0.03 \pm 0.003$	$0.10^{+0.02}_{-0.03}$	$-0.18^{+0.35}_{-0.42}$	$3.87^{+0.15}_{-0.20}$
PG 0003+199	$7.42 \pm 0.04$	$0.70^{+0.12}_{-0.01}$	$2182 \pm 53$	$0.36^{+0.06}_{-0.05}$	$0.10^{+0.02}_{-0.001}$	$-0.79^{+0.26}_{-0.38}$	$4.83^{+0.14}_{-0.20}$
NGC 3783	$7.60 \pm 0.03$	$\geq 0.98$	$3634 \pm 41$	$0.06 \pm 0.006$	$\geq 0.23$	$-0.57^{+0.25}_{-0.24}$	$4.15^{+0.14}_{-0.08}$
Ark 120	$8.67 \pm 0.03$	$0.94 \pm 0.1$	$5987 \pm 54$	$0.02 \pm 0.002$	$0.18^{+0.14}_{-0.05}$	$-0.32^{+0.57}_{-0.49}$	$3.74^{+0.18}_{-0.19}$
3C 120	$7.67 \pm 0.03$	$\geq 0.95$	$2419 \pm 29$	$0.31^{+0.04}_{-0.03}$	$\geq 0.19$	$-0.99^{+0.37}_{-0.37}$	$4.43^{+0.18}_{-0.11}$
PG 0921+525	$7.17^{+0.04}_{-0.05}$	$\geq 0.99$	$2194 \pm 64$	$0.27^{+0.05}_{-0.04}$	$\geq 0.26$	$-0.97^{+0.24}_{-0.23}$	$4.70^{+0.23}_{-0.16}$
RBS 1124	8.26	$\geq 0.98$	$4260 \pm 1250$	0.15	$\geq 0.23$	$-0.82^{+0.25}_{-0.23}$	$4.11^{+0.65}_{-0.52}$
Mrk 359	$6.68 \pm 0.06$	$0.66^{+0.30}_{-0.54}$	$900 \pm 45$	$0.86^{+0.14}_{-0.11}$	$0.10^{+0.10}_{-0.04}$	$-0.97^{+2.07}_{-0.98}$	$5.73^{+1.06}_{-0.45}$
PG 1501+106	$8.52 \pm 0.06$	$\geq 0.52$	$5300 \pm 265$	$0.03^{+0.008}_{-0.006}$	$\geq 0.08$	$0.08^{+0.71}_{-1.19}$	$3.87^{+0.41}_{-0.44}$
Mrk 1018	8.15	$0.58^{+0.36}_{-0.74}$	$6940 \pm 760$	0.01	$0.09^{+0.09}_{-0.04}$	$0.27^{+1.56}_{-0.97}$	$3.66^{+1.00}_{-0.56}$
NGC 4051	$6.05^{+0.06}_{-0.07}$	$\geq 0.99$	$1565 \pm 80$	$0.32^{+0.08}_{-0.06}$	$\geq 0.26$	$-1.01^{+0.26}_{-0.25}$	$5.08^{+0.18}_{-0.17}$
NGC 1365	$6.60^{+1.40}_{-0.30}$	$0.97^{+0.01}_{-0.04}$	$3586 \pm 179$	$0.06^{+0.06}_{-0.04}$	$0.21^{+0.02}_{-0.04}$	$-0.58^{+0.51}_{-0.41}$	$4.40^{+0.11}_{-0.30}$

от массы центральной СМЧД. Несмотря на довольно большой разброс точек и неопределенности, прослеживается обратная взаимосвязь:  $\log(B_H) \approx -(0.67 \pm 0.12) \log(M_{BH}/M_{\odot}) + (9.54 \pm 0.92)$ . Рис. 2.6 показывает зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от эддингтоновского отношения. Зависимость представляется в форме  $\log(B_H) \approx (1.00 \pm 0.13) \log(l_E) + (5.44 \pm 0.14)$ . Рис. 2.7 и 2.8 не обнаруживают значимой взаимосвязи между величиной магнитного поля  $B_H$ , спином  $a$  и радиационной эффективностью  $\varepsilon$ .

### 2.3.5 Сравнение результатов расчета магнитных полей в двух выборках

Рис. 2.5 демонстрирует обратную зависимость между величиной магнитного поля на горизонте событий  $B_H$  и массой центральной СМЧД  $M_{BH}$ . Мы сравнили выборки, рассмотренные выше, на предмет различия  $M_{BH}$  и  $B_H$ . В Табл. 9 приведены основные статистические свойства данных параметров для выборок 1 и 2. Табл. 9 показывает, что выборка 1 содержит, в среднем, СМЧД большей массы, чем выборка 2; для величины магнитного поля ситуация обратная.

Таблица 9 — Основные статистические свойства выборок. "mean" - среднее значение, "median" - медианное значение, "sd" - стандартное отклонение

Выборка	$\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right)$			$\log(B_H)$		
	mean	median	sd	mean	median	sd
1	8.32	8.38	0.77	4.11	4.05	0.52
2	7.48	7.51	0.81	4.49	4.42	0.66

Далее мы исследовали эти различия между выборками на предмет их статистической значимости. Предварительный анализ нормальности распределения исследуемых параметров с помощью теста Шапиро-Уилка показал, что массы СМЧД (в логарифмическом масштабе) в выборках 1 и 2 распределены нормально. Распределение величин  $\log(B_H)$  в обеих выборках не отклоняется от нормального. Тест Бартлетта показал, что выборки 1 и 2 также удовлетворяют условию гомогенности дисперсий исследуемых параметров. Таким образом, выполнены условия применимости t-критерия. Проведенный t-тест подтвердил статистическое различие между выборками 1 и 2 на уровне значимости 0.05 для обоих параметров:  $\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right)$  и  $\log(B_H)$ .

Отметим, что три объекта (PG 0003+199, PG 0921+525 и PG 1501+106) входят как в состав выборки 1, так и в состав выборки 2. Результаты определения магнитного поля на горизонте  $B_H$  для этих объектов, приведенные в Табл. 7 и Табл. 8 отличаются менее чем в 1.4 раза и совпадают в пределах ошибок. Максимальное различие для объекта PG 0003+199 в 1.4 раза, тогда как для PG 0921+525 в 1.1 раза, а для PG 1501+106 результаты практически совпадают. Подчеркнем, что при расчетах для этих объектов брались значения спина центральной СМЧД и угла наклона, полученные разными методами. Конечно, вопрос о том, является ли хорошее согласие результатов случайностью или нет, требует дальнейших исследований с большим количеством объектов. Однако, сам этот факт увеличивает значимость результатов определения магнитного поля на горизонте событий для данных трех объектов.

### 2.3.6 Выводы

Оценки, основанные на наблюдательных данных в видимом и рентгеновском диапазонах и модели диска Шакуры-Сюняева, показали, что магнитные поля на горизонте событий большинства СМЧД в АЯГ лежат в пределах от единиц кГс до десятков кГс с примерным средним значением  $10^4$  Гс. При этом, у отдельных объектов поля существенно меньше - порядка 1 кГс и менее, а у нескольких объектов существенно больше - порядка 1 МГс.

Следует отметить, что для трех объектов (PG 0003+199, PG 0921+525 и PG 1501+106) магнитные поля на горизонте событий были определены сразу двумя методами: по оптическим и по рентгеновским наблюдениям. Полученные результаты хорошо согласуются в пределах ошибок. Для 6 объектов (PG 0003+199, PG 0026+129, PG 0804+761, PG 0844+349, PG 0953+414 и PG 2130+099) величина магнитного поля согласуется в пределах ошибок с результатами работы [109]. Для остальных объектов статистические свойства результатов согласуются с литературными данными для объектов такого типа [83; 85; 105; 109].

При анализе данных найдены зависимости значения магнитного поля от массы СМЧД вида:  $\log(B_H) \approx -(0.68 \pm 0.04) \log(M_{BH}/M_\odot) + (9.69 \pm 0.32)$  и  $\log(B_H) \approx -(0.67 \pm 0.12) \log(M_{BH}/M_\odot) + (9.54 \pm 0.92)$  для выборок 1 и 2, соответственно, которые хорошо согласуются с зависимостью от массы такой физической величины как эддингтоновское магнитное поле аккреционного диска:  $\log(B_{Edd}) \approx -0.5 \log(M_{BH}/M_\odot) + 8.77$  [109]. Мы также получили зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от эддингтоновского отношения в форме:  $\log(B_H) \approx (0.65 \pm 0.04) \log(l_E) + (4.92 \pm 0.06)$  и  $\log(B_H) \approx (1.00 \pm 0.13) \log(l_E) + (5.44 \pm 0.14)$  для выборок 1 и 2, соответственно.

В целом, задача определения величины магнитного поля на горизонте событий СМЧД требует дальнейшего исследования. В частности, очень полезной могла бы быть разработка методики непосредственного определения величины магнитного поля на радиусе последней устойчивой орбиты (т.е. внутреннем радиусе аккреционного диска) по характеристикам излучения из этой и прилегающих областей диска, для чего необходимы спектроскопические и поляримет-

рические наблюдения в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Например, следует учитывать такой эффект как фарадеевское вращение плоскости поляризации в сильном магнитном поле, которое может привести к характерной форме зависимости степени поляризации от длины волны или даже деполаризации излучения из внутренней области аккреционного диска. Подобные наблюдения могут стать возможными с запуском планируемых космических обсерваторий "Спектр-УФ", "Спектр-РГ" и Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE).

## 2.4 Результаты Главы 2

В данной главе выполнены оценки величины магнитного поля в аккреционном диске и на горизонте событий СМЧД в выборках радиоквazarов и сейфертовских галактик 1 типа. Спины СМЧД в рассмотренных выборках определены независимыми методами, отличными от применявшегося нами в Главе 1: XRS, TCF и методом радиационной эффективности с использованием спектрополяриметрических наблюдений. Это обстоятельство позволило показать, что предположение о равномерном распределении между плотностями энергии магнитного поля и аккрецирующего вещества является достаточно разумным. Найдено, что типичное значение магнитного поля  $B_H = 10^4$  Гс, это согласуется с оценками других авторов. Установлена обратная зависимость между величиной магнитного поля и массой СМЧД.

## Глава 3. РАДИОСВОЙСТВА ГАЛАКТИК FR0

Результаты, представленные в данной главе, таблицы и рисунки опубликованы в работах диссертанта [A8, A10], составивших основу текста главы. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

### 3.1 Введение

Радиогалактики FR0 представляют собой класс АЯГ с радиосветимостями порядка  $10^{38} - 10^{40}$  эрг/с на частоте 1.4 ГГц [13; 14; 111–113]. Они характеризуются компактностью (размер радиоизлучающей области менее 5 кпк) и преобладанием радиоядра: в сравнении с радиогалактиками FRI параметр доминирования радиоядра больше  $\sim$  в 30 раз [114; 115]. FR0 располагаются преимущественно в ярких красных галактиках ранних типов с массами СМЧД  $10^8 - 10^9 M_{\odot}$  и спектроскопически классифицируются как галактики с эмиссионными линиями низкого возбуждения (low-excitation galaxies, далее - LEG), что делает их схожими с радиогалактиками FRI. Согласно оценкам численной плотности, галактики FR0 являются самыми многочисленными из радиогромких объектов в ближней Вселенной. Их число по сравнению с радиогалактиками FRI примерно в 5 раз больше [14]. Исследование крупномасштабного окружения FR0 и FRI радиогалактик показало, что средняя плотность галактик окружения вокруг FR0 в 2 раза ниже, чем вокруг галактик FRI [116]. Большинство FR0 входят в группы, образованные менее 15 галактиками. Наряду с дефицитом протяженного радиоизлучения это второе существенное различие между FR0 и FRI радиогалактиками, однако свойства их родительских галактик схожи.

После выделения в отдельный класс объектов было проведено первое исследование выборки из 7 FR0 галактик с угловым разрешением вплоть до  $\sim 0''.2$  на частотах 1.4, 4.5, 7.5 ГГц [13; 113]. В результате была выявлена компактная неразрешенная, либо частично разрешенная структура объектов на масштабах 1-3 кпк, отмечены основные свойства родительских галактик. В дальнейшем,

на основе NVSS, FIRST и SDSS обзоров был составлен каталог из 108 объектов FR0 [14].

Выборка 18 источников из каталога FR0CAT была исследована на трех частотах (1.5, 4.5, 7.5 ГГц) с угловым разрешением до  $\sim 0''.3$  [115]. Авторы установили, что большинство объектов остаются неразрешенными, только у четырех объектов было выявлено слабое протяженное радиоизлучение. Спектры большинства объектов в диапазоне 1.5-4.5 ГГц оказались плоскими со значением спектрального индекса  $-0.2 < \alpha < 0.4$ , тогда как 6 источников демонстрировали крутые спектры с  $-1 < \alpha < -0.5$  (спектральный индекс  $\alpha$  определяется из соотношения  $S \sim \nu^\alpha$ ). В работе [115] отмечено, что радиогалактики FR0 схожи с объектами FRI по многим свойствам, за исключением практически полного отсутствия протяженных радиоизлучающих структур.

Исследование рентгеновских свойств выборки из 19 радиогалактик FR0 [117] показало, что объекты FRI и FR0 схожи по своим свойствам в рентгеновском диапазоне; однако было выявлено отличие рентгеновских свойств между галактиками FR0 и другими классами компактных радиоисточников, обладающих спектром с максимумом в области 1–5 ГГц и  $< 400$  МГц (Gigahertz-Peaked Spectrum и Compact-Steep Spectrum, далее - GPS и CSS).

Выборка из 14 FR0 галактик была исследована на парсековых масштабах путем анализа архивных данных радиоинтерферометрических наблюдений со сверхдлинными базами (Very Long Baseline Interferometry, далее — VLBI) в работе [114]. Были выявлены следующие структуры: компактное радиоядро, радиоядро и двусторонний джет, радиоядро и односторонний джет. Для некоторых объектов данные за несколько эпох наблюдений позволили оценить скорость движения джета, лежащую в диапазоне от  $0.23c$  до  $0.49c$ , что означает его умеренно релятивистский характер. Радиосвойства рассмотренной выборки галактик FR0, полученные из анализа VLBI наблюдений, делают их схожими с GPS/CSS-источниками.

Несмотря на успехи последних лет, природа радиогалактик FR0 и их связь с другими классами радиоисточников остается малоизученной. Необходимы систематические исследования в широком диапазоне частот, которые к настоящему времени отсутствуют. В данной главе представлены результаты наблюдений радиогалактик FR0 на радиотелескопе ПАТАН-600 в диапазоне 1.25 – 22.3 ГГц.

### 3.2 Выборка и наблюдения

В выборку включены 34 объекта из каталога FROCAT [14] со спектральной плотностью потока (далее, для краткости - плотность потока)  $S > 30$  мЯн на частоте 1.4 ГГц согласно обзору NVSS [106]. Координаты объектов: склонение от  $-8^\circ$  до  $+47^\circ$ , прямое восхождение от 01 h до 17 h. Красное смещение всех источников  $z < 0.05$ . Основные параметры объектов приведены в Табл. 10.

Таблица 10 — Выборка радиогалактик FR0.

объект	RA	Dec	$z$	$\log \nu L_\nu$	$\log R$	тип спектра
J0115+00	01:15:15.75	00:12:47.1	0.045	39.98	-0.128	steep
J0151-08	01:51:27.13	-08:30:19.6	0.018	38.77		
J0807+14	08:07:16.85	14:57:03.0	0.029	39.38	0.017	peaked
J0906+41	09:06:52.78	41:24:29.0	0.027	39.85	0.296	peaked
J0907+32	09:07:34.82	32:57:22.6	0.049	39.75	-0.373	flat*
J0909+19	09:09:37.48	19:28:07.2	0.028	40.15	0.332	peaked
J0910+18	09:10:39.99	18:41:47.3	0.028	39.53	-0.304	steep
J0930+34	09:30:03.48	34:13:24.6	0.042	39.64	-0.245	steep*
J0933+10	09:33:46.11	10:09:09.3	0.011	38.79	-0.145	steep
J0943+36	09:43:19.16	36:14:52.1	0.022	40.20	0.648	peaked
J1025+10	10:25:44.21	10:22:31.4	0.046	40.46	0.109	steep
J1037+43	10:37:19.33	43:35:15.4	0.025	39.73	-0.290	upturn
J1040+09	10:40:28.33	09:10:57.0	0.019	39.10	-0.406	steep
J1048+04	10:48:11.89	04:59:53.8	0.034	39.59	-0.202	peaked
J1057+40	10:57:31.13	40:56:46.4	0.025	39.06	-0.540	steep*
J1111+28	11:11:13.15	28:41:47.4	0.029	39.91	0.424	inverted
J1116+29	11:16:22.71	29:15:07.7	0.045	40.10	-0.127	peaked
J1142+26	11:42:32.85	26:29:20.7	0.030	39.64	0.073	peaked
J1148+37	11:48:04.58	37:26:37.7	0.042	39.79	-0.068	steep
J1205+20	12:05:51.52	20:31:18.3	0.024	39.55	-0.136	peaked
J1230+47	12:30:11.81	47:00:22.9	0.039	39.94	-0.405	upturn
J1243+03	12:43:18.82	03:33:00.4	0.048	39.76	-0.601	steep*
J1246+11	12:46:33.72	11:53:47.1	0.047	39.61		steep*
J1250+00	12:50:27.39	00:13:45.7	0.047	40.08	0.009	inverted
J1308+43	13:08:37.91	43:44:15.7	0.036	39.71	-0.263	upturn
J1334+13	13:34:55.99	13:44:32.3	0.023	38.98		
J1336+03	13:36:21.17	03:19:52.1	0.023	39.19		steep*
J1350+33	13:50:36.01	33:42:18.4	0.014	39.26	-0.016	peaked
J1559+44	15:59:53.99	44:42:32.2	0.042	39.64	-0.466	flat*
J1604+17	16:04:26.53	17:44:33.2	0.041	40.33	0.120	peaked
J1606+18	16:06:16.06	18:14:59.3	0.037	40.57	-0.017	steep
J1625+40	16:25:49.97	40:29:20.9	0.029	40.48	-0.005	inverted
J1703+24	17:03:58.51	24:10:40.0	0.031	39.25		steep*

Наблюдения по программе исследования радиосвойств галактик FR0 проводятся в транзитной моде [15] на Северном секторе РАТАН-600 (при горизон-

тальном прохождении источника в меридиане через неподвижную диаграмму направленности телескопа благодаря суточному вращению Земли) с февраля 2020 года. Параметры радиотелескопа и радиометров континуума вторичного зеркала №1 приведены в [17]. Для максимально эффективного охвата выборки наблюдения объектов чередуются, однако некоторые удается наблюдать ежедневно в рамках выделенного наблюдательного времени. Результаты измерений плотностей потоков приведены в Табл. А. Для источников выборки квазиодновременные спектры получены от 3 до 11 раз (за период февраль 2020 - февраль 2022). Под квазиодновременным мы подразумеваем спектр, полученный в результате осреднения всех записей прохождения источника на временном масштабе 7 – 10 суток. Квазиодновременные спектры дополнены данными из базы CATS [118; 119] и приведены на Рис. Б.1, Б.2, Б.3.

Обработка наблюдательных данных проведена в автоматизированной системе обработки [120] с использованием штатного пакета FADPS [121]. Большинство источников (70%) детектированы на трех и более частотах, четыре объекта детектированы на пяти частотах. На 1-2 частотах детектированы 10 объектов (30%).

### 3.3 Основные результаты

#### 3.3.1 Радиосветимость и параметр доминирования радиоядра

На частоте 4.7 ГГц детектированы все наблюдавшиеся объекты. Интегральная радиосветимость на данной частоте вычислена согласно формуле:

$$\nu L_\nu = 4\pi(D_L)^2\nu S_\nu(1+z)^{-\alpha-1}, \quad (3.1)$$

где  $\nu$  - частота,  $S_\nu$  - плотность потока,  $z$  - красное смещение,  $\alpha$  - спектральный индекс,  $D_L$  - фотометрическое расстояние и  $L_\nu$  - спектральная светимость на частоте  $\nu$  (на единичный интервал частот).

На Рис. 3.1 приведена гистограмма распределения радиосветимости. Радиосветимость распределена по нормальному закону в диапазоне  $10^{38.8 \div 40.6}$  эр-

г/с. Среднее и медианное значения практически совпадают и равны  $10^{39.7}$  эрг/с. Таким образом, радиогалактики FR0 характеризуются умеренной энергетикой в радиодиапазоне.

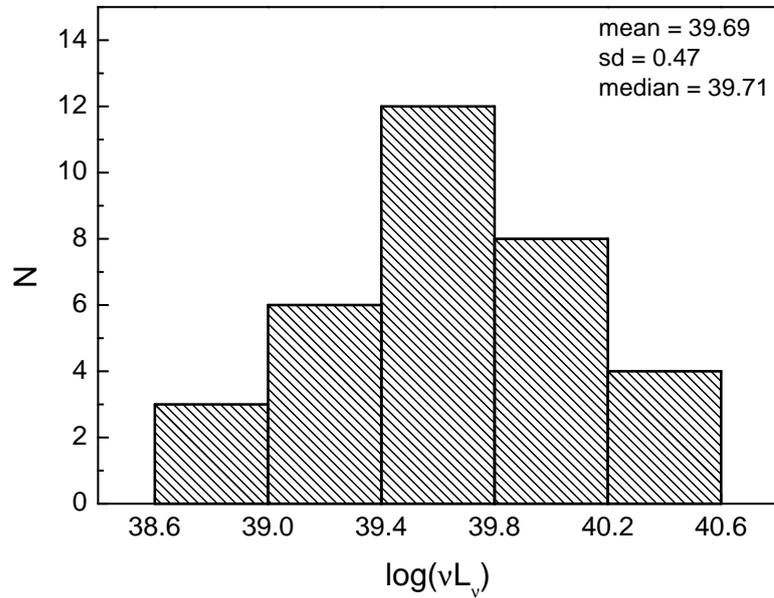


Рисунок 3.1 — Распределение радиосветимости на 4.7 ГГц.

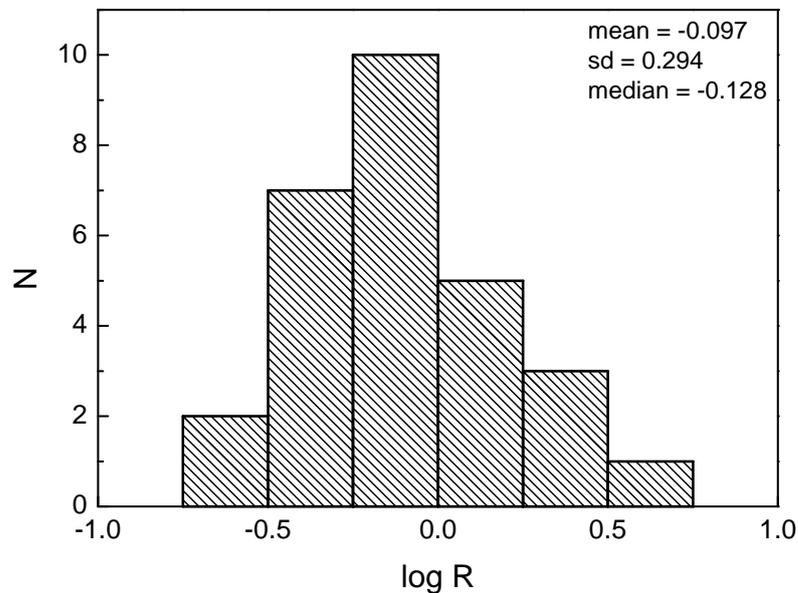


Рисунок 3.2 — Распределение параметра доминирования радиоядра.

Относительный вклад излучения радиоядра можно охарактеризовать параметром  $R = S_{8.2}/S_{1.4}$ , т. е. отношением плотности потока на 8.2 ГГц к плотности потока на частоте обзора NVSS [106]. Распределение  $\log R$  приведено на

Рис. 3.2, среднее и медиана равны  $\approx -0.10$  и  $\approx -0.13$ , соответственно. Полученные значения подтверждают дефицит протяженного радиоизлучения галактик FR0 относительно FRI для которых  $\log R \approx -1$ . Наш результат согласуется с распределением параметра доминирования радиоядра FR0 галактик, найденном в работе [113].

### 3.3.2 Континуальные радиоспектры

В результате наблюдений на РАТАН-600 получены квазиодновременные континуальные радиоспектры галактик FR0 в диапазоне 2.25 – 22.3 ГГц. На трех и более частотах детектированы 23 источника, что позволяет классифицировать их по форме спектра. Обычно выделяют следующие типы спектров [122; 123]: 1) steep (falling) - падающий, характеризуется уменьшением плотности потока с увеличением частоты; 2) inverted - инвертированный (растущий), характеризуется увеличением плотности потока с увеличением частоты; 3) peaked - плотность потока достигает максимума на некоторой частоте, после чего уменьшается; 4) upturn - для этого типа характерен минимум плотности потока, далее происходит ее рост с увеличением частоты. В такой простой классификационной схеме спектр представляется одной, либо двумя компонентами, каждая из которых приближенно может быть описана степенным законом  $S \sim \nu^\alpha$ , где  $\alpha$  - спектральный индекс. В случае, если спектр имеет сложную форму, и не может быть представлен одной или двумя компонентами, его относят к complex-типу [124]. Также, в зависимости от значения спектрального индекса, выделяют плоские (flat) спектры, обычно к ним относят в случае  $|\alpha| \leq 0.5$ .

В Табл. 11 приведено распределение по типу спектра объектов FR0 с тремя и более точками на спектре. Отметим, что количество источников с steep-спектрами - 7 ( $\approx 30\%$ ), тогда как большинство объектов - 10 ( $\approx 44\%$ ), имеют peaked-спектры. Объектов с inverted, либо upturn-спектрами  $\approx 26\%$ . Таким образом, в спектрах большинства радиогалактик FR0 отмечается существенный вклад оптически толстых в радиодиапазоне областей. Этот результат неудивителен, учитывая их компактную структуру и доминирование радиоядра в излучении. Интересно, что 3 объекта из 8 с 2 точками на спектре детектированы на ча-

стотах 4.7 и 11.2 ГГц, но не детектированы на 8.2 ГГц, хотя чувствительность на этой частоте выше по сравнению с 11.2 ГГц. Формально спектры этих источников следует отнести к steep-типу. Однако, не исключено, что плотность потока на 8.2 ГГц меньше, чем на 11.2 ГГц, в таком случае спектры этих объектов относятся к upturn-типу. Если дальнейшие наблюдения подтвердят это предположение, то около четверти FR0 галактик в исследуемой выборке обладают upturn-спектрами. Это может свидетельствовать о наличии высокочастотной компоненты, связанной с компактными джетами на масштабах парсек. В Табл. 10 приведен тип спектра источника согласно измерениям на РАТАН-600. Звездочкой отмечены объекты, детектированные на 2 частотах.

Таблица 11 — Типы квазиодновременных спектров радиогалактик FR0.

Тип	N	%
steep	7	30.4
inverted	3	13.0
peaked	10	43.5
upturn	3	13.0

В Табл. 12 приведена описательная статистика спектральных индексов, рассчитанных по квазиодновременным данным РАТАН-600 согласно формуле:

$$\alpha = \frac{\log S_2 - \log S_1}{\log \nu_2 - \log \nu_1}, \quad (3.2)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  - плотности потока на частотах  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , соответственно ( $\nu_2 > \nu_1$ ).

Таблица 12 — Статистика спектральных индексов.

диапазон	N	среднее	медиана	sd
2.25-4.7	5	-0.145	-0.031	0.655
4.7-8.2	28	-0.026	-0.054	0.333
8.2-11.2	23	-0.538	-0.387	0.719
11.2-22.3	7	-0.305	-0.287	0.337

Во всех частотных диапазонах квазиодновременные спектры FR0 радиогалактик в среднем плоские, поскольку  $|\alpha| \leq 0.5$ . В диапазоне 4.7 – 8.2 ГГц средний спектральный индекс практически равен нулю, только для трех объектов  $0.5 < |\alpha| < 1.0$ . На 8.2 – 11.2 ГГц происходит укрупнение спектра, отмечается больший разброс значений спектрального индекса, у семи объектов

$\alpha < -1$  (см. Рис. 3.3). В диапазонах 2.25 – 4.7 и 11.2 – 22.3 ГГц число измеренных спектральных индексов невелико, поэтому делать выводы можно только относительно отдельных объектов.

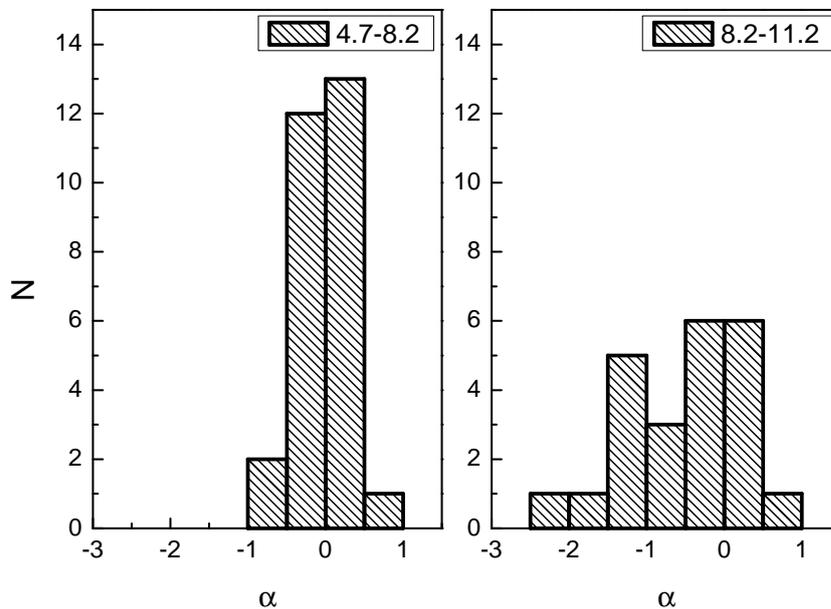


Рисунок 3.3 — Распределение спектральных индексов по частотным диапазонам.

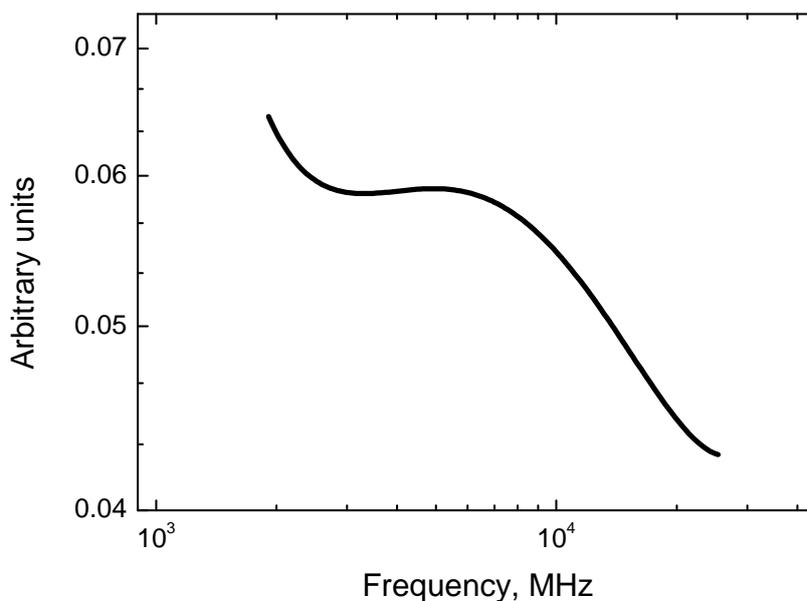


Рисунок 3.4 — Средний спектр FR0 по данным РАТАН-600.

Характерные особенности в разных частотных диапазонах проявляются в среднем спектре, построенном на основе аппроксимации квазиодновремен-

ных спектров 29 источников полиномом первой, либо второй степени (Рис. 3.4). Осреднение проведено в пространстве потоков, согласно методу, разработанному в работе [125]. Отличительная особенность среднего спектра – наличие плоского участка в диапазоне 3–7 ГГц, на котором спектральный индекс практически равен нулю. В диапазонах  $< 3$  ГГц и  $> 7$  ГГц плотность потока уменьшается с увеличением частоты. Средний спектр можно рассматривать как результат сложения двух компонент: падающей в низкочастотной области и peaked-компоненты в высокочастотной. В работе [126] показано, что двухкомпонентная модель позволяет удовлетворительно промоделировать широкодиапазонные радиоспектры внегалактических радиоисточников.

### 3.3.3 Ширина спектра

Согласно данным РАТАН-600, из 23 объектов с тремя и более точками на спектре, у 16 объектов выпуклый (convex) спектр. Мы аппроксимировали convex-спектры параболой и определили ширину спектра на уровне половины максимума (Full Width at Half Maximum, далее - FWHM) [127]. На Рис. 3.5 приведено распределение FWHM, большинство объектов обладают  $FWHM = 1 \div 2$  декады частоты, вместе с тем, в распределении заметен "хвост" из объектов с большим значением FWHM. Среднее и медиана равны 2.14 и 1.78 декады частоты, соответственно. Для классических GPS типичное значение  $FWHM = 1.2$  декады частоты. Наши результаты показывают, что FR0 галактики обладают, в целом, меньшей кривизной спектра в сравнении с классическими GPS-источниками, это было отмечено также в работе [128], однако авторы рассматривали неодновременные литературные данные в диапазоне 150 МГц - 5 ГГц. Кроме того, сравнение FWHM в области 4.7–11.2 ГГц (наши данные) и в области 0.15–5 ГГц говорит о возможном укрупнении спектра с увеличением частоты, что было отмечено в VLA наблюдениях и может свидетельствовать о наличии пика на ГГц частотах. Мы обсудим вопрос о возможных кандидатах в GPS-источники ниже.

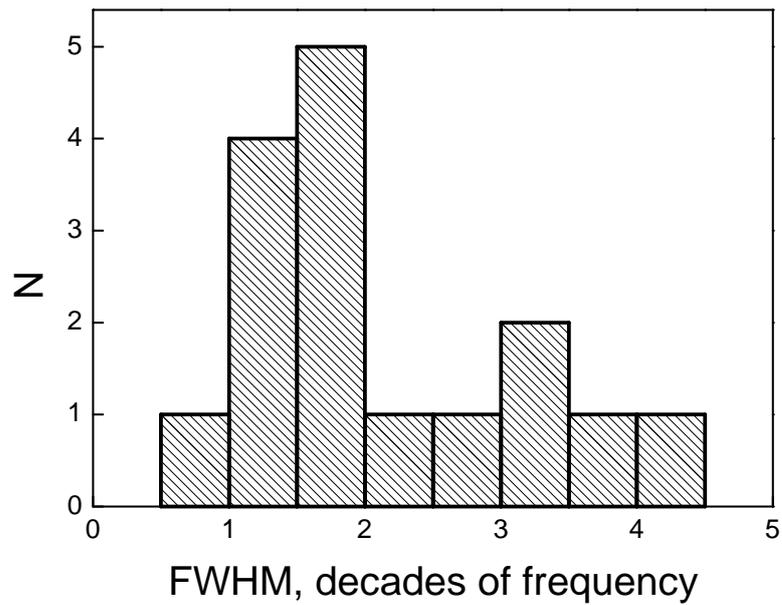


Рисунок 3.5 — Ширина квазиодновременного спектра по данным PATAH-600.

### 3.4 Обсуждение результатов

Полученные на PATAH-600 в диапазоне 2.25 — 22.3 ГГц квазиодновременные спектры выборки FR0 радиогалактик в большинстве случаев плоские. Это означает большую степень непрозрачности FR0 на исследованных частотах и соответствует хорошо известной закономерности, согласно которой компактные радиоисточники обычно обладают плоским спектром. Учитывая, как правило, большую степень переменности объектов с плоским спектром интересно исследовать вопрос о переменности FR0 галактик. Для этого необходимы мониторинговые наблюдения в широком диапазоне частот на протяжении длительного времени. Отметим, что популяцию FR0 галактик вряд ли справедливо рассматривать как маломощные аналоги блазаров. Главный аргумент против этого: численное доминирование FR0 в ближней Вселенной, что маловероятно для объектов, ориентированных под малым углом к лучу зрения. Конечно, отдельные объекты, относимые ныне к классу FR0, могут оказаться низкоэнергичными аналогами блазаров. Здесь мы затрагиваем вопрос о степени однородности исходного каталога FR0CAT [14] и связи FR0 галактик с другими классами внегалактических радиоисточников. Не вызывает сомнения, что FR0CAT до-

вольно неоднороден. Ниже мы рассмотрим вопрос о связи радиогалактик FR0 и GPS-источников.

Вопрос о природе радиогалактик FR0 открыт и требует исследования. В [14] рассматриваются следующие возможности: 1) это молодые объекты, в дальнейшем эволюционирующие в радиогалактики FRI; 2) объекты, в которых формирование крупномасштабных джетов и радиоструктур не происходит из-за относительной кратковременности фаз активности; 3) объекты с умеренно релятивистскими джетами. Как отмечено в [14] численная плотность FR0 галактик примерно в 5 раз выше, чем FRI радиогалактик. Это обстоятельство приводит к большим трудностям, если рассматривать FR0 как молодые объекты постепенно эволюционирующие в FRI. Вторая возможность требует тщательных исследований длительности фаз активности и характера аккреции. Третья находит некоторую поддержку из VLBI наблюдений, которые выявили наличие умеренно релятивистских джетов со скоростями  $0.23c$  и  $0.49c$  для двух объектов FR0 на парсековых масштабах [114]. Умеренно релятивистский характер джетов может быть связан с тем, что FR0 галактики обладают СМЧД с малым спином [129].

Ниже мы сравним результаты, полученные для одних и тех же объектов на РАТАН-600, VLA и VLBI, а также обсудим вопрос о местоположении радиогалактик FR0 на фундаментальной плоскости АЯГ.

### 3.4.1 Сравнение с наблюдениями на VLA

На РАТАН-600 проведены наблюдения 7 объектов из 18, наблюдавшихся на VLA на частотах 1.5, 4.5 и 7.5 ГГц с разрешением вплоть до 0.3 угловых секунды [115]. Интервал между датами наблюдений на РАТАН-600 и VLA чуть более 3-х лет. В Табл. 13 приведены отношения плотностей потоков на близких частотах. Звездочкой отмечены объекты, у которых в VLA наблюдениях выявлено наличие протяженного радиоизлучения. Для этих объектов плотность потока, детектируемая на РАТАН-600 в 2-3 раза превосходит плотность потока радиоядра, детектированную VLA. Для двух объектов плотность потока, согласно данным РАТАН-600, несколько больше. У трех объектов плотность

потока меньше, эта разница может быть обусловлена ошибками измерений и переменностью источников. Таким образом, сопоставление РАТАН-600 и VLA данных подтверждает, что FR0 галактикам свойственен дефицит протяженного радиоизлучения.

Таблица 13 — Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLA.

Источник	$\frac{S_{4.7, \text{РАТАН-600}}}{S_{4.5, \text{VLA}}}$	$\frac{S_{8.2, \text{РАТАН-600}}}{S_{7.5, \text{VLA}}}$
J0907+32*	1.89	3.38
J0930+34	1.25	1.52
J0943+36	1.11	1.19
J1025+10	0.90	0.85
J1040+09	0.88	1.06
J1230+47	0.75	0.72
J1703+24*	2.48	2.56

### 3.4.2 Сравнение с VLBI наблюдениями

Из 14 объектов FR0, для которых проведен анализ архивных данных VLBI наблюдений с целью исследования радиоструктуры на парсековых масштабах [114], на РАТАН-600 проведены наблюдения 12 источников. В Табл. 14 приведены отношения плотности потока на частоте РАТАН-600 к интегральной плотности потока на близкой частоте VLBI. Временной интервал между наблюдениями составляет от 5 до 15 лет. Несмотря на это, плотности потоков детектированные на РАТАН-600 и интегральные плотности потоков VLBI очень близки. Исключение представляет J1037+43, для которого измерения РАТАН-600 плотности потока на 8.2 ГГц почти в 3 раза больше данных VLBI на 8355 МГц. Разница между наблюдениями составляет 9 лет. Вторым, более интересным исключением, является J1246+11, который не удалось детектировать на частоте РАТАН-600 8.2 ГГц, несмотря на то, что объект наблюдался в течение двух наблюдательных эпох. Отметим, что интегральный поток J1246+11 на 8355 МГц составляет 38.54 мЯн, что превосходит чувствительность РАТАН-600 на соответствующей частоте. Разница между наблюдениями составляет почти 8 лет. В целом, наши результаты подтверждают высокую степень компактности радиоизлучающих областей в FR0 галактиках, поскольку плотности потоков, изме-

ренные на РАТАН-600 и VLBI мало отличаются в большинстве случаев. Кроме этого, из сравнения данных РАТАН-600 и VLBI следует, что FR0 объекты не подвержены существенной переменности на рассматриваемых временных масштабах (кроме, возможно, J1246+11), однако для проверки этого необходимы длительные наблюдения.

Таблица 14 — Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLBI.

Источник	$\nu_{VLBI}$ , МГц	$\frac{S_{РАТАН-600}}{S_{VLBI}}$
J0906+41	8355	1.10
J0909+19	4845	1.52
J0910+18	8355	1.20
J0933+10	4344	1.19
J0933+10	8355	1.22
J0943+36	2300	0.91-1.52
J0943+36	4845	1.40
J0943+36	8646	1.20-1.55
J1025+10	4845	1.14
J1037+43	8355	2.98
J1205+20	8355	1.60
J1230+47	8355	0.90
J1246+11	8355	-
J1604+17	4845	1.13
J1604+17	8355	1.17
J1606+18	2300	1.39-1.71
J1606+18	4845	1.19
J1606+18	8600	1.40-1.86

Три объекта наблюдались на РАТАН-600, VLA и VLBI. Для J1025+10 плотность потока на 7500 МГц (VLA) составляет 116.2 мЯн, на 8200 МГц (РАТАН-600) — 99 мЯн, интегральный поток на 8355 МГц (VLBI) 87 мЯн. На этих же частотах плотности потока J1230+47 равны 51, 37 и 41 мЯн, соответственно. Плотность потока J0943+36 на частоте 4500 МГц (VLA) равна 258 мЯн, на 4700 МГц (РАТАН-600) — 287 мЯн, на 4845 МГц (VLBI) — 205 мЯн. Для этого же объекта плотность потока на частоте 7500 МГц 280 мЯн, на 8200 МГц 335 мЯн, на 8646 МГц (VLBI) плотность потока возрастала в период 2005-2014 гг. и составляла 216, 255 (2012 г.) и 269 мЯн. Мало отличающиеся значения плотности потока на близких частотах для инструментов с угловым разрешением от тысячных долей угловой секунды до десятков угловых секунд также подтверждает

большую степень компактности областей радиоизлучения в рассматриваемых объектах.

### 3.4.3 FR0 радиогалактики на фундаментальной линии АЯГ

Для АЯГ и двойных систем с черными дырами звездных масс хорошо известно эмпирическое соотношение между радиосветимостью ядра (обычно на частоте 5 ГГц), рентгеновской светимостью (в диапазоне 2–10 кэв) и массой ЧД, т. н. фундаментальная плоскость [75]. Считается, что радиосветимость является мерой мощности джета, а рентгеновская светимость - болометрической светимости аккреционного диска. С этой точки зрения, фундаментальная плоскость отражает основополагающую связь между джетом и аккреционным диском и универсальность физических механизмов, приводящих к феномену активности аккрецирующих ЧД. Изучению фундаментальной плоскости посвящено много работ, предложены разные варианты записи выражающего ее соотношения. Получены аргументы в пользу того, что фундаментальная плоскость распространяется на много порядков мощности, охватывая не только многие классы АЯГ, но и микроквазары. Поэтому возникла идея записать фундаментальную плоскость в безразмерных единицах. При таком подходе мощность джета и болометрическая светимость аккреционного диска выражаются через эддингтоновскую светимость  $L_{Edd}$ , зависящую от массы ЧД:  $L_{Edd} \approx 1.3 \times 10^{38} M_{BH}/M_{\odot}$  эрг/с. В этом случае разброс точек на фундаментальной плоскости уменьшается, поэтому получившаяся зависимость в [64] названа фундаментальной линией. Итак, согласно [64], взаимосвязь между мощностью джета и болометрической светимостью диска можно представить в виде:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = A \log \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} + B \quad (3.3)$$

Оценку болометрической светимости аккреционного диска в радиогалактиках FR0 можно сделать следуя соотношению  $L_{bol} = 3500 L_{OIII}$  [47]. Такой метод использован в [14], мы берем оценки масс центральных СМЧД и болометрической светимости из этой работы. Для близких АЯГ мощность джета удастся определить по работе и времени, необходимыми для раздувания т. н. пу-

зырей (bubbles), наблюдаемых вокруг галактик по рентгеновскому излучению [65; 66; 130]. Исследуя взаимосвязь между найденной таким способом кинетической мощностью джета и светимостью радиоядра на 5 ГГц, авторы [44] нашли корреляцию между этими величинами:

$$\log L_j = (0.81 \pm 0.11) \log L_R + 11.9_{-4.4}^{+4.1} \quad (3.4)$$

Радиогалактики FR0 на парсековых масштабах обычно обладают морфологией с односторонним или двусторонним джетом [114]. Как мы показали выше, на близких частотах данные РАТАН-600 и интегральный поток VLBI отличаются мало. Поэтому мы предполагаем, что радиосветимость на 5 ГГц обусловлена наличием джета. Для оценки мощности джета по формуле (3.4) мы используем радиосветимость на 4.7 ГГц: эта частота близка к 5 ГГц, кроме того, согласно нашим данным, спектральный индекс между 4.7 и 8.2 ГГц близок к нулю. Линейный регрессионный анализ наших данных согласно уравнению (3.3) дает следующие значения параметров:  $A = 0.52 \pm 0.15$ ,  $B = -0.69 \pm 0.51$ . Результаты теста Кендалла: коэффициент корреляции:  $\tau = 0.35$  и  $p_{value} = 4.6 \times 10^{-3}$  подтверждают статистическую значимость найденной корреляции.

В работе [64] изучено соотношение (3.3) для различных выборок, включающих ЧД звездных масс и различные классы АЯГ: от LINER до мощных радиогалактик FRII. В работе [64] найдено, что параметр  $A$  лежит в пределах  $0.39 \div 0.47$ , параметр  $B = -0.94 \div -1.37$ . Полученное нами значение  $A$  согласуется с этими результатами, значение свободного параметра несколько больше. Отметим, что полученные нами параметры регрессионной модели хорошо согласуются с результатами [44]:  $A = 0.49 \pm 0.07$ ,  $B = 0.78 \pm 0.36$ . Подчеркнем, что в работе [44] изучена выборка близких АЯГ с мощностью джета, определенной по bubbles, тогда как в [64] собраны данные о мощности джета, полученные разными способами.

### 3.5 Взаимосвязь между радиогалактиками FR0 И GPS источниками

#### 3.5.1 Радиогалактики FR0 с пиком на спектре

Мы построили континуальные радиоспектры галактик FR0 используя измерения PATAH-600 и доступные литературные данные, включая LOFAR и VLASS. Отметим, что данные PATAH-600 позволяют нам существенно дополнить измерения в сантиметровом диапазоне [131]. Как мы отмечали выше, многие из исследованных объектов обладают квазиодновременными спектрами с пиком. Это остается верным, когда мы рассматриваем доступные широкодиапазонные данные. Около половины объектов имеют convex-спектры с пиком, тем самым поднимая вопрос о взаимосвязи между FR0 и GPS источниками.

Таблица 15 — Радиогалактики FR0 с пиком на спектре.

The source	$\alpha_{\text{below}}$	$\alpha_{\text{above}}$	$\nu_{\text{peak}}$ , GHz
J0115+0012*	0.45	-0.79	0.48
J0906+4124	0.32	-0.05	11(?)
J0909+1928*	0.45	-0.79	4.63
J0943+3614*	0.41	-0.71	8.34
J1025+1022	0.37	-0.45	0.97
J1057+4056	0.23	-0.64	0.84
J1111+2841	0.50	-0.30	10.69
J1142+2629	0.39	-0.44	2.93
J1205+2031	0.03	-0.39	0.37
J1246+1153	0.21	-0.62	0.29
J1334+1344	?	-0.68	0.39
J1336+0319	?	-0.36	1.16
J1604+1744	0.21	-0.38	5.67
J1606+1814	0.16	-0.25	0.54

Критерии классификации радиоисточника как классического GPS следующие:  $\alpha_{\text{below}} = +0.5$ ,  $\alpha_{\text{above}} = -0.7$  и  $\text{FWHM} \approx 1.2$  [127; 132]. Мы аппроксимировали континуальные радиоспектры FR0 с convex-формой log-параболой для определения частоты пика и определили спектральные индексы в области ниже и выше пика. Результаты представлены в Табл. 15. Абсолютные значения

индексов отличаются от классических для большинства объектов. Звездочкой отмечены объекты, у которых спектральные индексы хорошо согласуются с классическими критериями. Многие объекты имеют  $\text{FWHM} > 2$  декад частоты [131], таким образом радиогалактики FR0 обладают спектрами с меньшей спектральной кривизной, чем канонические GPS источники. Этот факт ранее отмечен в [128]. В четвертой колонке в Табл. 15 приведена частота пика, определенная на основе собранных радио данных. Среднее значение радиосветимости на 4.7 ГГц рассматриваемых 16 объектов составляет  $10^{39.8}$  эрг/с, что почти на 5 порядков меньше среднего значения  $\approx 10^{44.5}$  эрг/с для GPS, исследованных в работе [133]. Таким образом, некоторые из объектов FR0 потенциально можно рассматривать как GPS-источники малой мощности.

### 3.5.2 Кандидаты в GPS

Спектр радиоисточника может обладать пиком временно из-за его вспышечной активности, поэтому такой объект может быть ошибочно классифицирован как GPS источник (т. н. проблема "загрязнения" базарами). Долговременный мониторинг и квазиодновременные измерения имеют ключевое значение для решения задачи классификации GPS источников. Чтобы ответить на этот вопрос в нашем случае мы рассмотрели квазиодновременные измерения на РАТАН-600 и доступные литературные данные, которые были собраны с помощью базы данных CATS [118; 119]. На Рис. 3.6 представлены квазиодновременные (слева) и широкодиапазонные (справа) спектры объектов, которые могут рассматриваться как GPS источники согласно классическим критериям, а также, примеры базароподобных объектов.

Переменность источников во время периода наблюдений на РАТАН-600 характеризуется индексом модуляции  $M_\nu = \sigma_\nu / \bar{S}_\nu$  (здесь  $\sigma_\nu$  — среднеквадратическое отклонение плотности потока на частоте  $\nu$ , а  $\bar{S}_\nu$  — среднее значение плотности потока), вычисленным на частотах 4.7, 8.2 и 11.2 ГГц и показанным на Рис. 3.6.

Квазиодновременные спектры J0943+3614 обладают постоянной формой в течение 14 месяцев наблюдений на РАТАН-600. Переменность не превышает

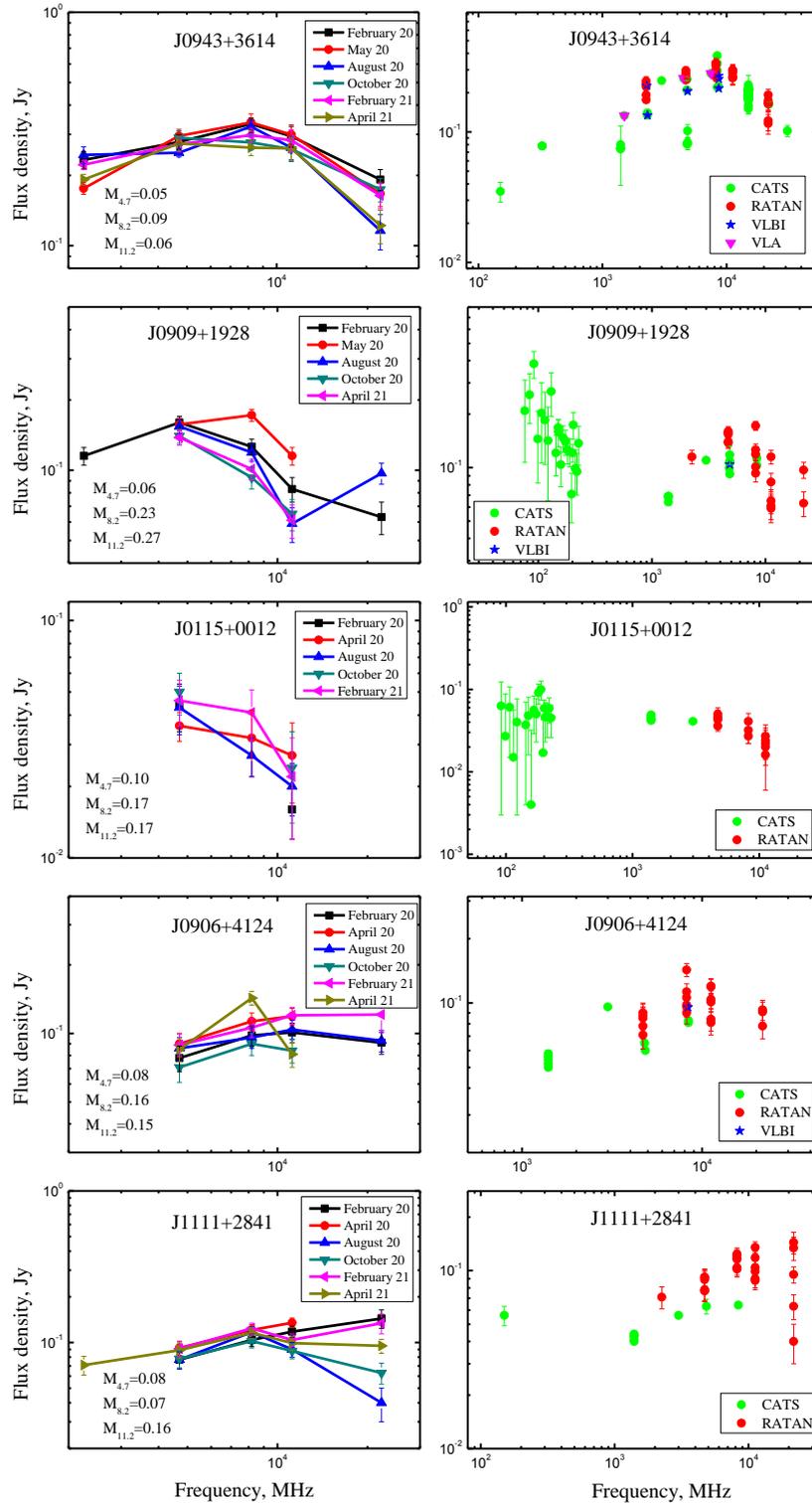


Рисунок 3.6 — Квазиодновременные спектры, измеренные на РАТАН-600 (слева) и широкодиапазонные радиоспектры (справа).

10%. Согласно доступным данным, частота пика 8.3 ГГц и спектральные индексы соответствуют классическим критериям. Таким образом, J0943+3614 может быть классифицирован как HFP источник. Отметим, что VLBI изображение источника имеет неразрешенную морфологию типа ядро на 8.3 ГГц [114].

Форма квазиодновременного спектра J0909+1928 постоянна, хотя этот источник демонстрирует переменность до 25%. Его можно классифицировать как GPS источник с частотой пика около 5 ГГц. Его VLBI изображение имеет морфологию ядро-джет на 4.8 ГГц [114].

Источник J0115+0012 также обладает постоянной спектральной формой в течение наблюдений на РАТАН-600 с переменностью не более 20%. Частота пика около 0.5 ГГц.

Квазиодновременные спектры источника J0906+4124 не обладают постоянной формой, частота пика изменяется. Этот источник имеет морфологию ядро-джет на 8.3 ГГц [114]. Объект может являться блазаром согласно [134].

Источник J1111+2841 довольно переменен на 22.3 ГГц. Частота пика не менее 8 ГГц, текущая оценка составляет 10.7 ГГц. Этот источник имеет инвертированный спектр в широком диапазоне частот и требует дальнейшего мониторинга.

### 3.5.3 Заключение

Мы нашли, что почти половина объектов FR0 в выборке имеет пик в своих спектрах. Полученные данные позволяют сделать вывод, что, по крайней мере, 3 объекта могут быть классифицированы как классические GPS источники малой мощности. Таким образом, доля GPS радиоисточников среди FR0 примерно 10%. Однако, FR0 обладают спектрами с меньшей спектральной кривизной чем классические GPS источники. Некоторые объекты показывают переменность до 25% и могут быть блазарами (например, J0906+4124 и J1111+2841). Таким образом, исходный каталог радиогалактик FR0 неоднороден и может содержать маломощные АЯГ различных типов. Необходимо дальнейшее изучение природы FR0 и их взаимосвязи с различными типами АЯГ.

### 3.6 Выводы

В данной главе представлены результаты наблюдений радиогалактик FR0 на РАТАН-600 в диапазоне 1.25–22.3 ГГц. Измерены квазиодновременные спектры объектов на масштабах 7-10 дней. Для 8 объектов высокочастотные данные получены впервые (в области более 5 ГГц). На пяти частотах в диапазоне 2.25 – 22.3 ГГц детектированы 4 объекта, большинство источников (23 из 33) детектированы на трех и более частотах, что позволило классифицировать их квазиодновременные спектры по форме. Основные результаты следующие:

1) Радиогалактики FR0 обладают умеренной энергетикой: радиосветимость объектов выборки на частоте 4.7 ГГц лежит в диапазоне  $10^{38.8 \div 40.6}$  эрг/с со средним значением  $10^{39.7}$  эрг/с. Вычисленный параметр доминирования радиоядра подтверждает дефицит протяженного радиоизлучения FR0 в сравнении с FRI радиогалактиками.

2) Квазиодновременные спектры большинства объектов ( $\approx 44\%$ ) имеют peaked-форму. Спектры преимущественно плоские во всех частотных диапазонах, в области 4.7 – 8.2 ГГц средний спектральный индекс практически равен нулю. Таким образом, в спектр FR0 галактик в исследованном диапазоне частот существенный вклад вносят оптически толстые области.

3) Ряд объектов исследованной выборки имеют пик в спектре около 8 – 11 ГГц. В сравнении с GPS-источниками галактики FR0 обладают меньшей кривизной спектра, хотя некоторые из них, вероятно, можно отнести к классу GPS. Выделены 3 новых кандидата в GPS-источники.

4) Найдена статистически значимая корреляция между мощностью джета и болометрической светимостью аккреционного диска, выраженными через эддингтоновскую светимость:  $\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = (0.52 \pm 0.15) \log \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} - (0.69 \pm 0.51)$ .

Взаимнодополняющие наблюдения в широком диапазоне частот и наблюдения с высоким угловым разрешением необходимы для дальнейшего прогресса в понимании природы и свойств объектов данного класса. В перспективе большой интерес представляет исследование переменности FR0 галактик, для этого необходим их длительный мониторинг.

Поскольку FR0 радиогалактики являются доминирующей популяцией радиогромких АЯГ, по крайней мере в ближней Вселенной, их изучение важно

с точки зрения вклада в фоновое излучение, как в радиодиапазоне, так и в других, вплоть до  $\gamma$ -излучения [135—137].

### 3.7 Результаты Главы 3

В данной Главе представлены результаты исследования компактных внегалактических радиоисточников класса FR0 на основе систематических квазиодновременных измерений на РАТАН-600. Важность изучения источников данного класса обусловлена их численным доминированием среди радиообъектов в ближней Вселенной. Проведенные исследования позволили надежно установить основные свойства объектов в сантиметровом диапазоне, исследовать взаимосвязь с классом молодых компактных радиоисточников GPS. На основе измерений РАТАН-600 сформирована выборка для изучения свойств объектов с миллисекундным угловым разрешением на масштабах парсек. Заявка (код проекта EM162) одобрена программным комитетом европейской РСДБ сети EVN.

## Глава 4. РАДИОСВОЙСТВА АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК НА $Z > 3$

Результаты, представленные в данной главе, таблицы и рисунки опубликованы в работах диссертанта [A9,A11], составивших основу текста главы. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

### 4.1 Введение

Изучение квазаров на больших красных смещениях важно, потому что в результате мы получаем информацию о росте СМЧД и эволюции АЯГ в ранней Вселенной. Активное ядро посредством процесса обратной связи (feedback) оказывает существенное влияние как на эволюцию родительской галактики, так и на формирование крупномасштабной структуры Вселенной в целом. Предполагается, что большинство детектируемых радиогромких объектов на больших красных смещениях должны быть блазарами, подклассом АЯГ с релятивистским джетом, направленным под малым углом к лучу зрения наблюдателя [138]. Это естественное предположение основано на известном явлении релятивистского усиления излучения вследствие эффекта Доплера. Количество радиогромких квазаров ( $R_{1.4} > 100$ ) уменьшается с ростом красного смещения. Например, на  $z > 6$  обнаружены всего несколько радиогромких квазаров, а среди известных квазаров на  $z > 7$  радиоизлучение в настоящее время не детектировано [139; 140].

Наблюдаемый радиоспектр блазара представляет собой комбинацию плоского спектра компактного ядра и крутого спектра килопарсекового джета. Относительный вклад мощности ядра и джета определяет форму наблюдаемого радиоспектра. Поэтому большинство радиоисточников на больших красных смещениях должны обладать плоским спектром. Тем не менее, на больших красных смещениях наблюдается популяция радиогромких квазаров с крутым спектром [141—143] и GPS-спектром [143; 144]. В настоящее время открыты всего несколько блазаров на красных смещениях  $z \geq 5$ , например,

SDSS J114657.79+403708.6 [143; 145], SDSS J102623.61+254259.5 [146; 147], SDSS J164854+460328 [21], Q0906+6930 [148] и PSO J047.4478+27.2992 [149]. Их радиогромкость значительно меньше, чем у квазаров на красных смещениях  $3 \leq z \leq 5$ . Самый далекий известный блазар на  $z = 6.1$ , PSO J047.4478+27.2992, был открыт в 2020 и рассматривается как кандидат в CSS/MPS на основе измерений VLA и ПАТАН-600 [150; 151]. Он является радиогромким блазаром с  $\log R \sim 2.5$ , что на несколько порядков больше, чем для квазаров на  $z = 3 - 5$ .

В ряде работ отобраны и статистически изучены блазары на больших красных смещениях на основе оптических (Sloan Digital Sky Survey - SDSS; например, [152]) или радионаблюдений (Cosmic Lens All Sky Survey - CLASS; например, [21]). Систематическое изучение 30 квазаров на больших красных смещениях ( $z > 4.5$ ) представлено в работах [18; 19], где многочастотные радиоспектры были использованы для классификации спектрального типа источников и не найдено предпочтительного спектрального типа для объектов с большим красным смещением. В работах [153–156] продемонстрировано, что источники на больших красных смещениях имели более крутые радиоспектры. В ряде работ ультракрутой спектр использован либо как индикатор большого красного смещения (например, [157; 158], либо как разумный индикатор галактик с промежуточным ( $z > 1$ ) красным смещением [159]. К настоящему времени известно всего четыре радиогромких квазара на  $z > 6$ , PSO J172.3556+18.7734 на  $z = 6.82$  наиболее далекий из них [160]. Он обладает крутым радиоспектром ( $\alpha_{1.5-3} = -1.31$ ) и радиогромкостью  $R_{4400} \sim 70$ .

К сожалению, для большинства квазаров на  $z > 3$  наблюдательные данные доступны всего на нескольких радиочастотах. В этом разделе представлены результаты исследования радиосвойств 102 квазаров с большим красным смещением на основе измерений ПАТАН-600. В 2017-2020 мы получили квази-одновременные радиоспектры, измеренные на 1.1, 2.3, 4.7, 8.2, 11.2 и 22 ГГц и составили каталог спектральных плотностей потока на шести частотах. Комбинируя эти новые данные с литературными, мы исследовали радиоспектры квазаров на  $z \geq 3$ . Оценена радиосветимость и радиогромкость объектов и осуществлен анализ для различных диапазонов красного смещения. Представлена спектральная классификация и найдены новые GPS/MPS кандидаты.

## 4.2 Радиосвойства квазаров на $z > 3$

В работе [161] изучены радиосвойства полной выборки квазаров на  $z \geq 3$  со спектральной плотностью потока  $S_{1.4} > 100$  мЯн в диапазоне склонений  $-35^\circ \leq Dec. \leq +49^\circ$ . Исследование основано на квазиодновременных измерениях радиоспектров объектов на РАТАН-600 в диапазоне 1-22 ГГц в течение 2017-2020 гг, для анализа привлекались также доступные литературные данные из CATS [118; 119]. Одним из главным результатов этой работы явилось то, что почти половина исследованных объектов (46 %) обладает спектрами с пиком (Peaked Spectrum - PS). Также заметна доля плоских спектров (24 %), тогда как крутых спектров всего 15 %.

### 4.2.1 Средний спектр

Для изучения популяции далеких радиоисточников мы использовали метод осреднения континуальных радиоспектров объектов, расположенных в близких интервалах красных смещений с шагом  $\Delta z = 0.1$ . Спектры объектов предварительно пересчитывались в систему источника с помощью поправки  $(1+z)$ . Далее спектр каждого отдельного объекта аппроксимировался полиномом первой, либо второй степени. Наконец, средний спектр всех объектов в заданном бине вычислялся согласно формуле [125]:

$$\log S(\nu_j) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \log f_i(\nu_j), \quad (4.1)$$

где  $\nu_j$  — набор частот в аппроксимирующем наборе данных для  $i$  источника,  $f_i(\nu_j)$  плотность потока, вычисленная путем аппроксимации спектра  $i$  источника на частоте  $\nu_j$ ,  $N$  — число источников. Процедура усреднения осуществлялась с помощью утилиты *sprcalc* в системе обработки данных FADPS. В результате вычислены восемь средних спектров в диапазоне  $z = 3.0 - 3.8$ . Средняя ошибка среднего спектра в каждом интервале красного смещения определяется квадратичной суммой неопределенностей аппроксимации спектра. Неопределенность

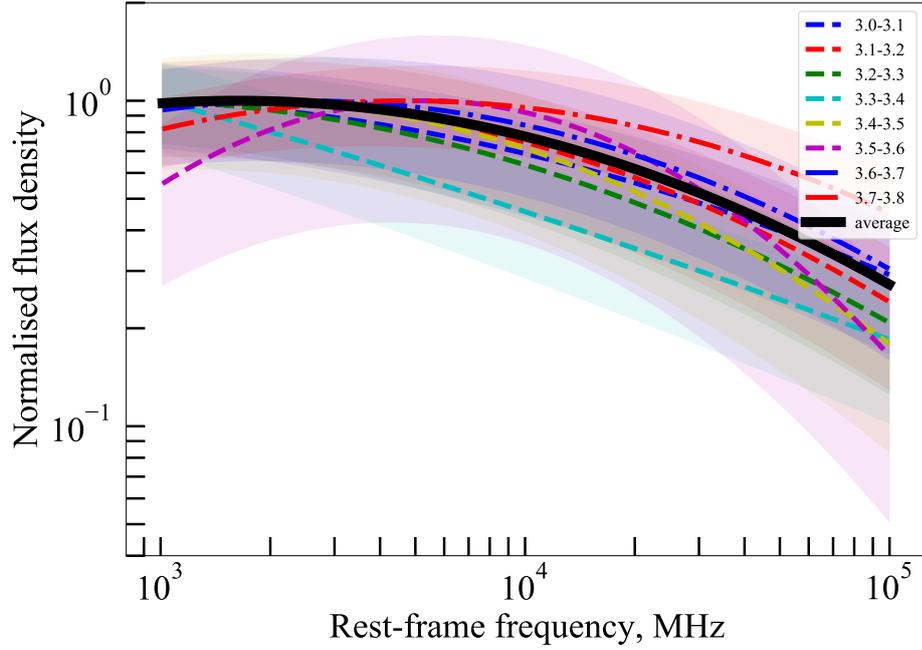


Рисунок 4.1 — Средние спектры источников, нормированные на максимальную плотность потока. Цветные линии обозначают бины (с шагом  $\Delta z = 0.1$ ) в интервале красных смещений  $z = 3.0 - 3.8$ , а соответствующие полосы представляют неопределенности в пределах  $3\sigma$ . Черная линия — средний спектр всех источников на  $z = 3.0 - 3.8$ .

аппроксимации спектра отдельного объекта вычислялась с помощью ошибок полиномиальных аппроксимирующих коэффициентов стандартным методом. В интервалах наибольших красных смещений, куда попадают всего несколько объектов, процедура осреднения не применялась.

На Рис. 4.1 представлены нормированные средние радиоспектры для интервалов красного смещения с шагом  $\Delta z = 0.1$ . Суммарный (при осреднении всех источников в диапазоне  $z = 3.0 - 3.8$ ) радиоспектр показан черной линией. Доверительные интервалы (99 % ,  $3\sigma$ ) показаны полосками разного цвета. Восемь средних спектров в диапазоне красных смещений  $3.0 - 3.8$  показывают похожую форму в пределах своих неопределенностей. Значения низкочастотного и высокочастотного спектральных индексов для суммарного радиоспектра  $\alpha_{\text{low}} = 0.20 \pm 0.03$  и  $\alpha_{\text{high}} = -0.40 \pm 0.02$ , соответственно. Частота пика для среднего спектра составляет около 1.6 ГГц в системе источника.

### 4.2.2 Корреляция $z-\alpha$

Мы не обнаружили значимой корреляции между красным смещением и спектральными индексами на низких и высоких частотах (Рис. 4.2). Коэффициент корреляции Пирсона  $r = 0.07$  для  $z - \alpha_{\text{low}}$  и  $r = 0.01$  для  $z - \alpha_{\text{high}}$  с 46 % и 95 % вероятности, что эти слабые корреляции появляются случайно и не являются значимыми, хотя о такой зависимости для радиоисточников сообщалось в ряде работ (например, [153; 155; 156]). Этот результат не противоречит существующим теориям, объясняющим корреляцию  $z-\alpha$  взаимодействием радиолубов с плотной межгалактической средой на  $z \sim 2 - 3$ . Наша выборка содержит далекие ( $z > 3$ ) и очень компактные радиоисточники, в основном с peaked-спектрами, для которых излучение ядра доминирует на ГГц частотах и влияние радиолубов незначительно [162].

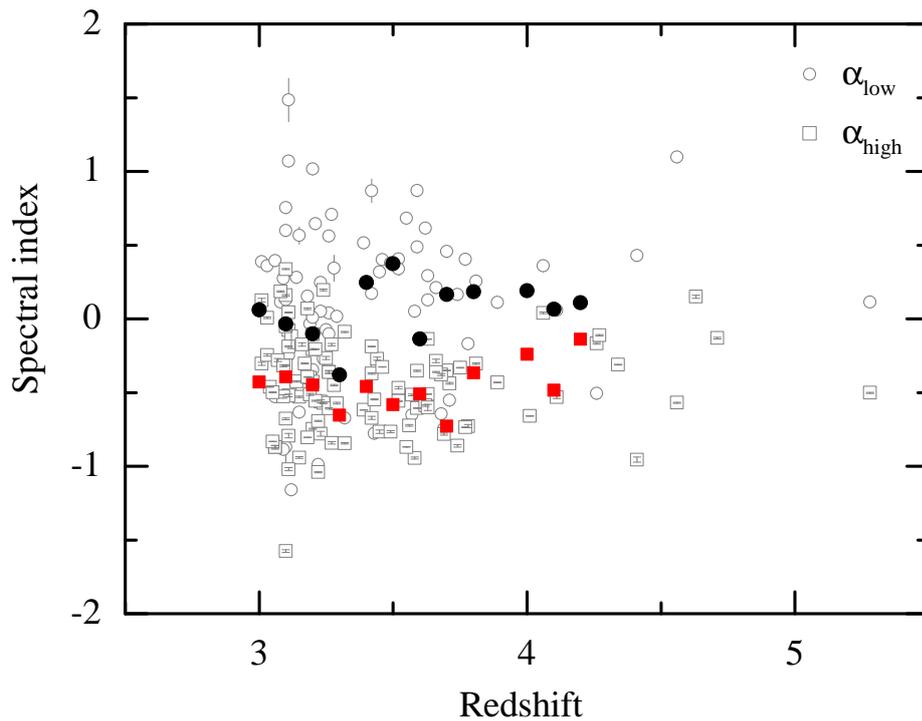


Рисунок 4.2 — График  $z - \alpha$  для низких и высоких частот. Закрашенные символы обозначают медианные значения спектральных индексов для красных смещений от 3.0 до 4.2 с шагом 0.1.

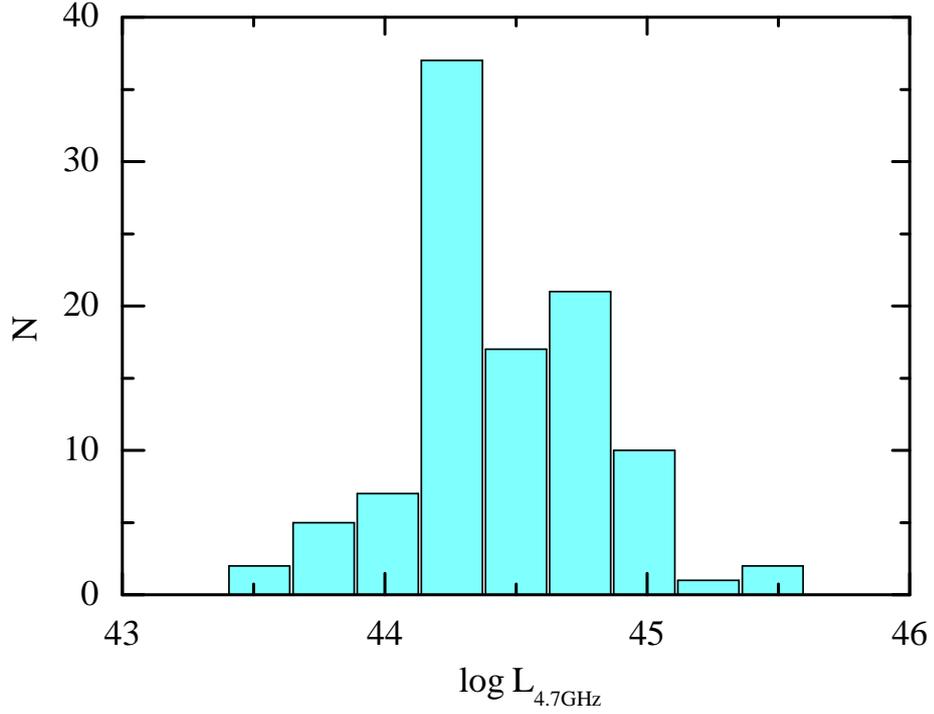


Рисунок 4.3 — Распределение радиосветимости.

### 4.2.3 Радиосветимость

Для вычисления радиосветимости на 4.7 ГГц мы использовали  $\Lambda$ CDM космологию с  $H_0 = 67.74$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>,  $\Omega_m = 0.3089$  и  $\Omega_\Lambda = 0.6911$  [163]:

$$L_\nu = 4\pi D_L^2 \nu S_\nu (1+z)^{-\alpha-1}, \quad (4.2)$$

где  $\nu$  — частота,  $S_\nu$  — измеренная плотность потока,  $z$  — красное смещение,  $\alpha$  — спектральный индекс, вычисленный на 4.7 ГГц путем линейной аппроксимации спектра между 1 и 8 ГГц,  $D_L$  — фотометрическое расстояние.

Медианное значение радиосветимости в нашей выборке составляет  $\sim 2 \times 10^{44}$  эрг с<sup>-1</sup>, а источник J0525-3343 на  $z = 4.41$  имеет наибольшую светимость  $3.38 \times 10^{45}$  эрг с<sup>-1</sup>. На Рис. 4.3 и Рис. 4.4 показаны распределение светимости и взаимосвязь между красным смещением и светимостью, соответственно.

На Рис. 4.4 мы сравниваем светимости в нашей выборке со светимостями, вычисленными для 17 далеких квазаров на  $z > 5.5$ , отобранными кросс-идентификацией из обзоров FIRST и Pan-STARRS1 [20]. Также на рисунке нанесены пять отдельных источников: BZQ J0906+6930 на  $z = 5.47$ , PSO J047.4478+27.2992 на  $z = 6.1$  и NVSS J164854+460328 на  $z = 5.38$  [151]; VIK

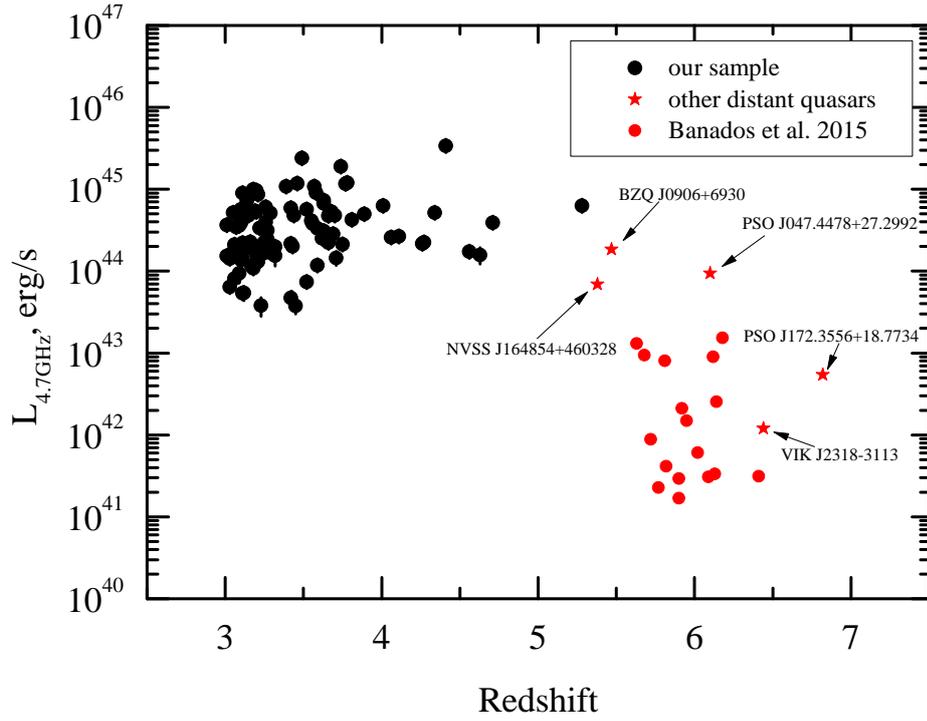


Рисунок 4.4 — Взаимосвязь между красным смещением и светимостью. Выборка далеких блазаров из [20] показана красными кружками, а другие пять далеких квазаров из литературы отмечены красными звездочками.

J2318-3113 на  $z = 6.44$  [164]; и PSO J172.3556+18.7734 на  $z = 6.82$  [160]. Выборка [20] состоит из источников с плотностями потока на 1.4 ГГц в диапазоне 0.035 – 3.04 мЯн и, соответственно, значения их светимости на два порядка величины меньше в сравнении со значениями в нашей выборке.

#### 4.2.4 Радиогромкость

Радиогромкость определяется следующим отношением:

$$R = \frac{S_{\nu,\text{radio}}}{S_{\nu,\text{opt}}} \quad (4.3)$$

где  $S_{\nu,\text{radio}}$  — вычисленная плотность потока на 4.7 ГГц, а  $S_{\nu,\text{opt}}$  — плотность потока в оптике, соответствующая фильтру  $B$  или  $g$ .

Оптические данные взяты из базы данных SIMBAD<sup>1</sup>, где  $B$  или  $g$  величины представлены для 71 объекта из 102. Звездные величины пересчитывались

<sup>1</sup><https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

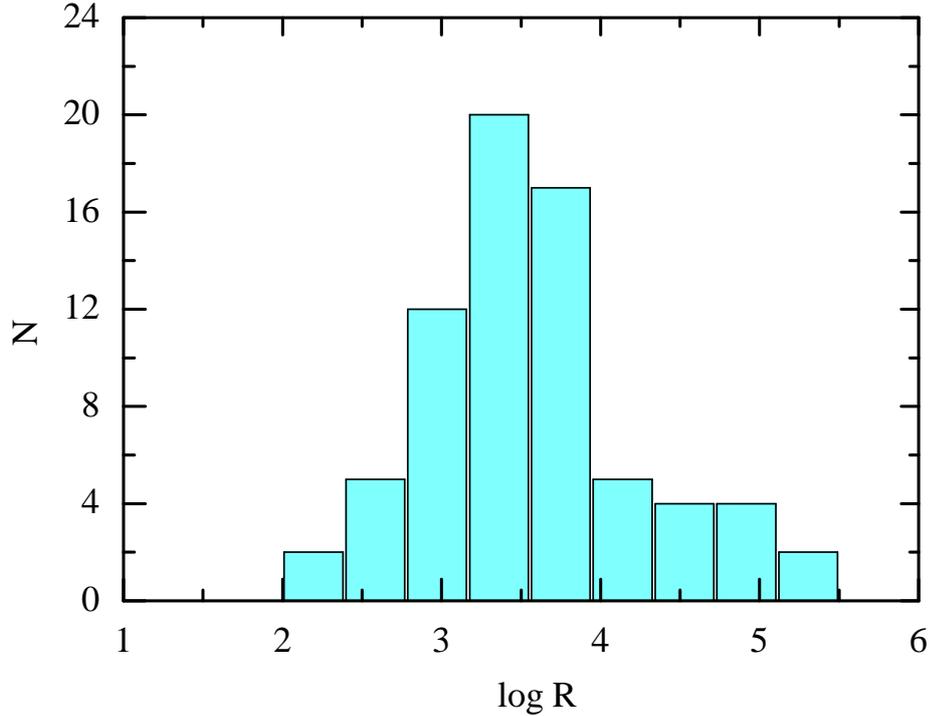


Рисунок 4.5 — Распределение радиогромкости.

в плотности потока согласно закону Погсона. Мы приняли  $S_{\nu, \text{opt}} = 3631$  Ян для  $g = 0$ ,<sup>2</sup>  $S_{\nu, \text{opt}} = 4260$  Ян для  $B = 0$  [165] и спектральный индекс в оптике  $\alpha = -0.3$  [166].

На Рис. 4.5 представлено распределение радиогромкости. Значение  $\log R$  простирается от 2.1 до 5.4, медиана равна 3.5 и большинство источников являются очень радиогромкими с  $\log R > 2.5$  [167]. Только 5 из 71 квазара имеют  $\log R < 2.5$ .

На Рис. 4.6 мы нанесли 24 радиогромких блазара на  $z > 4$ , отобранных из Cosmic Lens All Sky Survey (CLASS: [168]), а также пять отдельных источников — BZQ J0906+6930 на  $z = 5.47$  [148], PSO J352.4034-15.3373 на  $z = 5.84$  [169], PSO J047.4478+27.2992 на  $z = 6.1$  [149], VIK J2318-3113 на  $z = 6.44$  [164] и PSO J172.3556+18.7734 на  $z = 6.82$  [160] — для сравнения с нашими результатами. Выборка [168] отобрана с нижним пределом 30 мЯн на 1.4 ГГц, поэтому содержит более слабые радиоисточники с меньшими значениями радиогромкости, чем в нашей выборке, что отражено на Рис. 4.6. Мы обсудим эффекты селекции ниже.

<sup>2</sup><https://www.sdss.org/dr12/algorithms/fluxcal/#SDSstoAB>

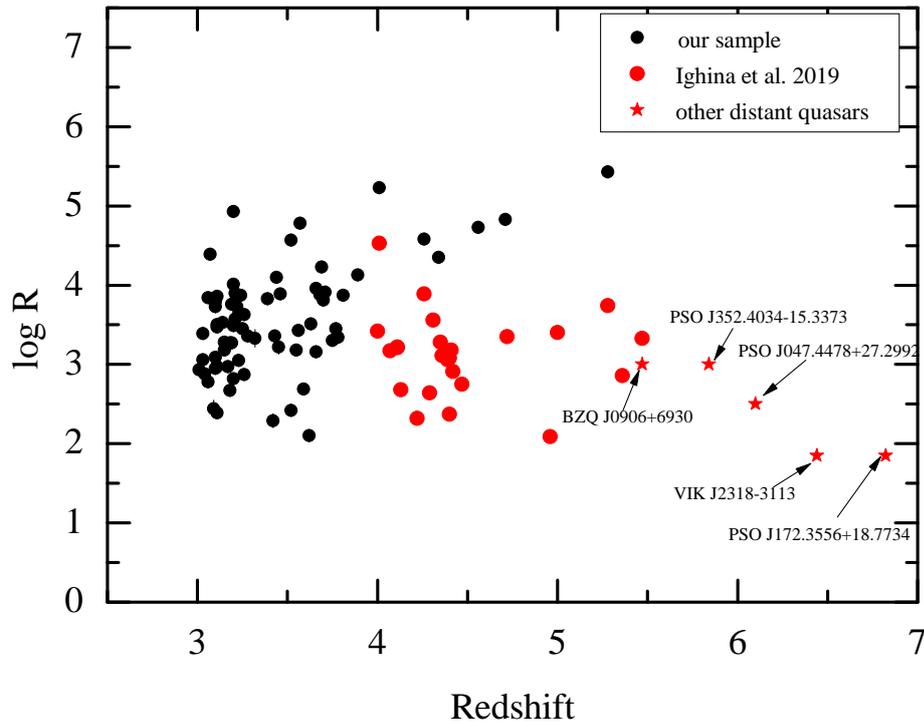


Рисунок 4.6 — Взаимосвязь между красным смещением и радиогромкостью. Выборка далеких блазаров из [168] показана красными кружками, а другие пять далеких квазаров из литературы отмечены красными звездочками.

#### 4.2.5 Обсуждение

Мы классифицировали 46 % спектров квазаров на  $z \geq 3$  как PS тип. Тем самым мы подтверждаем более ранний результат [144], где показано что 7 из 14 изученных квазаров на  $z \geq 3$  являются GPS. Также, в работе [170] выдвинуто предположение, что около 40 % всех ярких радиоисточников относятся к PS типу (GPS и CSS).

Если PS источник имеет пик между 0.5 и 10 ГГц, то он классифицируется как GPS; однако, в случае пика в спектре около 1 ГГц, спектральных индексов оптически тонкой и оптически толстой частей около 0.51 и -0.73 и непременного источника, последний классифицируется более точно как классический или канонический GPS [132]. В нашей выборке 17 источников (17 %) соответствуют критериям классического GPS. Из них 12 уже известны как GPS или MPS в работах [132; 170; 171]. Для пяти оставшихся дальнейшее изучение их переменности (Sotnikova et al. 2022, in preparation) позволит классифицировать

их более точно. Переменность является ключевым параметром при разделении между PS квазарами и классическими GPS [172].

В ряде работ [16; 133; 173; 174] показано, что всего 2-3 % PS объектов являются классическими GPS, тогда как остальные GPS источники в действительности могут быть блазарами, которые временно обладают широкими спектрами с пиком во время вспышек [175]. 50 % PS объектов в выборке являются FSRQs (24 из 47).

Мы сравнили спектры GPS квазаров в выборках из работ [16; 174] и [133]. Различий между усредненными спектральными индексами в оптически толстой и тонкой области, с учетом погрешностей измерений, не обнаружено (Табл. 16). Это может означать, что GPS на большом красном смещении имеют, в среднем, такие же спектральные индексы как и GPS на малом и среднем красном смещении, и, тем самым, нет доказательства эволюции радиоспектра.

Таблица 16 — Сравнение спектральных индексов квазаров с признаками классического GPS в различных выборках:  $\alpha_{below}$  и  $\alpha_{high}$  — медианные спектральные индексы выше и ниже частоты пика, соответственно.

$z$	N	$\alpha_{below}$	$\alpha_{high}$	ССЫЛКА
0.14 – 4.56	45	0.7 (0.1)	-0.7 (0.1)	Mingaliev et al. (2012)
0 – 5	43	0.9 (0.1)	-0.6 (0.1)	Mingaliev et al. (2013)
				$S_5 \geq 0.2$ Ян
0 – 5	71	0.7 (0.2)	-0.7 (0.2)	Sotnikova et al. (2019)
				$S_5 \geq 0.2$ Ян
3 – 6	12	0.7 (0.2)	-0.7 (0.3)	Sotnikova et al. (2021)
				$S_{1.4} \geq 0.1$ Ян

Мы определили, что среди 47 PS объектов в выборке, 13 (13 %) являются MPS источниками с пиком ниже 1 ГГц в системе наблюдателя. Они также интересны как молодые компактные (5-10 миллисекунд дуги) радиоисточники [171; 176; 177], возможно, проэволюционировавшие версии GPS источников [178]. В целом, MPS источники представляют собой комбинацию PS источников, частота пика которых смещена к низким частотам из-за космологического красного смещения [172]. Два из наших 13 MPS ранее уже идентифицированы как MPS в [171]. Отметим, что 15 объектов с крутыми спектрами в выборке также могут быть MPS кандидатами и необходимы дополнительные низкочастотные данные ( $< 1$  ГГц) чтобы получить их радиоспектры на МГц частотах и определить положение возможного пика.

Авторы работ [153—158; 179; 180] сообщили о корреляции между наблюдаемым спектральным индексом и красным смещением, а также предложили использовать наличие ультракрутого спектрального индекса как метод отбора радиоисточников с большим красным смещением. Однако, эта корреляция найдена, главным образом, для радиогалактик, в то время как более далекие квазары с плоскими радиоспектрами были обнаружены позднее. Более крутые спектры далеких квазаров могут быть объяснены эффектами селекции и большими потерями на обратный эффект Комптона из-за повышенной плотности энергии фотонов реликтового излучения [181]. В нашей выборке нет квазаров с ультракрутым спектром.

Количество объектов в нашей выборке уменьшается с увеличением красного смещения, тогда как радиогромкость увеличивается. Это означает, что наш исходный критерий  $S_{1.4} \geq 100$  мЯн отбирает только наиболее радиогромкие квазары на больших красных смещениях. Есть и другие радиогромкие квазары, недостаточно представленные в нашем исследовании из-за их низкой спектральной плотности потока на  $\nu_{obs} = 1.4$  ГГц. Доля радиогромких квазаров исследовалась в ряде работ и было показано, что она остается равной  $\sim 10\%$  в выборках оптически отобранных квазаров вплоть до красного смещения  $z \sim 6$  [22; 182; 183]. Когда рассматриваются наибольшие красные смещения, необходимы низкочастотные наблюдения для детектирования радиоизлучения из-за крутого спектра на МГц–ГГц частотах. Мы считаем, что искусственный тренд, полученный нами в плоскости  $\log R - z$  будет устранен, если критерий отбора изменить в сторону меньшего предела спектральной плотности потока на 1.4 ГГц или, если использовать низкочастотный обзор для формирования выборки объектов на больших красных смещениях.

#### 4.2.6 Выводы

Представлены результаты исследования радиосвойств полной выборки ярких квазаров на  $z \geq 3$  на основе многочастотных наблюдений на РАТАН-600 в 2017-2020 гг. Спектральные плотности потока измерены квазиодновременно на

частотах 1.1, 2.3, 4.7, 8.2, 11.2 и 22 ГГц с погрешностями 9 – 31%. Основные выводы следующие:

1. Выборка обладает плоскими спектрами и спектрами с пиком (24 и 46 %, соответственно). Крутой спектр имеют 15 % квазаров ( $-1.1 < \alpha < -0.5$ ). Это указывает на доминирование излучения яркого компактного ядра и несущественный вклад протяженных оптически тонких компонент килопарсекового масштаба в наблюдаемых радиоспектрах. В выборке нет квазаров с ультракрутым спектром ( $\alpha \leq -1.1$ ). Мы не нашли значимой корреляции между спектральными индексами и красным смещением.
2. Предложены восемь новых MPS кандидатов. Необходимы последующее изучение их переменности и дополнительные низкочастотные наблюдения чтобы точно их классифицировать.
3. Определена радиосветимость  $L_{4.7}$  для выборки, медианное значение составляет  $\sim 2 \times 10^{44}$  эрг/с.
4. Используя новые радиоданные, мы определили радиогромкость 71 объекта. Радиогромкость  $\log R$  изменяется от 2.1 до 5.43 со средним значением 3.5. Большинство квазаров являются очень радиогромкими ( $\log R > 2.5$ ) и всего пять квазаров имеют  $\log R < 2.5$ .

### 4.3 Исследование блазара с красным смещением $z = 6.1$ на РАТАН-600

Недавно открытый блазар PSO J047.4478+27.2992 на красном смещении  $z = 6.1$  [149], в настоящее время единственный известный блазар на  $z > 6$ . Этот объект обозначается также как NVSS J030947+271757 и PSO J030947.49+271757.31. Далее, для удобства, мы будем сокращенно обозначать этот источник как PSO J0309+2717. Красное смещение PSO J0309+2717 определено из спектроскопических наблюдений на Large Binocular Telescope (LBT) в 2019 году. Фотометрические и спектроскопические свойства объекта в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах, исследованные в [149], легли в основу гипотезы, что его радио и рентгеновское излучение обусловлено, главным обра-

зом, джетом. Этот объект наблюдался в рентгене в диапазоне 0.5-10 кэВ спутником Swift/XRT и он является вторым наиболее ярким АЯГ в рентгене на  $z > 6$  [149; 184]. Для него имеются три измерения в радиодиапазоне:  $23.89 \pm 0.87$  мЯн на 1.4 ГГц (NVSS, [106]),  $64.2 \pm 6.2$  мЯн на 147 МГц (TGSS, [185]) и  $11.76 \pm 0.23$  мЯн на 3 ГГц (VLASS, [186; 187]).

В данном разделе мы представляем результаты одновременных наблюдений PSO J0309+2717 на РАТАН-600 на трех частотах (4.7, 8.2 и 11.2 ГГц) в мае-сентябре 2020. Нашей целью было измерение континуального радиоспектра этого объекта на частотах выше 1.4 ГГц и оценка свойств его переменности в радиодиапазоне.

### 4.3.1 Наблюдения на РАТАН-600 и результаты

Наблюдения проводились на радиотелескопе РАТАН-600 в режиме прохождения источника через неподвижную диаграмму направленности на шести частотах от 1.2 до 22.3 ГГц [15]. Параметры антенны и приемников приведены в Табл. 17 (детальное описание см. [17]). Обработка данных и калибровка осуществлялись стандартными для РАТАН-600 методами [120; 188].

Таблица 17 — Параметры радиометров континуума:  $f_0$  - центральная частота,  $\Delta f_0$  - ширина полосы,  $\Delta S$  - чувствительность по спектральной плотности потока на единицу элемента углового разрешения,  $FWHM_{RA \times Dec}$  - угловое разрешение по прямому восхождению и склонению, вычисленное для  $\delta = 27^\circ$ .

$f_0$ , ГГц	$\Delta f_0$ , ГГц	$\Delta S$ , мЯн/луч	$FWHM_{RA \times Dec}$ , угл. мин.
22.3	2.5	50	$0.14 \times 0.80$
11.2	1.4	15	$0.28 \times 1.64$
8.2	1.0	10	$0.39 \times 2.43$
4.7	0.6	5	$0.68 \times 4.02$
2.25	0.08	40	$1.42 \times 8.50$
1.25	0.06	200	$2.60 \times 16.30$

Наблюдения осуществлены в 4, 2 и 45-дневный периоды в мае, июне и июле-сентябре (эпоха 1, эпоха 2 и эпоха 3, соответственно), одномерные записи в периодах были осреднены для повышения уровня детектирования. В результате получены плотности потока для трех наблюдательных эпох (Табл. 18).

Усредненный сигнал на 4.7 ГГц был измерен с уровнем сигнал-шум  $S/N > 4\sigma$  для каждой эпохи, плотность потока составила  $14 \pm 3$  мЯн для эпохи 1 и  $10 \pm 2$  мЯн для эпохи 3. На частоте 8.2 ГГц плотность потока  $8 \pm 3$  мЯн была измерена только в эпоху 3 на уровне  $S/N > 2\sigma$  (Табл. 18). Верхний предел плотности потока на частоте 11.2 ГГц был оценен в 3 мЯн.

Таблица 18 — Измеренные плотности потока для PSO J0309+2717 в различные эпохи. Обозначения колонок: (1) эпоха в юлианских днях; (2), (4) число наблюдений; (3), (5) измеренные плотности потока на 4.7 и 8.2 ГГц.

MJD (1)	$N_{4.7}$ (2)	$\bar{S}_{4.7}$ , мЯн (3)	$N_{8.2}$ (4)	$\bar{S}_{8.2}$ , мЯн (5)
эпоха 1 58977-58981	4	$14 \pm 3$	4	-
эпоха 2 59022-59026	2	$12 \pm 3$	2	-
эпоха 3 59041-59096	40	$10 \pm 2$	45	$8 \pm 3$

Полная относительная среднеквадратичная ошибка отдельного измерения плотности потока  $\sigma_S/S_\nu$  оценена из соотношения [120]:

$$\left(\frac{\sigma_S}{S_\nu}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_c}{g_\nu(e)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m}{T_{ant,\nu}}\right)^2 \quad (4.4)$$

где  $\sigma_S$  — полная стандартная ошибка плотности потока;  $S_\nu$  — плотность потока на частоте  $\nu$ ;  $\sigma_c$  — стандартная ошибка калибровочной кривой, составляющая около 1-2 % и 2-5 % на 4.7 и 8.2 ГГц соответственно;  $g_\nu(e)$  — калибровочная функция, зависящая от высоты;  $\sigma_m$  — стандартная ошибка измерения антенной температуры  $T_{ant,\nu}$ . Неопределенность измерения антенной температуры зависит от шума приемника, атмосферных флуктуаций и точности установки поверхности антенны для конкретного наблюдения источника. Систематическая неопределенность абсолютной шкалы плотности потока (3–7 % на частотах 4.7 и 8.2 ГГц) не включена в полную ошибку потока. Диапазон среднеквадратичных ошибок отдельных измерений плотности потока для PSO J0309+2717 составляет 20 – 60% на 4.7 ГГц. Полные ошибки плотности потока на 4.7 и 8.2 ГГц для усредненных сканов (см. Табл. 18) равны 22 % и 37 % соответственно.

Кривая блеска PSO J0309+2717 на 4.7 ГГц построена с использованием измерений с  $S/N > 1.5\sigma$  (Рис. 4.7). Оценки переменности того же порядка, что

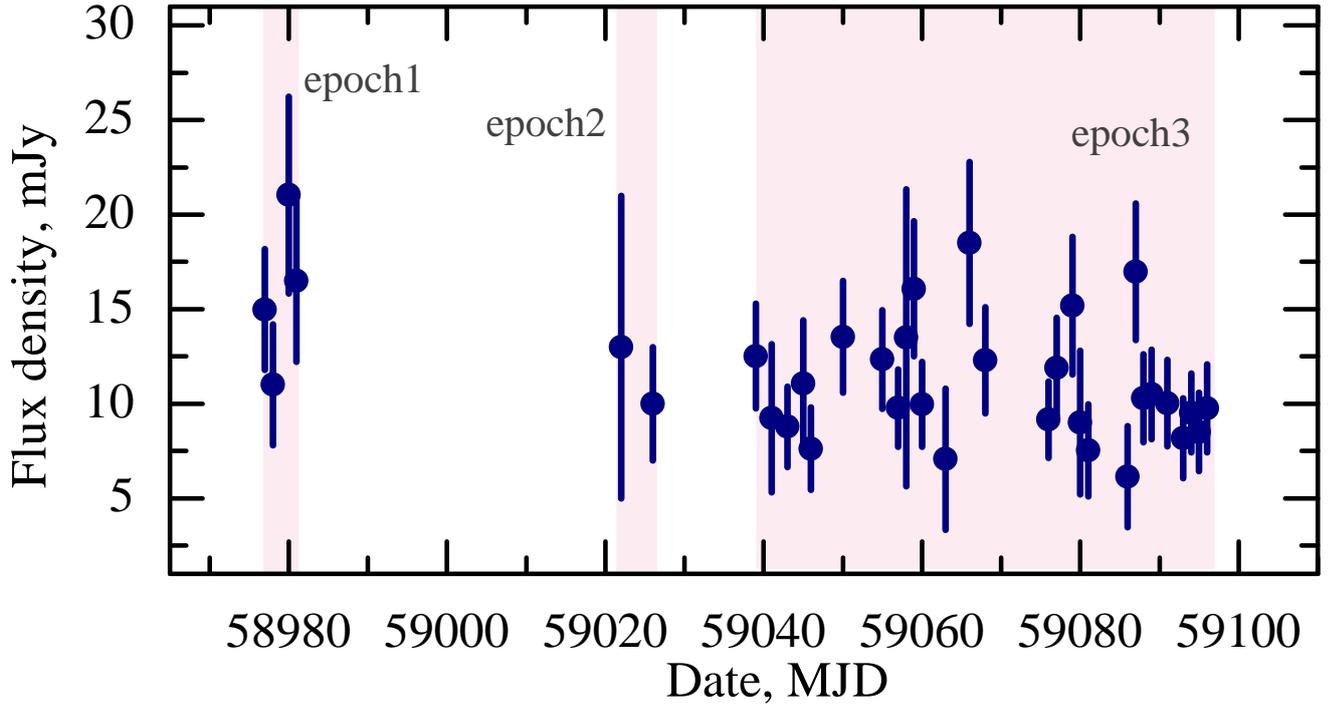


Рисунок 4.7 — Кривая блеска блазара PSO J0309+2717 на частоте 4.7 ГГц, измеренная для трех эпох наблюдений с мая по сентябрь 2020.

и неопределенности измерений: индекс переменности  $V_S = 0.23$ , а фракционная переменность  $F_{var} = 0.28 \pm 0.02$ . Для их вычисления использовались следующие формулы:

$$V_S = \frac{(S_{max} - \sigma_{S_{max}}) - (S_{min} - \sigma_{S_{min}})}{(S_{max} - \sigma_{S_{max}}) + (S_{min} - \sigma_{S_{min}})} \quad (4.5)$$

где  $S_{max}$  и  $S_{min}$  — максимальная и минимальная плотности потока, а  $\sigma_{S_{max}}$  и  $\sigma_{S_{min}}$  — их ошибки [189]; и

$$F_{var} = \sqrt{\frac{V^2 - \bar{\sigma}_{err}^2}{\bar{S}^2}} \quad (4.6)$$

где  $V^2$  — дисперсия,  $\bar{S}$  — среднее значение плотности потока, а  $\sigma_{err}$  — средне-квадратичное отклонение [190]. Неопределенность фракционной переменности определена по формуле:

$$\Delta F_{var} = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{1}{2N}} \frac{\bar{\sigma}_{err}^2}{F_{var} * \bar{S}^2}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\bar{\sigma}_{err}^2}{N}} \frac{1}{\bar{S}^2}\right)^2} \quad (4.7)$$

Дальнейшее изучение кривой блеска PSO J0309+2717 на 4.7 ГГц показывает, что уровень переменности на данной частоте в течение полутора лет

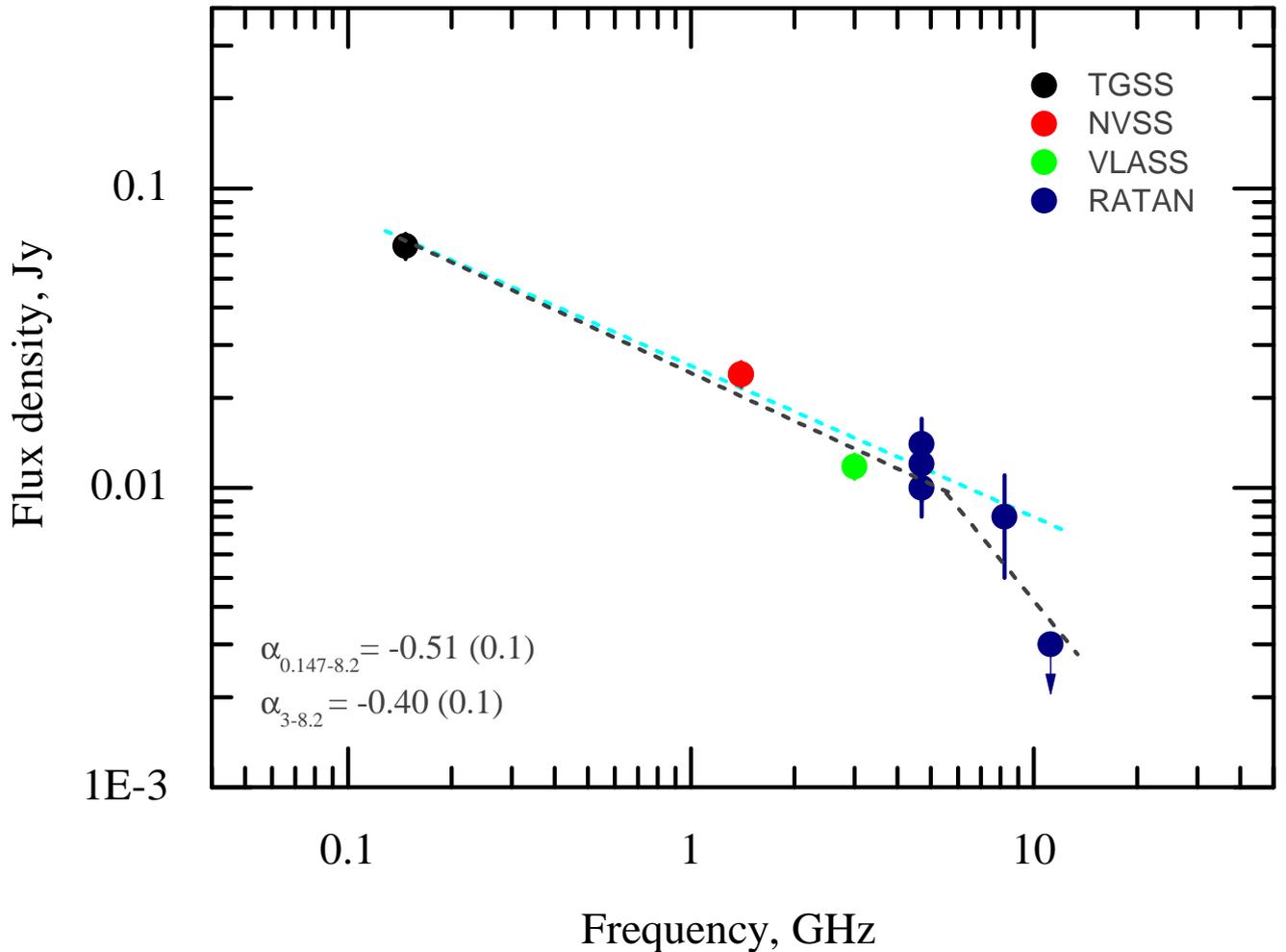


Рисунок 4.8 — Радиоспектр блазара PSO J0309+2717, построенный с использованием литературных данных на 0.147, 1.4 и 3 ГГц и одновременных измерений ПАТАН-600 на 4.7/8.2 ГГц.

после начала мониторинга остается на уровне мая—сентября 2020 года: около 30 %, что сравнимо с неопределенностями измерений. Отметим, что 1.5 года в системе наблюдателя соответствуют временному интервалу  $\approx 2.5$  месяца в системе источника. Таким образом, вспышечной активности данного объекта не зафиксировано, однако в случае с блазарами важное значение имеет мониторинг на протяжении длительного времени, поэтому систематические наблюдения PSO J0309+2717 на ПАТАН-600 продолжаются. Следует также отметить, что на ПАТАН-600 начаты регулярные наблюдения и других объектов на больших красных смещениях  $z > 4$ , несомненно, что в ходе этих исследований будут получены интересные результаты.

Радиоспектр источника, показанный на Рис. 4.8, суммирует доступные радиоизмерения NVSS, TGSS, VLASS и ПАТАН-600. В случае данных VLASS мы приняли значение плотности потока, приведенное в текущей версии ката-

лога, хотя авторы отмечают, что оно вероятно занижено примерно на 10 %. В последнем случае точка на 3 ГГц будет немного выше. Предполагая степенной закон распределения излучения в континууме  $S \sim \nu^\alpha$  получаем средний спектральный индекс  $\alpha_{0.147-8.2} = -0.51 \pm 0.10$ . Если мы предполагаем низкую или умеренную переменность на 3, 4.7 и 8.2 ГГц на временном масштабе 1.5 лет (март 2019 - сентябрь 2020), спектральный индекс, вычисленный на основе данных VLASS и ПАТАН-600,  $\alpha_{3-8.2} = -0.40 \pm 0.10$  можно рассматривать как квазиодновременный. С учетом верхнего предела на 11.2 ГГц, спектр PSO J0309+2717 становится круче на высоких частотах ( $> 8$  ГГц) и, если аппроксимировать спектр двумя линейными компонентами, мы получаем плоскую и ультракрутую части спектра с  $\alpha_{low} = -0.53 \pm 0.02$  и  $\alpha_{high} \leq -1.4 \pm 0.05$ . Это означает, что объект может быть CSS или MPS источником с максимальной плотностью потока на частотах менее чем 0.147 ГГц (в системе источника — 1 ГГц или менее).

Мы оценили монохроматическую радиосветимость на 4.7 ГГц  $P_\nu \sim 2 \times 10^{27}$  Вт Гц<sup>-1</sup>. При этом мы использовали  $\Lambda$ CDM космологию с  $H_0 = 67.74$  км с<sup>-1</sup>Мпк<sup>-1</sup>,  $\Omega_m = 0.3089$  и  $\Omega_\Lambda = 0.6911$  [163] и следовали стандартной формуле:

$$P_\nu = 4\pi D_L^2 S_\nu (1+z)^{-\alpha-1} \quad (4.8)$$

где  $\nu$  — частота,  $S_\nu$  — измеренная плотность потока,  $z$  — красное смещение,  $\alpha$  — спектральный индекс и  $D_L$  — фотометрическое расстояние.

### 4.3.2 Сравнение с другими блазарами на больших красных смещениях

Мы сравнили радиоспектр PSO J0309+2717 с тремя наиболее удаленными блазарами, известными в настоящее время, на красных смещениях  $5.0 < z < 6.0$ : BZQ J0906+6930 на  $z = 5.47$  [148], BZQ J1026+2542 на  $z = 5.28$  [146] и NVSS J164854+460328 (далее J1648+4603) на  $z = 5.38$  [21]. Эти объекты классифицированы в литературе как блазары на основе общих критериев с использованием радио и рентгеновских свойств. Только два из них, BZQ J0906+6930 и BZQ

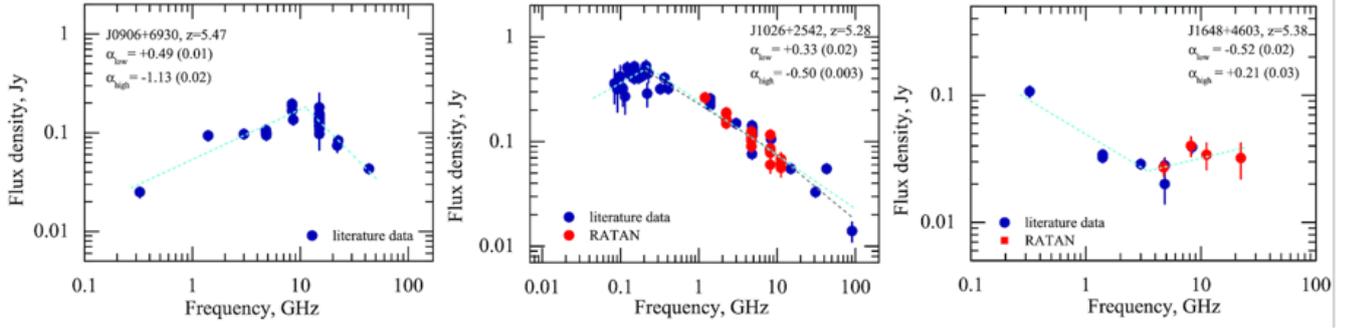


Рисунок 4.9 — Радиоспектры трех наиболее далеких блазаров на красных смещениях 5.47, 5.38 и 5.28. Синие точки обозначают литературные данные, красные — измерения РАТАН-600.

J1026+2542, обладают доплеровским уярчением, подтвержденным в VLBI наблюдениях, выявивших структуру ядро-джет на масштабах парсек [147; 191–193]. Их радиоспектры показаны на Рис. 4.9, где данные из CATS [194] и другие литературные данные представлены голубыми кружками, а данные РАТАН-600 для BZQ J1026+2542 и J1648+4603 представлены красными кружками. Радиосвойства объектов приведены в Табл. 19.

Таблица 19 — Радиосвойства четырех наиболее далеких квазаров, известных в настоящее время. Обозначения колонок: (1) имя объекта; (2) красное смещение; (3), (4) частота пика в радиоспектре в системах наблюдателя и источника; (5) тип радиоспектра; (6), (7) спектральный индекс ниже и выше частоты пика; (8) плотность потока на 4.7 ГГц; (9) радиосветимость на 4.7 ГГц.

Объект (1)	$z$ (2)	$\nu_{obs}$ , ГГц (3)	$\nu_{int}$ , ГГц (4)	тип (5)	$\alpha_{low}$ (6)	$\alpha_{high}$ (7)	$S_{4.7}$ , мЯн (8)	$P_\nu$ , Вт/Гц (9)
PSO J0309+2717	6.10	-	-	flat	$-0.44 \pm 0.10$	$-0.51 \pm 0.10$	$12 \pm 3$	$1.9 \pm 0.10 \times 10^{27}$
BZQ J0906+6930	5.47	$11.3 \pm 2.5$	$73.1 \pm 16.1$	peaked	$0.49 \pm 0.01$	$-1.13 \pm 0.02$	$106 \pm 5$	$3.9 \pm 0.01 \times 10^{27}$
BZQ J1026+2542	5.28	$0.21 \pm 0.02$	$1.32 \pm 0.13$	peaked	$0.33 \pm 0.02$	$-0.50 \pm 0.03$	$108 \pm 10$	$1.3 \pm 0.01 \times 10^{28}$
NVSS J164854+460328	5.38	-	-	complex	$-0.52 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.03$	$31 \pm 5$	$1.5 \pm 0.01 \times 10^{27}$

Второй наиболее удаленный блазар BZQ J0906+6930 это яркий радиоисточник с плотностью потока 98 мЯн на 1.4 ГГц. VLBI наблюдения предполагают менее мощный джет по сравнению с блазарами в целом [193]. Радиоспектр имеет пик на частоте  $11.3 \pm 2.5$  ГГц в системе наблюдателя или  $73.1 \pm 16.1$  ГГц в системе источника, что делает BZQ J0906+6930 кандидатом в объект с высокочастотным пиком (HFP). Мы вычислили спектральные индексы  $\alpha_{low} = 0.49 \pm 0.01$  и  $\alpha_{high} = -1.13 \pm 0.02$ . Кривая блеска блазара, полученная на 15 ГГц на 40-метровом радиотелескопе OVRO, показывает умеренную переменность  $V_S = 0.3$  [191]. На частотах около 4.8 и 8 ГГц индекс переменности

равен 0.06 и 0.18 на временных масштабах 9 и 10 лет, соответственно (согласно базе данных CATS). Небольшое число радиоизмерений, охватывающих период около 20 лет, и возможная переменность могут означать, что радиоспектр BZQ J0906+6930, возможно, не обладает пиком.

Блазар BZQ J1026+2542 является одним из ярчайших далеких блазаров в радиодиапазоне с плотностью потока 257 мЯн на 1.4 ГГц [106]. Его радиоспектр получен из одновременных измерений на пяти частотах от 1.2 до 11.2 ГГц на РАТАН-600 в период с февраля 2017 по август 2019. Плотности потока измерены на 11.2, 8.2, 1.2 ГГц на уровне детектирования  $S/N > 5\sigma$  и  $S/N > 10\sigma$  на 4.7 и 2.3 ГГц (Табл. 20). В течение шести эпох наблюдений блазар не был детектирован на 22.3 ГГц (верхний предел около 11 мЯн) и был детектирован на 1.2 ГГц только однажды в декабре 2017. Радиоспектр BZQ J1026+2542 обладает пиком с максимумом  $\nu_{obs} = 0.21 \pm 0.02$  ГГц в системе наблюдателя ( $1.32 \pm 0.13$  ГГц в системе источника). Спектральные индексы ниже и выше частоты пика  $\alpha_{low} = 0.33 \pm 0.02$  и  $\alpha_{high} = -0.50 \pm 0.03$ , соответственно. На частотах выше 8 ГГц его спектр становится круче и может быть описан двумя линейными частями с  $\alpha_1 = -0.47 \pm 0.01$  и  $\alpha_2 = -0.63 \pm 0.01$  (Рис. 4.9). Спектр BZQ J1026+2542 хорошо определен в диапазоне частот 0.084-91 ГГц в измерениях, охватывающих период более 40 лет (согласно базе данных CATS). Источник демонстрирует довольно низкую переменность на временном масштабе 13-14 лет:  $V_S = 0.11$  вблизи 8 ГГц, согласно VLA измерениям в 2003-2006 [195] и средним значениям потоков РАТАН-600 в течение 2017-2019; индекс переменности на основе измерений РАТАН-600 на 2.3-8.2 ГГц также оценен в диапазоне  $V_S = 0.11 - 0.21$ . Радиоспектр ниже пика в основном представлен квазиодновременными измерениями GMRT, которые хорошо согласуются с другими измерениями в области МГц [185; 196]. Спектр с пиком, по-видимому, реален для BZQ J1026+2542, поскольку его переменность достаточно низкая и аналогична переменности, характерной для GPS источников [16; 133; 172].

Радиоспектр J1648+4603 можно классифицировать как комплексный на основе литературных данных [106; 197–201] и одновременных измерений РАТАН-600 на 4.7, 8.2 и 11.2 ГГц с  $\alpha_{low} = -0.52 \pm 0.02$  и  $\alpha_{high} = 0.21 \pm 0.03$ . Две линейные аппроксимации спектра дают значение 3.7 ГГц для частоты минимума плотности потока в спектре. Плотности потока, измеренные на РАТАН-600 на 4.7 и 8.2 ГГц в 2020, согласуются, с учетом неопределенностей, с измерения-

Таблица 20 — Новые измерения плотностей потоков на РАТАН-600 для J1026+2542 в период 2017-2019 и для J1648+4603 в августе 2020. Плотности потока приведены в мЯн.

Объект	MJD	$S_{22.3}$	$S_{11.2}$	$S_{8.2}$	$S_{4.7}$	$S_{2.25}$	$S_{1.25}$
J1026+2542	57805	< 6	$68 \pm 10$	$86 \pm 10$	$114 \pm 10$	$164 \pm 10$	< 200
	57837	< 6	$56 \pm 10$	$84 \pm 10$	$124 \pm 10$	$189 \pm 10$	< 105
	58106	< 12	$62 \pm 10$	$82 \pm 10$	$106 \pm 10$	$185 \pm 10$	$263 \pm 30$
	58226	< 8	$68 \pm 10$	$78 \pm 10$	$107 \pm 10$	$149 \pm 10$	< 190
	58320	< 18	< 45	$116 \pm 10$	$102 \pm 10$	< 150	< 100
	58715	< 17	< 21	$60 \pm 10$	$90 \pm 10$	$163 \pm 10$	< 100
J1648+4603	59068	$32 \pm 10$	$34 \pm 8$	$40 \pm 7$	$27 \pm 4$	< 30	< 35

ми Грин-Бэнк на 4.85 ГГц в ноябре 1986 и октябре 1987 и с VLA измерениями на 8.4 ГГц 1994-1995 [198; 201]. Это предполагает отсутствие существенных изменений плотности потока источника на длительных масштабах времени. Спектр J1648+4603 может быть объяснен суммой двух главных компонент. Одна из них, плоская или с пиком, может быть связана с джетом парсекового масштаба, который доминирует на частотах выше 5 ГГц. Вторая является крутой на частотах до 1 ГГц и связана с синхротронным излучением оптически тонких протяженных структур вплоть до масштабов кпк [202]. Форма спектра и свойства переменности J1648+4603 надежно не определены из-за отсутствия систематических измерений.

В результате мы нашли, что два из четырех наиболее удаленных блазаров, известных в настоящее время, обладают спектрами с пиком, а один — комплексным спектром с пиком на высоких частотах. PSO J0309+2717 с формально плоским радиоспектром обладает намеком на ультракрутой спектр на высоких частотах, если мы учитываем верхний предел на 11.2 ГГц. В этом случае он, возможно, является MPS/CSS источником с частотой максимума  $\nu_{obs} \leq 0.147$  ГГц. BZQ J1026+2542 имеет GPS-спектр, подтверждаемый достаточным числом данных, включая одновременные. Для BZQ J0906+6930 спектр с пиком, очевидно, обусловлен компиляцией малого числа данных. Классические GPS источники имеют крутой или даже ультракрутой спектр в оптически тонком режиме излучения. Они не переменны и форма их спектра и малый угловой размер объясняются молодым возрастом. Однако, высокочастотные исследования [175] показали, что большая доля источников с GPS спектрами связана с компактными источниками с бимированными джетами, обычно с блазарами.

Мы сравнили радиосветимости вышеупомянутых блазаров с выборкой квазаров с  $z \geq 3$  (102 источника с  $S > 100$  мЯн на 1.4 ГГц в работе [161]). Типичная радиосветимость для этой выборки  $\sim 10^{27} - 10^{28}$  Вт/Гц согласуется с вычисленными значениями для четырех наиболее далеких блазаров. Оцененная нами монохроматическая радиосветимость VZQ J0906+6930 ( $P_\nu \sim 3.9 \times 10^{27}$  Вт/Гц) почти равна значению в [192], где  $P_\nu \sim 4 \times 10^{27}$  Вт/Гц была получена на частотах 2.3 и 8.6 ГГц. В среднем, полученные нами значения радиосветимости на 4.7 ГГц для четырех блазаров на  $z > 5$  являются типичными и хорошо согласуются со значениями, полученными для выборки удаленных радиогромких квазаров на  $z > 4.5$  в работе [18]. Радиосветимость квазаров с малым красным смещением существенно ниже, например, согласно [203],  $P_\nu \sim 10^{23} - 10^{24}$  Вт/Гц для выборки затемненных квазаров с  $z < 0.2$ .

### 4.3.3 Выводы

Недавно открытый наиболее удаленный блазар PSO J0309+2717 на красном смещении  $z = 6.1$  наблюдался на радиотелескопе РАТАН-600 на трех частотах одновременно: 4.7, 8.2 и 11.2 ГГц. Он был детектирован на 4.7 ГГц с  $S/N > 4$  (май-сентябрь 2020) и на 8.2 ГГц с  $S/N > 2.5$  (июль-сентябрь 2020). Усредненная за три эпохи плотность потока равна  $12 \pm 3$  мЯн на 4.7 ГГц и  $8 \pm 3$  мЯн на 8.2 ГГц. Верхний предел плотности потока на 11.2 ГГц оценен в 3 мЯн.

Используя новые измерения РАТАН-600 вместе с литературными данными на 0.147, 1.4 и 3 ГГц мы выявили плоский радиоспектр с  $\alpha_{0.147-8.2} = -0.51 \pm 0.1$ . Этот результат хорошо согласуется с предыдущими оценками спектрального индекса в работах [149; 150]. Однако, если учитывать верхний предел на 11.2 ГГц, радиоспектр укрупняется на высоких частотах ( $\alpha_{5.8-11.2} \leq -1.4 \pm 0.05$ ) аналогично тому, как спектральный индекс VZQ J1026+2542 изменяется от  $\alpha = -0.4$  до  $\alpha = -0.7$  [204].

Кривая блеска на 4.7 ГГц, полученная на масштабе четырех месяцев, показывает умеренную переменность с  $F_{var} = 0.28 \pm 0.02$ . Будущие долговременные наблюдения на высоких частотах помогут оценить возможную переменность источника.

Сравнение радиосвойств PSO J0309+2717 с другими удаленными блазарами показывает, что их радиосветимости схожи и составляют  $\sim 10^{27}$  Вт/Гц. Это значение согласуется с радиосветимостями квазаров на больших красных смещениях на  $z \geq 3$  [161] и  $z > 4.5$  [18].

#### 4.4 Результаты Главы 4

В Главе 4 определены радиосвойства АЯГ на больших красных смещениях ( $z > 3$ ) на основе квазиодновременных измерений на РАТАН-600. К настоящему времени отмечается дефицит радиоизмерений далеких объектов и наблюдательные данные, составившие основу представленных результатов, имеют тем самым большое значение. Преимуществом РАТАН-600 является его способность проводить мониторинговые наблюдения большого числа объектов (около ста источников в течение суток на Северном секторе). Тем самым открывается возможность получения долговременных кривых блеска в широком диапазоне частот. Это обстоятельство открывает естественную нишу РАТАН-600 в современной радиоастрономии и возможности радиотелескопа в этом направлении продемонстрированы на примере изучения наиболее далекого из открытых в настоящее время блазара на  $z = 6.1$ .

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработан метод определения спина СМЧД на основе гибридных моделей генерации релятивистских джетов. Данный метод применен для получения ограничений величины спина СМЧД в выборках далеких АЯГ на  $z > 4$  и радиогалактик FRI и FRII. Показано, что построенные диаграммы “масса–спин” могут быть использованы для исследования истории и характера аккреции на СМЧД.
2. Выполнены оценки величины магнитного поля в аккреционном диске и на горизонте событий СМЧД в выборках радиоквazarов и сейфертовских галактик 1 типа. Спины СМЧД в рассмотренных выборках определены независимыми методами, отличными от применявшегося нами в первой главе: XRS, TCF и методом радиационной эффективности с использованием спектрополяриметрических наблюдений. Это обстоятельство позволило показать, что предположение о равномерном распределении между плотностями энергии магнитного поля и аккрецирующего вещества является достаточно разумным. Найдено, что типичное значение магнитного поля  $B_H = 10^4$  Гс, это согласуется с оценками других авторов. Установлена обратная зависимость между величиной магнитного поля и массой СМЧД.
3. Представлены результаты исследования компактных внегалактических радиоисточников класса FR0 на основе систематических квазиодновременных измерений на РАТАН-600. Важность изучения источников данного класса обусловлена их численным доминированием среди радиообъектов в ближней Вселенной. Проведенные исследования позволили надежно установить основные свойства объектов в сантиметровом диапазоне, исследовать взаимосвязь с классом молодых компактных радиоисточников GPS.
4. Определены радиосвойства АЯГ на больших красных смещениях ( $z > 3$ ) на основе квазиодновременных измерений на РАТАН-600. К настоящему времени отмечается дефицит радиоизмерений далеких объектов и наблюдательные данные, составившие основу представленных ре-

зультатов, имеют тем самым большое значение. Преимуществом РАТАН-600 является его способность проводить мониторинговые наблюдения большого числа объектов (около ста источников в течение суток на Северном секторе). Тем самым открывается возможность получения долговременных кривых блеска в широком диапазоне частот. Это обстоятельство открывает естественную нишу РАТАН-600 в современной радиоастрономии и возможности радиотелескопа в этом направлении продемонстрированы на примере изучения наиболее далекого из открытых в настоящее время блазара на  $z = 6.1$ .

### Благодарности

Автор признателен первому научному руководителю **Гнедину Ю. Н.**, благодаря которому пришел в астрофизику. Автор благодарен своему научному руководителю **Пиотровичу М. Ю.**, под руководством которого данное диссертационное исследование было завершено. Без поддержки **Сотниковой Ю. В.** представленная работа была бы невозможна. Также автор выражает признательность коллективу радиоастрономического сектора за помощь в освоении методов подготовки наблюдений, калибровки и обработки данных измерений и бытовых вопросах.

**Список сокращений и условных обозначений**

- АЯГ** - Активные ядра галактик  
**СМЧД** - Сверхмассивная черная дыра  
**ISCO** - Inner Stable Circular Orbit  
**FR0** - Fanaroff-Riley Type 0  
**FRI** - Fanaroff-Riley Type I  
**FRII** - Fanaroff-Riley Type II  
**RG** - Radio Galaxy  
**RLQ** - Radio Loud Quasar  
**XRS** - X-Ray Reflection Spectroscopy  
**TCF** - Thermal Continuum Fitting  
**VLT** - Very Large Telescope  
**FWHM** - Full Width at Half Maximum  
**VLA** - Very Large Array  
**NVSS** - The NRAO VLA Sky Survey  
**FIRST** - Faint Images of the Radio Sky at Twenty-cm  
**VLASS** - Very Large Array Sky Survey  
**SDSS** - Sloan Digital Sky Survey  
**LEG** - Low-excitation galaxies  
**MPS** - Megahertz-Peaked Spectrum  
**GPS** - Gigahertz-Peaked Spectrum  
**HFP** - High Frequency Peaked  
**CSS** - Compact-Steep Spectrum  
**VLBI** - Very Long Baseline Interferometry  
**CATS** - Astrophysical CATalogs support System  
**FADPS** - Flexible Astronomical Data Processing System

## Список литературы

1. *Bardeen J. M., Press W. H., Teukolsky S. A.* Rotating Black Holes: Locally Nonrotating Frames, Energy Extraction, and Scalar Synchrotron Radiation // *ApJ*. — 1972. — Дек. — Т. 178. — С. 347—370. — DOI: [10.1086/151796](https://doi.org/10.1086/151796).
2. *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance. // *A&A*. — 1973. — Июнь. — Т. 500. — С. 33—51.
3. *Novikov I. D., Thorne K. S.* Astrophysics of black holes. // *Black Holes (Les Astres Occlus)*. — 01.1973. — С. 343—450.
4. *Brenneman L.* Measuring the Angular Momentum of Supermassive Black Holes. — 2013. — DOI: [10.1007/978-1-4614-7771-6](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-7771-6).
5. *Middleton M.* Black Hole Spin: Theory and Observation // *Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments*. Т. 440 / под ред. С. Bambi. — 01.2016. — С. 99. — (Astrophysics and Space Science Library). — DOI: [10.1007/978-3-662-52859-4\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-662-52859-4_3). — arXiv: [1507.06153](https://arxiv.org/abs/1507.06153) [[astro-ph.HE](#)].
6. *Reynolds C. S.* Observational Constraints on Black Hole Spin // *ARA&A*. — 2021. — Сент. — Т. 59. — DOI: [10.1146/annurev-astro-112420-035022](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-112420-035022). — arXiv: [2011.08948](https://arxiv.org/abs/2011.08948) [[astro-ph.HE](#)].
7. Active galactic nuclei at  $z \sim 1.5$  - III. Accretion discs and black hole spin / D. M. Capellupo [и др.] // *MNRAS*. — 2016. — Июль. — Т. 460, № 1. — С. 212—226. — DOI: [10.1093/mnras/stw937](https://doi.org/10.1093/mnras/stw937). — arXiv: [1604.05310](https://arxiv.org/abs/1604.05310) [[astro-ph.GA](#)].
8. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. // *MNRAS*. — 1977. — Май. — Т. 179. — С. 433—456. — DOI: [10.1093/mnras/179.3.433](https://doi.org/10.1093/mnras/179.3.433).
9. *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. // *MNRAS*. — 1982. — Июнь. — Т. 199. — С. 883—903. — DOI: [10.1093/mnras/199.4.883](https://doi.org/10.1093/mnras/199.4.883).

10. *Meier D. L.* A Magnetically Switched, Rotating Black Hole Model for the Production of Extragalactic Radio Jets and the Fanaroff and Riley Class Division // *ApJ*. — 1999. — Сент. — Т. 522, № 2. — С. 753–766. — DOI: [10.1086/307671](https://doi.org/10.1086/307671). — arXiv: [astro-ph/9810352](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9810352) [[astro-ph](#)].
11. *Daly R. A.* Bounds on Black Hole Spins // *ApJ*. — 2009. — Май. — Т. 696, № 1. — С. L32–L36. — DOI: [10.1088/0004-637X/696/1/L32](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/1/L32). — arXiv: [0903.4861](https://arxiv.org/abs/0903.4861) [[astro-ph.CO](#)].
12. *Garofalo D., Evans D. A., Sambruna R. M.* The evolution of radio-loud active galactic nuclei as a function of black hole spin // *MNRAS*. — 2010. — Авг. — Т. 406, № 2. — С. 975–986. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16797.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16797.x). — arXiv: [1004.1166](https://arxiv.org/abs/1004.1166) [[astro-ph.CO](#)].
13. *Baldi R. D., Capetti A., Giovannini G.* The new class of FR 0 radio galaxies // *Astronomische Nachrichten*. — 2016. — Февр. — Т. 337, № 1/2. — С. 114. — DOI: [10.1002/asna.201512275](https://doi.org/10.1002/asna.201512275). — arXiv: [1510.04272](https://arxiv.org/abs/1510.04272) [[astro-ph.GA](#)].
14. *Baldi R. D., Capetti A., Massaro F.* FR0CAT: a FIRST catalog of FR 0 radio galaxies // *A&A*. — 2018. — Янв. — Т. 609. — A1. — DOI: [10.1051/0004-6361/201731333](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731333). — arXiv: [1709.00015](https://arxiv.org/abs/1709.00015) [[astro-ph.GA](#)].
15. *Parijskij Y. N.* RATAN-600 - The world's biggest reflector at the 'cross roads' // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. — 1993. — Авг. — Т. 35, № 4. — С. 7–12. — DOI: [10.1109/74.229840](https://doi.org/10.1109/74.229840).
16. Gigahertz-peaked spectrum (GPS) galaxies and quasars / M. G. Mingaliev [и др.] // *Astrophysical Bulletin*. — 2013. — Июль. — Т. 68, № 3. — С. 262–272. — DOI: [10.1134/S1990341313030036](https://doi.org/10.1134/S1990341313030036).
17. Simultaneous spectra and radio properties of BL Lacs / M. Mingaliev [и др.] // *Astronomische Nachrichten*. — 2017. — Июль. — Т. 338, № 6. — С. 700–714. — DOI: [10.1002/asna.201713361](https://doi.org/10.1002/asna.201713361). — arXiv: [1707.07949](https://arxiv.org/abs/1707.07949) [[astro-ph.GA](#)].
18. On the nature of bright compact radio sources at  $z > 4.5$  / R. Coppejans [и др.] // *MNRAS*. — 2016. — Дек. — Т. 463, № 3. — С. 3260–3275. — DOI: [10.1093/mnras/stw2236](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2236). — arXiv: [1609.00575](https://arxiv.org/abs/1609.00575) [[astro-ph.GA](#)].

19. Radio spectra of bright compact sources at  $z > 4.5$  / R. Coppejans [и др.] // MNRAS. — 2017. — Май. — Т. 467, № 2. — С. 2039–2060. — DOI: [10.1093/mnras/stx215](https://doi.org/10.1093/mnras/stx215). — arXiv: [1701.06622](https://arxiv.org/abs/1701.06622) [[astro-ph.GA](#)].
20. Constraining the Radio-loud Fraction of Quasars at  $z > 5.5$  / E. Bañados [и др.] // ApJ. — 2015. — Май. — Т. 804, № 2. — С. 118. — DOI: [10.1088/0004-637X/804/2/118](https://doi.org/10.1088/0004-637X/804/2/118). — arXiv: [1503.04214](https://arxiv.org/abs/1503.04214) [[astro-ph.GA](#)].
21. The space density of  $z > 4$  blazars / A. Caccianiga [и др.] // MNRAS. — 2019. — Март. — Т. 484, № 1. — С. 204–217. — DOI: [10.1093/mnras/sty3526](https://doi.org/10.1093/mnras/sty3526). — arXiv: [1901.02910](https://arxiv.org/abs/1901.02910) [[astro-ph.GA](#)].
22. Constraining the Quasar Radio-loud Fraction at  $z \sim 6$  with Deep Radio Observations / Y. Liu [и др.] // ApJ. — 2021. — Февр. — Т. 908, № 2. — С. 124. — DOI: [10.3847/1538-4357/abd3a8](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd3a8). — arXiv: [2012.07301](https://arxiv.org/abs/2012.07301) [[astro-ph.GA](#)].
23. *Kormendy J., Ho L. C.* Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies // ARA&A. — 2013. — Август. — Т. 51, № 1. — С. 511–653. — DOI: [10.1146/annurev-astro-082708-101811](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101811). — arXiv: [1304.7762](https://arxiv.org/abs/1304.7762) [[astro-ph.CO](#)].
24. *Bentz M. C., Katz S.* The AGN Black Hole Mass Database // PASP. — 2015. — Янв. — Т. 127, № 947. — С. 67. — DOI: [10.1086/679601](https://doi.org/10.1086/679601). — arXiv: [1411.2596](https://arxiv.org/abs/1411.2596) [[astro-ph.GA](#)].
25. *Vestergaard M., Peterson B. M.* Determining Central Black Hole Masses in Distant Active Galaxies and Quasars. II. Improved Optical and UV Scaling Relationships // ApJ. — 2006. — Апрель. — Т. 641, № 2. — С. 689–709. — DOI: [10.1086/500572](https://doi.org/10.1086/500572). — arXiv: [astro-ph/0601303](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601303) [[astro-ph](#)].
26. Taking a Long Look: A Two-decade Reverberation Mapping Study of High-luminosity Quasars / S. Kaspi [и др.] // ApJ. — 2021. — Июль. — Т. 915, № 2. — С. 129. — DOI: [10.3847/1538-4357/ac00aa](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac00aa).
27. The variable iron K emission line in MCG-6-30-15 / K. Iwasawa [и др.] // MNRAS. — 1996. — Октябрь. — Т. 282, № 3. — С. 1038–1048. — DOI: [10.1093/mnras/282.3.1038](https://doi.org/10.1093/mnras/282.3.1038). — arXiv: [astro-ph/9606103](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9606103) [[astro-ph](#)].

28. The profile and equivalent width of the X-ray iron emission line from a disc around a Kerr black hole / Y. Dabrowski [и др.] // MNRAS. — 1997. — ИЮНЬ. — Т. 288, № 1. — С. L11—L15. — DOI: [10.1093/mnras/288.1.L11](https://doi.org/10.1093/mnras/288.1.L11). — arXiv: [astro-ph/9704177](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9704177) [[astro-ph](#)].
29. A new way to measure supermassive black hole spin in accretion disc-dominated active galaxies / C. Done [и др.] // MNRAS. — 2013. — СЕНТ. — Т. 434, № 3. — С. 1955—1963. — DOI: [10.1093/mnras/stt1138](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1138). — arXiv: [1306.4786](https://arxiv.org/abs/1306.4786) [[astro-ph.HE](#)].
30. *Reynolds C. S.* Measuring Black Hole Spin Using X-Ray Reflection Spectroscopy // Space Sci. Rev. — 2014. — СЕНТ. — Т. 183, № 1—4. — С. 277—294. — DOI: [10.1007/s11214-013-0006-6](https://doi.org/10.1007/s11214-013-0006-6). — arXiv: [1302.3260](https://arxiv.org/abs/1302.3260) [[astro-ph.HE](#)].
31. *Reynolds C. S.* Observing black holes spin // Nature Astronomy. — 2019. — ЯНВ. — Т. 3. — С. 41—47. — DOI: [10.1038/s41550-018-0665-z](https://doi.org/10.1038/s41550-018-0665-z). — arXiv: [1903.11704](https://arxiv.org/abs/1903.11704) [[astro-ph.HE](#)].
32. *Davis S. W., Laor A.* The Radiative Efficiency of Accretion Flows in Individual Active Galactic Nuclei // ApJ. — 2011. — ФЕВР. — Т. 728, № 2. — С. 98. — DOI: [10.1088/0004-637X/728/2/98](https://doi.org/10.1088/0004-637X/728/2/98). — arXiv: [1012.3213](https://arxiv.org/abs/1012.3213) [[astro-ph.CO](#)].
33. Determination of Supermassive Black Hole Spins Based on the Standard Shakura-Sunyaev Accretion Disk Model and Polarimetric Observations / V. L. Afanasiev [и др.] // Astronomy Letters. — 2018. — ИЮНЬ. — Т. 44, № 6. — С. 362—369. — DOI: [10.1134/S1063773718060014](https://doi.org/10.1134/S1063773718060014).
34. *Garofalo D.* The Spin Dependence of the Blandford-Znajek Effect // ApJ. — 2009. — ИЮЛЬ. — Т. 699, № 1. — С. 400—408. — DOI: [10.1088/0004-637X/699/1/400](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/1/400). — arXiv: [0904.3486](https://arxiv.org/abs/0904.3486) [[astro-ph.HE](#)].
35. *Daly R. A.* Estimates of black hole spin properties of 55 sources // MNRAS. — 2011. — ИЮНЬ. — Т. 414, № 2. — С. 1253—1262. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.18452.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18452.x). — arXiv: [1103.0940](https://arxiv.org/abs/1103.0940) [[astro-ph.CO](#)].
36. *Daly R. A., Sprinkle T. B.* Black hole spin properties of 130 AGN // MNRAS. — 2014. — МАРТ. — Т. 438, № 4. — С. 3233—3242. — DOI: [10.1093/mnras/stt2433](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2433). — arXiv: [1312.4862](https://arxiv.org/abs/1312.4862) [[astro-ph.CO](#)].

37. Spins of Supermassive Black Holes and the Magnetic Fields of Accretion Disks in Active Galactic Nuclei with Maser Emission / Y. N. Gnedin [и др.] // *Astrophysics*. — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 57, № 2. — С. 163—175. — DOI: [10.1007/s10511-014-9323-z](https://doi.org/10.1007/s10511-014-9323-z).
38. Dependence of the Spin of Supermassive Black Holes on the Eddington Factor for Accretion Disks in Active Galactic Nuclei / M. Y. Piotrovich [и др.] // *Astrophysics*. — 2016. — ДЕК. — Т. 59, № 4. — С. 439—448. — DOI: [10.1007/s10511-016-9447-4](https://doi.org/10.1007/s10511-016-9447-4).
39. *Moderski R., Sikora M., Lasota J. P.* On Black Hole Spins and Dichotomy of Quasars // *Relativistic Jets in AGNs* / под ред. M. Ostrowski [и др.]. — 01.1997. — С. 110—116. — arXiv: [astro-ph/9706263](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9706263) [[astro-ph](#)].
40. *Li L.-X.* Accretion Disk Torqued by a Black Hole // *ApJ*. — 2002. — Март. — Т. 567, № 1. — С. 463—476. — DOI: [10.1086/338486](https://doi.org/10.1086/338486). — arXiv: [astro-ph/0012469](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0012469) [[astro-ph](#)].
41. *Ma R.-Y., Yuan F., Wang D.-X.* Influence of the Magnetic Coupling Process on Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes // *ApJ*. — 2007. — ДЕК. — Т. 671, № 2. — С. 1981—1989. — DOI: [10.1086/522917](https://doi.org/10.1086/522917). — arXiv: [0706.0124](https://arxiv.org/abs/0706.0124) [[astro-ph](#)].
42. *Gnedin Y. N., Mikhailov A. G., Piotrovich M. Y.* The most distant quasar at  $z = 7.08$ : Probable retrograde rotation of an accreting supermassive black hole // *Astronomische Nachrichten*. — 2015. — АПР. — Т. 336, № 3. — С. 312. — DOI: [10.1002/asna.201412161](https://doi.org/10.1002/asna.201412161).
43. Criteria for retrograde rotation of accreting black holes / A. G. Mikhailov [и др.] // *MNRAS*. — 2018. — ИЮНЬ. — Т. 476, № 4. — С. 4872—4876. — DOI: [10.1093/mnras/sty643](https://doi.org/10.1093/mnras/sty643). — arXiv: [1803.03411](https://arxiv.org/abs/1803.03411) [[astro-ph.GA](#)].
44. *Merloni A., Heinz S.* Measuring the kinetic power of active galactic nuclei in the radio mode // *MNRAS*. — 2007. — ОКТ. — Т. 381, № 2. — С. 589—601. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.12253.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12253.x). — arXiv: [0707.3356](https://arxiv.org/abs/0707.3356) [[astro-ph](#)].
45. *Fanaroff B. L., Riley J. M.* The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity // *MNRAS*. — 1974. — МАЙ. — Т. 167. — 31P—36P. — DOI: [10.1093/mnras/167.1.31P](https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31P).

46. Constraining Jet Production Scenarios by Studies of Narrow-line Radio Galaxies / M. Sikora [и др.] // *ApJ*. — 2013. — Март. — Т. 765, № 1. — С. 62. — DOI: [10.1088/0004-637X/765/1/62](https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/1/62). — arXiv: [1210.2571](https://arxiv.org/abs/1210.2571) [[astro-ph.CO](#)].
47. Spitzer Mid-IR Spectroscopy of Powerful 2Jy and 3CRR Radio Galaxies. II. AGN Power Indicators and Unification / D. Dicken [и др.] // *ApJ*. — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 788, № 2. — С. 98. — DOI: [10.1088/0004-637X/788/2/98](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/2/98). — arXiv: [1405.0670](https://arxiv.org/abs/1405.0670) [[astro-ph.GA](#)].
48. *Netzer H.* Accretion and star formation rates in low-redshift type II active galactic nuclei // *MNRAS*. — 2009. — Ноябрь. — Т. 399, № 4. — С. 1907—1920. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.15434.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15434.x). — arXiv: [0907.3575](https://arxiv.org/abs/0907.3575) [[astro-ph.GA](#)].
49. *Daly R. A., Guerra E. J.* Quintessence, Cosmology, and Fanaroff-Riley Type IIb Radio Galaxies // *AJ*. — 2002. — Октябрь. — Т. 124, № 4. — С. 1831—1838. — DOI: [10.1086/342741](https://doi.org/10.1086/342741). — arXiv: [astro-ph/0209503](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209503) [[astro-ph](#)].
50. Investigation of the radio emission from active galactic nuclei: Determining the spin of a supermassive black hole / A. V. Ipatov [и др.] // *Astronomy Letters*. — 2014. — Апрель. — Т. 40, № 4. — С. 161—170. — DOI: [10.1134/S1063773714040021](https://doi.org/10.1134/S1063773714040021).
51. Episodic Random Accretion and the Cosmological Evolution of Supermassive Black Hole Spins / J.-M. Wang [и др.] // *ApJ*. — 2009. — ИЮНЬ. — Т. 697, № 2. — С. L141—L144. — DOI: [10.1088/0004-637X/697/2/L141](https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/L141). — arXiv: [0904.1896](https://arxiv.org/abs/0904.1896) [[astro-ph.GA](#)].
52. On the Orientation and Magnitude of the Black Hole Spin in Galactic Nuclei / M. Dotti [и др.] // *ApJ*. — 2013. — ЯНВ. — Т. 762, № 2. — С. 68. — DOI: [10.1088/0004-637X/762/2/68](https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/2/68). — arXiv: [1211.4871](https://arxiv.org/abs/1211.4871) [[astro-ph.CO](#)].
53. Aligning spinning black holes and accretion discs / A. R. King [и др.] // *MNRAS*. — 2005. — Октябрь. — Т. 363, № 1. — С. 49—56. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09378.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09378.x). — arXiv: [astro-ph/0507098](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507098) [[astro-ph](#)].
54. *Bertone S., Conselice C. J.* A comparison of galaxy merger history observations and predictions from semi-analytic models // *MNRAS*. —

2009. — Июль. — Т. 396, № 4. — С. 2345—2358. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.14916.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14916.x). — arXiv: [0904.2365](https://arxiv.org/abs/0904.2365) [[astro-ph.CO](#)].
55. *Chiba T., Yokoyama S.* Spin distribution of primordial black holes // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2017. — Август. — Т. 2017, № 8. — 083E01. — DOI: [10.1093/ptep/ptx087](https://doi.org/10.1093/ptep/ptx087). — arXiv: [1704.06573](https://arxiv.org/abs/1704.06573) [[gr-qc](#)].
56. Polarimetric differences between Schwarzschild and Kerr black holes in active galactic nuclei / N. A. Silant'ev [и др.] // Astronomy Reports. — 2011. — Август. — Т. 55, № 8. — С. 683—688. — DOI: [10.1134/S1063772911070079](https://doi.org/10.1134/S1063772911070079).
57. Discovery of a radio galaxy at  $z = 5.72$  / A. Saxena [и др.] // MNRAS. — 2018. — Октябрь. — Т. 480, № 2. — С. 2733—2742. — DOI: [10.1093/mnras/sty1996](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1996). — arXiv: [1806.01191](https://arxiv.org/abs/1806.01191) [[astro-ph.GA](#)].
58. Grand unification of AGN activity in the  $\Lambda$ CDM cosmology / N. Fanidakis [и др.] // MNRAS. — 2011. — Январь. — Т. 410, № 1. — С. 53—74. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.17427.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17427.x). — arXiv: [0911.1128](https://arxiv.org/abs/0911.1128) [[astro-ph.CO](#)].
59. The Evolution of Active Galactic Nuclei and their Spins / M. Volonteri [и др.] // ApJ. — 2013. — Октябрь. — Т. 775, № 2. — С. 94. — DOI: [10.1088/0004-637X/775/2/94](https://doi.org/10.1088/0004-637X/775/2/94). — arXiv: [1210.1025](https://arxiv.org/abs/1210.1025) [[astro-ph.HE](#)].
60. *Dubois Y., Volonteri M., Silk J.* Black hole evolution - III. Statistical properties of mass growth and spin evolution using large-scale hydrodynamical cosmological simulations // MNRAS. — 2014. — Май. — Т. 440, № 2. — С. 1590—1606. — DOI: [10.1093/mnras/stu373](https://doi.org/10.1093/mnras/stu373). — arXiv: [1304.4583](https://arxiv.org/abs/1304.4583) [[astro-ph.CO](#)].
61. Linking the Spin Evolution of Massive Black Holes to Galaxy Kinematics / A. Sesana [и др.] // ApJ. — 2014. — Октябрь. — Т. 794, № 2. — С. 104. — DOI: [10.1088/0004-637X/794/2/104](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/2/104). — arXiv: [1402.7088](https://arxiv.org/abs/1402.7088) [[astro-ph.CO](#)].
62. Black Hole Mass and Growth Rate at  $z \sim 4.8$ : A Short Episode of Fast Growth Followed by Short Duty Cycle Activity / B. Trakhtenbrot [и др.] // ApJ. — 2011. — Март. — Т. 730, № 1. — С. 7. — DOI: [10.1088/0004-637X/730/1/7](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/1/7). — arXiv: [1012.1871](https://arxiv.org/abs/1012.1871) [[astro-ph.CO](#)].

63. Local supermassive black holes, relics of active galactic nuclei and the X-ray background / A. Marconi [и др.] // MNRAS. — 2004. — Июнь. — Т. 351, № 1. — С. 169—185. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.07765.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07765.x). — arXiv: [astro-ph/0311619](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311619) [[astro-ph](#)].
64. *Daly R. A., Stout D. A., Mysliwiec J. N.* A Fundamental Line of Black Hole Activity // ApJ. — 2018. — Август. — Т. 863, № 2. — С. 117. — DOI: [10.3847/1538-4357/aad08b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad08b). — arXiv: [1606.01399](https://arxiv.org/abs/1606.01399) [[astro-ph.GA](#)].
65. The relation between accretion rate and jet power in X-ray luminous elliptical galaxies / S. W. Allen [и др.] // MNRAS. — 2006. — Октябрь. — Т. 372, № 1. — С. 21—30. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10778.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10778.x). — arXiv: [astro-ph/0602549](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602549) [[astro-ph](#)].
66. The Feedback-regulated Growth of Black Holes and Bulges through Gas Accretion and Starbursts in Cluster Central Dominant Galaxies / D. A. Rafferty [и др.] // ApJ. — 2006. — Ноябрь. — Т. 652, № 1. — С. 216—231. — DOI: [10.1086/507672](https://doi.org/10.1086/507672). — arXiv: [astro-ph/0605323](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0605323) [[astro-ph](#)].
67. Evidence for Non-evolving Fe II/Mg II Ratios in Rapidly Accreting  $z \sim 6$  QSOs / G. De Rosa [и др.] // ApJ. — 2011. — Октябрь. — Т. 739, № 2. — С. 56. — DOI: [10.1088/0004-637X/739/2/56](https://doi.org/10.1088/0004-637X/739/2/56). — arXiv: [1106.5501](https://arxiv.org/abs/1106.5501) [[astro-ph.CO](#)].
68. Black Hole Mass Estimates and Emission-line Properties of a Sample of Redshift  $z > 6.5$  Quasars / G. De Rosa [и др.] // ApJ. — 2014. — Август. — Т. 790, № 2. — С. 145. — DOI: [10.1088/0004-637X/790/2/145](https://doi.org/10.1088/0004-637X/790/2/145). — arXiv: [1311.3260](https://arxiv.org/abs/1311.3260) [[astro-ph.CO](#)].
69. Biases in Virial Black Hole Masses: An SDSS Perspective / Y. Shen [и др.] // ApJ. — 2008. — Июнь. — Т. 680, № 1. — С. 169—190. — DOI: [10.1086/587475](https://doi.org/10.1086/587475). — arXiv: [0709.3098](https://arxiv.org/abs/0709.3098) [[astro-ph](#)].
70. Physical Properties of 15 Quasars at  $z \gtrsim 6.5$  / C. Mazzucchelli [и др.] // ApJ. — 2017. — Ноябрь. — Т. 849, № 2. — С. 91. — DOI: [10.3847/1538-4357/aa9185](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9185). — arXiv: [1710.01251](https://arxiv.org/abs/1710.01251) [[astro-ph.GA](#)].
71. *Croston J. H., Ineson J., Hardcastle M. J.* Particle content, radio-galaxy morphology, and jet power: all radio-loud AGN are not equal // MNRAS. — 2018. — Май. — Т. 476, № 2. — С. 1614—1623. — DOI: [10.1093/mnras/sty274](https://doi.org/10.1093/mnras/sty274). — arXiv: [1801.10172](https://arxiv.org/abs/1801.10172) [[astro-ph.GA](#)].

72. *Foschini L.* Accretion and jet power in active galactic nuclei // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2011. — Ноябрь. — Т. 11, № 11. — С. 1266—1278. — DOI: [10.1088/1674-4527/11/11/003](https://doi.org/10.1088/1674-4527/11/11/003). — arXiv: [1106.5532](https://arxiv.org/abs/1106.5532) [[astro-ph.HE](#)].
73. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources. // ApJ. — 1979. — Август. — Т. 232. — С. 34—48. — DOI: [10.1086/157262](https://doi.org/10.1086/157262).
74. *Heinz S., Sunyaev R. A.* The non-linear dependence of flux on black hole mass and accretion rate in core-dominated jets // MNRAS. — 2003. — Август. — Т. 343, № 3. — С. L59—L64. — DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06918.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06918.x). — arXiv: [astro-ph/0305252](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305252) [[astro-ph](#)].
75. *Merloni A., Heinz S., di Matteo T.* A Fundamental Plane of black hole activity // MNRAS. — 2003. — Ноябрь. — Т. 345, № 4. — С. 1057—1076. — DOI: [10.1046/j.1365-2966.2003.07017.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-2966.2003.07017.x). — arXiv: [astro-ph/0305261](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305261) [[astro-ph](#)].
76. *Trakhtenbrot B., Volonteri M., Natarajan P.* On the Accretion Rates and Radiative Efficiencies of the Highest-redshift Quasars // ApJ. — 2017. — Февраль. — Т. 836, № 1. — С. L1. — DOI: [10.3847/2041-8213/836/1/L1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/836/1/L1). — arXiv: [1611.00772](https://arxiv.org/abs/1611.00772) [[astro-ph.GA](#)].
77. *Hawley J. F., Beckwith K., Krolik J. H.* General relativistic MHD simulations of black hole accretion disks and jets // Ap&SS. — 2007. — Октябрь. — Т. 311, № 1—3. — С. 117—125. — DOI: [10.1007/s10509-007-9559-8](https://doi.org/10.1007/s10509-007-9559-8).
78. *Li Y., Wang D. .-, Gan Z. .-* A simplified model of jet power from active galactic nuclei // A&A. — 2008. — Апрель. — Т. 482, № 1. — С. 1—8. — DOI: [10.1051/0004-6361:200809369](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809369). — arXiv: [0802.3504](https://arxiv.org/abs/0802.3504) [[astro-ph](#)].
79. *Godfrey L. E. H., Shabala S. S.* AGN Jet Kinetic Power and the Energy Budget of Radio Galaxy Lobes // ApJ. — 2013. — Апрель. — Т. 767, № 1. — С. 12. — DOI: [10.1088/0004-637X/767/1/12](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/12). — arXiv: [1301.3499](https://arxiv.org/abs/1301.3499) [[astro-ph.CO](#)].
80. *Wang D. X., Xiao K., Lei W. H.* Evolution characteristics of the central black hole of a magnetized accretion disc // MNRAS. — 2002. — Сентябрь. — Т. 335, № 3. — С. 655—664. — DOI: [10.1046/j.1365-8711.2002.05652.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05652.x). — arXiv: [astro-ph/0209368](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209368) [[astro-ph](#)].

81. Magnetic Coupling of a Rotating Black Hole with Its Surrounding Accretion Disk / D.-X. Wang [и др.] // *ApJ*. — 2003. — СЕНТ. — Т. 595, № 1. — С. 109—119. — DOI: [10.1086/377303](https://doi.org/10.1086/377303). — arXiv: [astro-ph/0306083](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306083) [[astro-ph](#)].
82. *Zhang W.-M., Lu Y., Zhang S.-N.* The Black Hole Mass and Magnetic Field Correlation in Active Galactic Nuclei // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*. — 2005. — ИЮНЬ. — Т. 5. — С. 347—352. — arXiv: [astro-ph/0501365](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501365) [[astro-ph](#)].
83. *Pariev V. I., Blackman E. G., Boldyrev S. A.* Extending the Shakura-Sunyaev approach to a strongly magnetized accretion disc model // *A&A*. — 2003. — АВГ. — Т. 407. — С. 403—421. — DOI: [10.1051/0004-6361:20030868](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030868). — arXiv: [astro-ph/0208400](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208400) [[astro-ph](#)].
84. Topology of magnetic field and polarization in accretion discs of AGN / Y. N. Gnedin [и др.] // *Ap&SS*. — 2012. — НОЯБ. — Т. 342, № 1. — С. 137—145. — DOI: [10.1007/s10509-012-1146-y](https://doi.org/10.1007/s10509-012-1146-y).
85. A highly magnetized twin-jet base pinpoints a supermassive black hole / A. .-. Baczko [и др.] // *A&A*. — 2016. — СЕНТ. — Т. 593. — А47. — DOI: [10.1051/0004-6361/201527951](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527951). — arXiv: [1605.07100](https://arxiv.org/abs/1605.07100) [[astro-ph.GA](#)].
86. *Brenneman L.* Measuring Supermassive Black Hole Spins in AGN // *Acta Polytechnica*. — 2013. — ЯНВ. — Т. 53. — С. 652.
87. Enhanced star formation in narrow-line Seyfert 1 active galactic nuclei revealed by Spitzer / E. Sani [и др.] // *MNRAS*. — 2010. — АПР. — Т. 403, № 3. — С. 1246—1260. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.16217.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16217.x). — arXiv: [0908.0280](https://arxiv.org/abs/0908.0280) [[astro-ph.CO](#)].
88. *Decarli R., Dotti M., Treves A.* Geometry and inclination of the broad-line region in blazars // *MNRAS*. — 2011. — МАЙ. — Т. 413, № 1. — С. 39—46. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.18102.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18102.x). — arXiv: [1011.5879](https://arxiv.org/abs/1011.5879) [[astro-ph.CO](#)].
89. The Low-luminosity End of the Radius-Luminosity Relationship for Active Galactic Nuclei / M. C. Bentz [и др.] // *ApJ*. — 2013. — АПР. — Т. 767, № 2. — С. 149. — DOI: [10.1088/0004-637X/767/2/149](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/2/149). — arXiv: [1303.1742](https://arxiv.org/abs/1303.1742) [[astro-ph.CO](#)].

90. *Feng H., Shen Y., Li H.* Single-epoch Black Hole Mass Estimators for Broad-line Active Galactic Nuclei: Recalibrating  $H\beta$  with a New Approach // *ApJ*. — 2014. — Окт. — Т. 794, № 1. — С. 77. — DOI: [10.1088/0004-637X/794/1/77](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/77). — arXiv: [1408.6952](https://arxiv.org/abs/1408.6952) [[astro-ph.GA](#)].
91. *Grupe D., Nousek J. A.* Is There a Connection between Broad Absorption Line Quasars and Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies? // *AJ*. — 2015. — Февр. — Т. 149, № 2. — С. 85. — DOI: [10.1088/0004-6256/149/2/85](https://doi.org/10.1088/0004-6256/149/2/85). — arXiv: [1412.8256](https://arxiv.org/abs/1412.8256) [[astro-ph.GA](#)].
92. The Structure of the Broad-line Region in Active Galactic Nuclei. II. Dynamical Modeling of Data From the AGN10 Reverberation Mapping Campaign / C. J. Grier [и др.] // *ApJ*. — 2017. — Ноябрь. — Т. 849, № 2. — С. 146. — DOI: [10.3847/1538-4357/aa901b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa901b). — arXiv: [1705.02346](https://arxiv.org/abs/1705.02346) [[astro-ph.GA](#)].
93. *Sheinis A. I., López-Sánchez Á. R.* Quasar Host Galaxies and the  $M_{SMBH}-\sigma_*$  Relation // *AJ*. — 2017. — Февр. — Т. 153, № 2. — С. 55. — DOI: [10.3847/1538-3881/153/2/55](https://doi.org/10.3847/1538-3881/153/2/55). — arXiv: [1612.00528](https://arxiv.org/abs/1612.00528) [[astro-ph.GA](#)].
94. Broad-line region structure and line profile variations in the changing look AGN HE 1136-2304 / W. Kollatschny [и др.] // *A&A*. — 2018. — Ноябрь. — Т. 619. — A168. — DOI: [10.1051/0004-6361/201833727](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833727). — arXiv: [1808.07331](https://arxiv.org/abs/1808.07331) [[astro-ph.GA](#)].
95. *Slone O., Netzer H.* The effects of disc winds on the spectrum and black hole growth rate of active galactic nuclei // *MNRAS*. — 2012. — Окт. — Т. 426, № 1. — С. 656–664. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.21699.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21699.x). — arXiv: [1207.7074](https://arxiv.org/abs/1207.7074) [[astro-ph.CO](#)].
96. *Laor A., Davis S. W.* Line-driven winds and the UV turnover in AGN accretion discs // *MNRAS*. — 2014. — Март. — Т. 438, № 4. — С. 3024–3038. — DOI: [10.1093/mnras/stt2408](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2408). — arXiv: [1312.3556](https://arxiv.org/abs/1312.3556) [[astro-ph.HE](#)].
97. Space Telescope and Optical Reverberation Mapping Project. II. Swift and HST Reverberation Mapping of the Accretion Disk of NGC 5548 / R. Edelson [и др.] // *ApJ*. — 2015. — Июнь. — Т. 806, № 1. — С. 129. — DOI: [10.1088/0004-637X/806/1/129](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/1/129). — arXiv: [1501.05951](https://arxiv.org/abs/1501.05951) [[astro-ph.GA](#)].

98. *Kokubo M.* Constraints on accretion disk size in the massive type 1 quasar PG 2308+098 from optical continuum reverberation lags // PASJ. — 2018. — ОКТ. — Т. 70, № 5. — С. 97. — DOI: [10.1093/pasj/psy096](https://doi.org/10.1093/pasj/psy096). — arXiv: [1807.11481](https://arxiv.org/abs/1807.11481) [[astro-ph.GA](#)].
99. Winds can ‘blow up’ AGN accretion disc sizes / M. Sun [и др.] // MNRAS. — 2019. — ЯНВ. — Т. 482, № 2. — С. 2788—2794. — DOI: [10.1093/mnras/sty2885](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2885). — arXiv: [1806.08575](https://arxiv.org/abs/1806.08575) [[astro-ph.GA](#)].
100. The Sloan Digital Sky Survey Reverberation Mapping Project: Accretion Disk Sizes from Continuum Lags / Y. Homayouni [и др.] // ApJ. — 2019. — АВГ. — Т. 880, № 2. — С. 126. — DOI: [10.3847/1538-4357/ab2638](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab2638). — arXiv: [1806.08360](https://arxiv.org/abs/1806.08360) [[astro-ph.GA](#)].
101. Quasar Accretion Disk Sizes from Continuum Reverberation Mapping in the DES Standard-star Fields / Z. Yu [и др.] // ApJS. — 2020. — ЯНВ. — Т. 246, № 1. — С. 16. — DOI: [10.3847/1538-4365/ab5e7a](https://doi.org/10.3847/1538-4365/ab5e7a). — arXiv: [1811.03638](https://arxiv.org/abs/1811.03638) [[astro-ph.GA](#)].
102. *Chandrasekhar S.* Radiative transfer. — 1950.
103. *Sobolev V. V.* A treatise on radiative transfer. — 1963.
104. Polarization of Radiation and Basic Parameters of the Circumnuclear Region of Active Galactic Nuclei / Y. N. Gnedin [и др.] // Astrophysics. — 2015. — Дек. — Т. 58, № 4. — С. 443—452. — DOI: [10.1007/s10511-015-9398-1](https://doi.org/10.1007/s10511-015-9398-1).
105. *Mikhailov A. G., Gnedin Y. N., Belonovsky A. V.* Determination of the Magnitude of the Spins of Supermassive Black Holes and the Magnetic Fields in Active Galactic Nuclei // Astrophysics. — 2015. — ИЮНЬ. — Т. 58, № 2. — С. 157—167. — DOI: [10.1007/s10511-015-9372-y](https://doi.org/10.1007/s10511-015-9372-y).
106. The NRAO VLA Sky Survey / J. J. Condon [и др.] // AJ. — 1998. — Май. — Т. 115, № 5. — С. 1693—1716. — DOI: [10.1086/300337](https://doi.org/10.1086/300337).
107. Supermassive Black Holes with High Accretion Rates in Active Galactic Nuclei. I. First Results from a New Reverberation Mapping Campaign / P. Du [и др.] // ApJ. — 2014. — Февр. — Т. 782, № 1. — С. 45. — DOI: [10.1088/0004-637X/782/1/45](https://doi.org/10.1088/0004-637X/782/1/45). — arXiv: [1310.4107](https://arxiv.org/abs/1310.4107) [[astro-ph.CO](#)].

108. *Gnedin Y. N.* Investigating supermassive black holes: a new method based on the polarimetric observations of active galactic nuclei // *Physics Uspekhi*. — 2013. — Июль. — Т. 56, № 7. — С. 709—714. — DOI: [10.3367/UFNe.0183.201307f.0747](https://doi.org/10.3367/UFNe.0183.201307f.0747).
109. *Daly R. A.* Black Hole Spin and Accretion Disk Magnetic Field Strength Estimates for More Than 750 Active Galactic Nuclei and Multiple Galactic Black Holes // *ApJ*. — 2019. — Ноябрь. — Т. 886, № 1. — С. 37. — DOI: [10.3847/1538-4357/ab35e6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab35e6). — arXiv: [1905.11319](https://arxiv.org/abs/1905.11319) [[astro-ph.HE](#)].
110. *Marin F.* Are there reliable methods to estimate the nuclear orientation of Seyfert galaxies? // *MNRAS*. — 2016. — Август. — Т. 460, № 4. — С. 3679—3705. — DOI: [10.1093/mnras/stw1131](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1131). — arXiv: [1605.02904](https://arxiv.org/abs/1605.02904) [[astro-ph.GA](#)].
111. *Ghisellini G.* Extragalactic relativistic jets // 25th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (Texas 2010). Т. 1381 / под ред. F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. M. Rieger. — 09.2011. — С. 180—198. — (American Institute of Physics Conference Series). — DOI: [10.1063/1.3635832](https://doi.org/10.1063/1.3635832). — arXiv: [1104.0006](https://arxiv.org/abs/1104.0006) [[astro-ph.CO](#)].
112. The local radio-galaxy population at 20 GHz / E. M. Sadler [и др.] // *MNRAS*. — 2014. — Февр. — Т. 438, № 1. — С. 796—824. — DOI: [10.1093/mnras/stt2239](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2239). — arXiv: [1304.0268](https://arxiv.org/abs/1304.0268) [[astro-ph.CO](#)].
113. *Baldi R. D., Capetti A., Giovannini G.* Pilot study of the radio-emitting AGN population: the emerging new class of FR 0 radio-galaxies // *A&A*. — 2015. — Апрель. — Т. 576. — A38. — DOI: [10.1051/0004-6361/201425426](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425426). — arXiv: [1502.00427](https://arxiv.org/abs/1502.00427) [[astro-ph.GA](#)].
114. *Cheng X. .-, An T.* Parsec-scale Radio Structure of 14 Fanaroff-Riley Type 0 Radio Galaxies // *ApJ*. — 2018. — Август. — Т. 863, № 2. — С. 155. — DOI: [10.3847/1538-4357/aad22c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad22c). — arXiv: [1807.02505](https://arxiv.org/abs/1807.02505) [[astro-ph.HE](#)].
115. *Baldi R. D., Capetti A., Giovannini G.* High-resolution VLA observations of FR0 radio galaxies: the properties and nature of compact radio sources // *MNRAS*. — 2019. — Январь. — Т. 482, № 2. — С. 2294—2304. — DOI: [10.1093/mnras/sty2703](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2703). — arXiv: [1810.01894](https://arxiv.org/abs/1810.01894) [[astro-ph.GA](#)].

116. *Capetti A., Massaro F., Baldi R. D.* Large-scale environment of FR 0 radio galaxies // *A&A*. — 2020. — ЯНВ. — Т. 633. — A161. — DOI: [10.1051/0004-6361/201935962](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935962). — arXiv: [2009.03330](https://arxiv.org/abs/2009.03330) [[astro-ph.GA](#)].
117. X-ray study of a sample of FR0 radio galaxies: unveiling the nature of the central engine / E. Torresi [и др.] // *MNRAS*. — 2018. — ИЮНЬ. — Т. 476, № 4. — С. 5535—5547. — DOI: [10.1093/mnras/sty520](https://doi.org/10.1093/mnras/sty520). — arXiv: [1802.08581](https://arxiv.org/abs/1802.08581) [[astro-ph.HE](#)].
118. *Verkhodanov O. V., Trushkin S. A., Chernenkov V. N.* Cats : a Database System of Astrophysical Catalogs // *Baltic Astronomy*. — 1997. — Март. — Т. 6. — С. 275—278. — DOI: [10.1515/astro-1997-0224](https://doi.org/10.1515/astro-1997-0224).
119. Current status of the CATS database. / O. V. Verkhodanov [и др.] // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*. — 2005. — Май. — Т. 58. — С. 118—129. — arXiv: [0705.2959](https://arxiv.org/abs/0705.2959) [[astro-ph](#)].
120. Automated system for reduction of observational data on RATAN-600 radio telescope / R. Y. Udovitskiy [и др.] // *Astrophysical Bulletin*. — 2016. — ОКТ. — Т. 71, № 4. — С. 496—505. — DOI: [10.1134/S1990341316040131](https://doi.org/10.1134/S1990341316040131).
121. *Verkhodanov O. V.* Multiwave Continuum Data Reduction at RATAN-600 // *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*. Т. 125 / под ред. G. Hunt, H. Payne. — 01.1997. — С. 46. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
122. The properties of extragalactic radio sources selected at 20GHz / E. M. Sadler [и др.] // *MNRAS*. — 2006. — СЕНТ. — Т. 371, № 2. — С. 898—914. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10729.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10729.x). — arXiv: [astro-ph/0603437](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603437) [[astro-ph](#)].
123. Multifrequency spectral analysis of extragalactic radio sources in the 33-GHz VSA catalogue: sources with flattening and upturn spectrum / M. Tucci [и др.] // *MNRAS*. — 2008. — Май. — Т. 386, № 3. — С. 1729—1738. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.13161.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13161.x). — arXiv: [0802.4397](https://arxiv.org/abs/0802.4397) [[astro-ph](#)].
124. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Williams P. J. S.* The Spectra of Radio Sources in the Revised 3c Catalogue // *ApJ*. — 1969. — ИЮЛЬ. — Т. 157. — С. 1. — DOI: [10.1086/150046](https://doi.org/10.1086/150046).

125. *Verkhodanov O. V., Kozlova D. D., Sotnikova Y. V.* Cosmological Evolution of Average Continuum Spectra of Radio Sources at  $Z > 2$  Redshifts // *Astrophysical Bulletin*. — 2018. — Окт. — Т. 73, № 4. — С. 393–400. — DOI: [10.1134/S1990341318040016](https://doi.org/10.1134/S1990341318040016).
126. *Kovalev Y. A., Kovalev Y. Y., Nizhelsky N. A.* Broad-Band Spectra Study of 213 VSOP 5-GHz Survey Sources // *PASJ*. — 2000. — Дек. — Т. 52. — С. 1027–L1036. — DOI: [10.1093/pasj/52.6.1027](https://doi.org/10.1093/pasj/52.6.1027).
127. *O’Dea C. P., Baum S. A., Stanghellini C.* What Are the Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources? // *ApJ*. — 1991. — Окт. — Т. 380. — С. 66. — DOI: [10.1086/170562](https://doi.org/10.1086/170562).
128. The low-frequency properties of FR 0 radio galaxies / A. Capetti [и др.] // *A&A*. — 2019. — Ноябрь. — Т. 631. — A176. — DOI: [10.1051/0004-6361/201936254](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936254). — arXiv: [1910.06618](https://arxiv.org/abs/1910.06618) [[astro-ph.GA](#)].
129. *Garofalo D., Singh C. B.* FR0 Radio Galaxies and Their Place in the Radio Morphology Classification // *ApJ*. — 2019. — Февр. — Т. 871, № 2. — С. 259. — DOI: [10.3847/1538-4357/aaf056](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf056). — arXiv: [1811.05383](https://arxiv.org/abs/1811.05383) [[astro-ph.HE](#)].
130. Radiative Efficiency and Content of Extragalactic Radio Sources: Toward a Universal Scaling Relation between Jet Power and Radio Power / L. Birzan [и др.] // *ApJ*. — 2008. — Окт. — Т. 686, № 2. — С. 859–880. — DOI: [10.1086/591416](https://doi.org/10.1086/591416). — arXiv: [0806.1929](https://arxiv.org/abs/0806.1929) [[astro-ph](#)].
131. *Mikhailov A. G., Sotnikova Y. V.* Radio Properties of FR0 Galaxies According to Multifrequency Measurements with RATAN-600 // *Astronomy Reports*. — 2021. — Апр. — Т. 65, № 4. — С. 233–245. — DOI: [10.1134/S1063772921040028](https://doi.org/10.1134/S1063772921040028).
132. *de Vries W. H., Barthel P. D., O’Dea C. P.* Radio spectra of Gigahertz Peaked Spectrum radio sources. // *A&A*. — 1997. — Май. — Т. 321. — С. 105–110.
133. Multifrequency Study of GHz-peaked Spectrum Sources / Y. V. Sotnikova [и др.] // *Astrophysical Bulletin*. — 2019. — Дек. — Т. 74, № 4. — С. 348–364. — DOI: [10.1134/S1990341319040023](https://doi.org/10.1134/S1990341319040023). — arXiv: [1911.12769](https://arxiv.org/abs/1911.12769) [[astro-ph.GA](#)].

134. *Marchã M. J. M., Caccianiga A.* The CLASS BL Lac sample: the radio luminosity function // MNRAS. — 2013. — Апр. — Т. 430, № 3. — С. 2464—2475. — DOI: [10.1093/mnras/stt065](https://doi.org/10.1093/mnras/stt065). — arXiv: [1301.6550](https://arxiv.org/abs/1301.6550) [[astro-ph.CO](#)].
135. *Grandi P., Capetti A., Baldi R. D.* Discovery of a Fanaroff-Riley type 0 radio galaxy emitting at  $\gamma$ -ray energies // MNRAS. — 2016. — Март. — Т. 457, № 1. — С. 2—8. — DOI: [10.1093/mnras/stv2846](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2846). — arXiv: [1512.01242](https://arxiv.org/abs/1512.01242) [[astro-ph.GA](#)].
136. High-energy neutrinos from FR0 radio galaxies? / F. Tavecchio [и др.] // MNRAS. — 2018. — Апр. — Т. 475, № 4. — С. 5529—5534. — DOI: [10.1093/mnras/sty251](https://doi.org/10.1093/mnras/sty251). — arXiv: [1711.03757](https://arxiv.org/abs/1711.03757) [[astro-ph.HE](#)].
137. The High Energy View of FR0 Radio Galaxies / R. D. Baldi [и др.] // Galaxies. — 2019. — Сент. — Т. 7, № 3. — С. 76. — DOI: [10.3390/galaxies7030076](https://doi.org/10.3390/galaxies7030076). — arXiv: [1909.04113](https://arxiv.org/abs/1909.04113) [[astro-ph.HE](#)].
138. *Urry C. M., Padovani P.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // PASP. — 1995. — Сент. — Т. 107. — С. 803. — DOI: [10.1086/133630](https://doi.org/10.1086/133630). — arXiv: [astro-ph/9506063](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9506063) [[astro-ph](#)].
139. Millimeter and Radio Observations of  $z \sim 6$  Quasars / R. Wang [и др.] // AJ. — 2007. — Авг. — Т. 134, № 2. — С. 617—627. — DOI: [10.1086/518867](https://doi.org/10.1086/518867). — arXiv: [0704.2053](https://arxiv.org/abs/0704.2053) [[astro-ph](#)].
140. The Highest Redshift Quasar at  $z = 7.085$ : A Radio-quiet Source / E. Momjian [и др.] // AJ. — 2014. — Янв. — Т. 147, № 1. — С. 6. — DOI: [10.1088/0004-6256/147/1/6](https://doi.org/10.1088/0004-6256/147/1/6). — arXiv: [1310.7960](https://arxiv.org/abs/1310.7960) [[astro-ph.CO](#)].
141. *Momjian E., Carilli C. L., McGreer I. D.* Very Large Array and Very Long Baseline Array Observations of the Highest Redshift Radio-Loud QSO J1427+3312 at  $Z = 6.12$  // AJ. — 2008. — Июль. — Т. 136, № 1. — С. 344—349. — DOI: [10.1088/0004-6256/136/1/344](https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/1/344). — arXiv: [0805.2897](https://arxiv.org/abs/0805.2897) [[astro-ph](#)].
142. High-resolution double morphology of the most distant known radio quasar at  $z = 6.12$  / S. Frey [и др.] // A&A. — 2008. — Июнь. — Т. 484, № 3. — С. L39—L42. — DOI: [10.1051/0004-6361:200810040](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810040). — arXiv: [0805.0474](https://arxiv.org/abs/0805.0474) [[astro-ph](#)].

143. High-resolution images of five radio quasars at early cosmological epochs / S. Frey [и др.] // *A&A*. — 2010. — Дек. — Т. 524. — A83. — DOI: [10.1051/0004-6361/201015554](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015554). — arXiv: [1009.5023](https://arxiv.org/abs/1009.5023) [[astro-ph.CO](#)].
144. *O’Dea C. P.* Do quasars with radio spectra peaked at gigahertz frequencies have extremely high redshifts? // *MNRAS*. — 1990. — Июль. — Т. 245. — 20P.
145. SDSS J114657.79+403708.6: the third most distant blazar at  $z = 5.0$ . / G. Ghisellini [и др.] // *MNRAS*. — 2014. — Май. — Т. 440. — С. L111—L115. — DOI: [10.1093/mnrasl/slu032](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slu032). — arXiv: [1402.4804](https://arxiv.org/abs/1402.4804) [[astro-ph.HE](#)].
146. SDSS J102623.61+254259.5: the second most distant blazar at  $z = 5.3$  / T. Sbarrato [и др.] // *MNRAS*. — 2012. — Окт. — Т. 426, № 1. — С. L91—L95. — DOI: [10.1111/j.1745-3933.2012.01332.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2012.01332.x). — arXiv: [1208.3467](https://arxiv.org/abs/1208.3467) [[astro-ph.CO](#)].
147. The first estimate of radio jet proper motion at  $z > 5$  / S. Frey [и др.] // *MNRAS*. — 2015. — Янв. — Т. 446, № 3. — С. 2921—2928. — DOI: [10.1093/mnras/stu2294](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2294). — arXiv: [1410.8101](https://arxiv.org/abs/1410.8101) [[astro-ph.GA](#)].
148. Q0906+6930: The Highest Redshift Blazar / R. W. Romani [и др.] // *ApJ*. — 2004. — Июль. — Т. 610, № 1. — С. L9—L11. — DOI: [10.1086/423201](https://doi.org/10.1086/423201). — arXiv: [astro-ph/0406252](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406252) [[astro-ph](#)].
149. The first blazar observed at  $z > 6$  / S. Belladitta [и др.] // *A&A*. — 2020. — Март. — Т. 635. — С. L7. — DOI: [10.1051/0004-6361/201937395](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937395). — arXiv: [2002.05178](https://arxiv.org/abs/2002.05178) [[astro-ph.CO](#)].
150. Parsec-scale properties of the radio brightest jetted AGN at  $z > 6$  / C. Spingola [и др.] // *A&A*. — 2020. — Нояб. — Т. 643. — С. L12. — DOI: [10.1051/0004-6361/202039458](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039458). — arXiv: [2010.11193](https://arxiv.org/abs/2010.11193) [[astro-ph.HE](#)].
151. Flux-density measurements of the high-redshift blazar PSO J047.4478+27.2992 at 4.7 and 8.2 GHz with RATAN-600 / T. Mufakharov [и др.] // *MNRAS*. — 2021. — Май. — Т. 503, № 3. — С. 4662—4666. — DOI: [10.1093/mnras/staa3688](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3688). — arXiv: [2011.12072](https://arxiv.org/abs/2011.12072) [[astro-ph.HE](#)].
152. Blazar candidates beyond redshift 4 observed with GROND / T. Sbarrato [и др.] // *MNRAS*. — 2013. — Авг. — Т. 433, № 3. — С. 2182—2193. — DOI: [10.1093/mnras/stt882](https://doi.org/10.1093/mnras/stt882). — arXiv: [1303.6951](https://arxiv.org/abs/1303.6951) [[astro-ph.CO](#)].

153. *Blumenthal G., Miley G.* Spectral index dependent properties of steep spectrum radio sources. // *A&A.* — 1979. — Ноябрь. — Т. 80. — С. 13–21.
154. *Tielens A. G. G. M., Miley G. K., Willis A. G.* Westerbork Observations of 4C Sources with Steep Radio Spectra // *A&AS.* — 1979. — Февр. — Т. 35. — С. 153.
155. *Laing R. A., Peacock J. A.* The relation between radio luminosity and spectrum for extended extragalactic radio sources. // *MNRAS.* — 1980. — Март. — Т. 190. — С. 903–924. — DOI: [10.1093/mnras/190.4.903](https://doi.org/10.1093/mnras/190.4.903).
156. A sample of 669 ultra steep spectrum radio sources to find high redshift radio galaxies / C. De Breuck [и др.] // *A&AS.* — 2000. — Апр. — Т. 143. — С. 303–333. — DOI: [10.1051/aas:2000181](https://doi.org/10.1051/aas:2000181). — arXiv: [astro-ph/0002297](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002297) [[astro-ph](#)].
157. A sample of 6C radio sources designed to find objects at redshift  $z > 4$  - II. Spectrophotometry and emission-line properties / M. J. Jarvis [и др.] // *MNRAS.* — 2001. — Окт. — Т. 326, № 4. — С. 1563–1584. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2001.04726.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2001.04726.x). — arXiv: [astro-ph/0106127](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106127) [[astro-ph](#)].
158. Multiwavelength characterization of faint ultra steep spectrum radio sources: A search for high-redshift radio galaxies / V. Singh [и др.] // *A&A.* — 2014. — Сент. — Т. 569. — A52. — DOI: [10.1051/0004-6361/201423644](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423644). — arXiv: [1405.1737](https://arxiv.org/abs/1405.1737) [[astro-ph.GA](#)].
159. The VLA-COSMOS Survey - V. 324 MHz continuum observations / V. Smolčić [и др.] // *MNRAS.* — 2014. — Сент. — Т. 443, № 3. — С. 2590–2598. — DOI: [10.1093/mnras/stu1331](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1331). — arXiv: [1407.4844](https://arxiv.org/abs/1407.4844) [[astro-ph.GA](#)].
160. The Discovery of a Highly Accreting, Radio-loud Quasar at  $z = 6.82$  / E. Bañados [и др.] // *ApJ.* — 2021. — Март. — Т. 909, № 1. — С. 80. — DOI: [10.3847/1538-4357/abe239](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abe239). — arXiv: [2103.03295](https://arxiv.org/abs/2103.03295) [[astro-ph.CO](#)].
161. High-redshift quasars at  $z \geq 3$  - I. Radio spectra / Y. Sotnikova [и др.] // *MNRAS.* — 2021. — Дек. — Т. 508, № 2. — С. 2798–2814. — DOI: [10.1093/mnras/stab2114](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2114). — arXiv: [2109.14029](https://arxiv.org/abs/2109.14029) [[astro-ph.GA](#)].
162. New insights on the  $z$ - $\alpha$  correlation from complete radio samples / L. M. Ker [и др.] // *MNRAS.* — 2012. — Март. — Т. 420, № 3. — С. 2644–2661. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.20235.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20235.x). — arXiv: [1111.5244](https://arxiv.org/abs/1111.5244) [[astro-ph.CO](#)].

163. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters / Planck Collaboration [и др.] // A&A. — 2016. — Сент. — Т. 594. — А13. — DOI: [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830). — arXiv: [1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589) [astro-ph.CO].
164. Radio detection of VIK J2318–3113, the most distant radio-loud quasar ( $z = 6.44$ ) / L. Ighina [и др.] // A&A. — 2021. — Март. — Т. 647. — С. L11. — DOI: [10.1051/0004-6361/202140362](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140362). — arXiv: [2101.11371](https://arxiv.org/abs/2101.11371) [astro-ph.GA].
165. *Bessell M. S.* UBVRI photometry II: the Cousins VRI system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry. // PASP. — 1979. — Окт. — Т. 91. — С. 589–607. — DOI: [10.1086/130542](https://doi.org/10.1086/130542).
166. Radio loudness along the quasar main sequence / V. Ganci [и др.] // A&A. — 2019. — Окт. — Т. 630. — А110. — DOI: [10.1051/0004-6361/201936270](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936270). — arXiv: [1908.07308](https://arxiv.org/abs/1908.07308) [astro-ph.GA].
167. Investigating the X-ray enhancements of highly radio-loud quasars at  $z > 4$  / S. F. Zhu [и др.] // MNRAS. — 2019. — Янв. — Т. 482, № 2. — С. 2016–2038. — DOI: [10.1093/mnras/sty2832](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2832). — arXiv: [1810.06572](https://arxiv.org/abs/1810.06572) [astro-ph.HE].
168. X-ray properties of  $z > 4$  blazars / L. Ighina [и др.] // MNRAS. — 2019. — Окт. — Т. 489, № 2. — С. 2732–2745. — DOI: [10.1093/mnras/stz2340](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2340). — arXiv: [1908.08084](https://arxiv.org/abs/1908.08084) [astro-ph.GA].
169. A Powerful Radio-loud Quasar at the End of Cosmic Reionization / E. Bañados [и др.] // ApJ. — 2018. — Июль. — Т. 861, № 2. — С. L14. — DOI: [10.3847/2041-8213/aac511](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aac511). — arXiv: [1807.02531](https://arxiv.org/abs/1807.02531) [astro-ph.GA].
170. *O’Dea C. P.* The Compact Steep-Spectrum and Gigahertz Peaked-Spectrum Radio Sources // PASP. — 1998. — Май. — Т. 110, № 747. — С. 493–532. — DOI: [10.1086/316162](https://doi.org/10.1086/316162).
171. Extragalactic Peaked-spectrum Radio Sources at Low Frequencies / J. R. Callingham [и др.] // ApJ. — 2017. — Февр. — Т. 836, № 2. — С. 174. — DOI: [10.3847/1538-4357/836/2/174](https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/2/174). — arXiv: [1701.02771](https://arxiv.org/abs/1701.02771) [astro-ph.GA].
172. *O’Dea C. P., Saikia D. J.* Compact steep-spectrum and peaked-spectrum radio sources // A&A Rev. — 2021. — Дек. — Т. 29, № 1. — С. 3. — DOI: [10.1007/s00159-021-00131-w](https://doi.org/10.1007/s00159-021-00131-w). — arXiv: [2009.02750](https://arxiv.org/abs/2009.02750) [astro-ph.GA].

173. Long term variability of gigahertz-peaked spectrum sources and candidates / I. Tornaiainen [и др.] // A&A. — 2005. — ИЮНЬ. — Т. 435, № 3. — С. 839—856. — DOI: [10.1051/0004-6361:20041886](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041886).
174. Multifrequency study of GHz-peaked spectrum sources and candidates with the RATAN-600 radio telescope / M. G. Mingaliev [и др.] // A&A. — 2012. — АВГ. — Т. 544. — А25. — DOI: [10.1051/0004-6361/201118506](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118506).
175. Planck early results. XIV. ERCSC validation and extreme radio sources / Planck Collaboration [и др.] // A&A. — 2011. — ДЕК. — Т. 536. — А14. — DOI: [10.1051/0004-6361/201116475](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116475). — arXiv: [1101.1721](https://arxiv.org/abs/1101.1721) [[astro-ph.CO](#)].
176. Megahertz peaked-spectrum sources in the Boötes field I - a route towards finding high-redshift AGN / R. Coppejans [и др.] // MNRAS. — 2015. — ИЮНЬ. — Т. 450, № 2. — С. 1477—1485. — DOI: [10.1093/mnras/stv681](https://doi.org/10.1093/mnras/stv681).
177. What are the megahertz peaked-spectrum sources? / R. Coppejans [и др.] // MNRAS. — 2016. — ИЮЛЬ. — Т. 459, № 3. — С. 2455—2471. — DOI: [10.1093/mnras/stw799](https://doi.org/10.1093/mnras/stw799). — arXiv: [1604.00171](https://arxiv.org/abs/1604.00171) [[astro-ph.GA](#)].
178. A survey of low-luminosity compact sources and its implication for the evolution of radio-loud active galactic nuclei - I. Radio data / M. Kunert-Bajraszewska [и др.] // MNRAS. — 2010. — НОЯБ. — Т. 408, № 4. — С. 2261—2278. — DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.17271.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17271.x). — arXiv: [1009.5235](https://arxiv.org/abs/1009.5235) [[astro-ph.CO](#)].
179. *Whitfield G. R.* The spectra of radio stars // MNRAS. — 1957. — ЯНВ. — Т. 117. — С. 680. — DOI: [10.1093/mnras/117.6.680](https://doi.org/10.1093/mnras/117.6.680).
180. *Verkhodanov O. V., Khabibullina M. L.* On the spectral index of distant radio galaxies // Astronomy Letters. — 2010. — ЯНВ. — Т. 36, № 1. — С. 7—13. — DOI: [10.1134/S1063773710010020](https://doi.org/10.1134/S1063773710010020). — arXiv: [1003.0577](https://arxiv.org/abs/1003.0577) [[astro-ph.CO](#)].
181. *Morabito L. K., Harwood J. J.* Investigating the cause of the  $\alpha$ -z relation // MNRAS. — 2018. — ОКТ. — Т. 480, № 2. — С. 2726—2732. — DOI: [10.1093/mnras/sty2019](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2019). — arXiv: [1807.09793](https://arxiv.org/abs/1807.09793) [[astro-ph.GA](#)].
182. VLA Observations of Objects in the Palomar Bright Quasar Survey / K. I. Kellermann [и др.] // AJ. — 1989. — ОКТ. — Т. 98. — С. 1195. — DOI: [10.1086/115207](https://doi.org/10.1086/115207).

183. Radio Properties of  $Z > 4$  Optically Selected Quasars / D. Stern [и др.] // *AJ*. — 2000. — Апр. — Т. 119, № 4. — С. 1526—1533. — DOI: [10.1086/301316](https://doi.org/10.1086/301316). — arXiv: [astro-ph/0001394](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001394) [[astro-ph](#)].
184. SRG/eROSITA uncovers the most X-ray luminous quasar at  $z > 6$  / P. Medvedev [и др.] // *MNRAS*. — 2020. — Сент. — Т. 497, № 2. — С. 1842—1850. — DOI: [10.1093/mnras/staa2051](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2051). — arXiv: [2007.04735](https://arxiv.org/abs/2007.04735) [[astro-ph.HE](#)].
185. The GMRT 150 MHz all-sky radio survey. First alternative data release TGSS ADR1 / H. T. Intema [и др.] // *A&A*. — 2017. — Февр. — Т. 598. — A78. — DOI: [10.1051/0004-6361/201628536](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628536). — arXiv: [1603.04368](https://arxiv.org/abs/1603.04368) [[astro-ph.CO](#)].
186. The Karl G. Jansky Very Large Array Sky Survey (VLASS). Science Case and Survey Design / M. Lacy [и др.] // *PASP*. — 2020. — Март. — Т. 132, № 1009. — С. 035001. — DOI: [10.1088/1538-3873/ab63eb](https://doi.org/10.1088/1538-3873/ab63eb). — arXiv: [1907.01981](https://arxiv.org/abs/1907.01981) [[astro-ph.IM](#)].
187. A Catalog of Very Large Array Sky Survey Epoch 1 Quick Look Components, Sources, and Host Identifications / Y. A. Gordon [и др.] // *Research Notes of the American Astronomical Society*. — 2020. — Окт. — Т. 4, № 10. — С. 175. — DOI: [10.3847/2515-5172/abbe23](https://doi.org/10.3847/2515-5172/abbe23).
188. Determination of the flux densities of radio sources on the set of broadband continuous-spectrum radiometers for the RATAN-600 radio telescope. / K. D. Aliakberov [и др.] // *Bulletin of the Special Astrophysics Observatory*. — 1985. — Янв. — Т. 19. — С. 59—65.
189. *Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A.* Pearson-Readhead Survey Sources: Properties of the Centimeter-Wavelength Flux and Polarization of a Complete Radio Sample // *ApJ*. — 1992. — Ноябрь. — Т. 399. — С. 16. — DOI: [10.1086/171898](https://doi.org/10.1086/171898).
190. On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies / S. Vaughan [и др.] // *MNRAS*. — 2003. — Ноябрь. — Т. 345, № 4. — С. 1271—1284. — DOI: [10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-2966.2003.07042.x). — arXiv: [astro-ph/0307420](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0307420) [[astro-ph](#)].
191. J0906+6930: a radio-loud quasar in the early Universe / Y. Zhang [и др.] // *MNRAS*. — 2017. — Июнь. — Т. 468, № 1. — С. 69—76. — DOI: [10.1093/mnras/stx392](https://doi.org/10.1093/mnras/stx392). — arXiv: [1702.03925](https://arxiv.org/abs/1702.03925) [[astro-ph.HE](#)].

192. High-resolution radio imaging of two luminous quasars beyond redshift 4.5 / S. Frey [и др.] // *A&A*. — 2018. — Окт. — Т. 618. — A68. — DOI: [10.1051/0004-6361/201832771](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832771). — arXiv: [1807.06837](https://arxiv.org/abs/1807.06837) [[astro-ph.GA](#)].
193. Evolving parsec-scale radio structure in the most distant blazar known / T. An [и др.] // *Nature Communications*. — 2020. — Янв. — Т. 11. — С. 143. — DOI: [10.1038/s41467-019-14093-2](https://doi.org/10.1038/s41467-019-14093-2). — arXiv: [2001.02809](https://arxiv.org/abs/2001.02809) [[astro-ph.GA](#)].
194. The CATS Database to Operate with Astrophysical Catalogs / O. V. Verkhodanov [и др.] // *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*. Т. 125 / под ред. G. Hunt, H. Payne. — 01.1997. — С. 322. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series). — arXiv: [astro - ph / 9610262](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9610262) [[astro-ph](#)].
195. CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources / S. E. Healey [и др.] // *ApJS*. — 2007. — Июль. — Т.171, № 1. — С. 61—71. — DOI: [10.1086/513742](https://doi.org/10.1086/513742). — arXiv: [astro-ph/0702346](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702346) [[astro-ph](#)].
196. The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees < declination < 71.5 degrees at 365 MHz / J. N. Douglas [и др.] // *AJ*. — 1996. — Май. — Т. 111. — С. 1945. — DOI: [10.1086/117932](https://doi.org/10.1086/117932).
197. *Gregory P. C., Condon J. J.* The 87GB Catalog of Radio Sources Covering 0 degrees < delta < +75 degrees at 4.85 GHz // *ApJS*. — 1991. — Апр. — Т. 75. — С. 1011. — DOI: [10.1086/191559](https://doi.org/10.1086/191559).
198. The GB6 Catalog of Radio Sources / P. C. Gregory [и др.] // *ApJS*. — 1996. — Апр. — Т. 103. — С. 427. — DOI: [10.1086/192282](https://doi.org/10.1086/192282).
199. A Catalog of 1.4 GHz Radio Sources from the FIRST Survey / R. L. White [и др.] // *ApJ*. — 1997. — Февр. — Т. 475, № 2. — С. 479—493. — DOI: [10.1086/303564](https://doi.org/10.1086/303564).
200. The Westerbork Northern Sky Survey (WENSS), I. A 570 square degree Mini-Survey around the North Ecliptic Pole / R. B. Rengelink [и др.] // *A&AS*. — 1997. — Авг. — Т. 124. — С. 259—280. — DOI: [10.1051/aas:1997358](https://doi.org/10.1051/aas:1997358).
201. The Cosmic Lens All-Sky Survey - I. Source selection and observations / S. T. Myers [и др.] // *MNRAS*. — 2003. — Май. — Т. 341, № 1. — С. 1—12. — DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06256.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06256.x). — arXiv: [astro-ph/0211073](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211073) [[astro-ph](#)].

202. Broad-band Radio Spectra Variability of 550 AGN in 1997-2001 / Y. Y. Kovalev [и др.] // PASA. — 2002. — Янв. — Т. 19, № 1. — С. 83–87. — DOI: [10.1071/AS01109](https://doi.org/10.1071/AS01109).
203. Prevalence of radio jets associated with galactic outflows and feedback from quasars / M. E. Jarvis [и др.] // MNRAS. — 2019. — Май. — Т. 485, № 2. — С. 2710–2730. — DOI: [10.1093/mnras/stz556](https://doi.org/10.1093/mnras/stz556). — arXiv: [1902.07727](https://arxiv.org/abs/1902.07727) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
204. NuSTAR Detection of the Blazar B2 1023+25 at Redshift 5.3 / T. Sbarrato [и др.] // ApJ. — 2013. — Нояб. — Т. 777, № 2. — С. 147. — DOI: [10.1088/0004-637X/777/2/147](https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/2/147). — arXiv: [1309.3280](https://arxiv.org/abs/1309.3280) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].

## Список рисунков

1.1	а) Геометрия XRS метода; б) профиль линии железа 6.4 кэВ в зависимости от спина черной дыры. Рисунок приведен в иллюстративных целях. . . . .	16
1.2	а) Зависимость функции $F(a)$ от спина; б) Зависимость функции $X(a)$ от спина. . . . .	21
1.3	Зависимость спина от массы для FRI с $z$ до 0.4. . . . .	25
1.4	Зависимость спина от массы для FRII с $z$ до 0.4. . . . .	25
1.5	Зависимость спина от массы для RG FRII с $z$ до 1.8. . . . .	26
1.6	Зависимость спина от массы для RLQ FRII с $z$ до 2. . . . .	26
1.7	Зависимость массы СМЧД от красного смещения для радиогалактик FRI и FRII из выборки [46] (слева) и FRII из выборки [36] (справа). . . . .	29
1.8	Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \approx 4.8$ . Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT. . . . .	37
1.9	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. . . . .	40
1.10	Диаграмма “масса–спин” для СМЧД в АЯГ с красным смещением $z \geq 6.5$ . Звездочки соответствуют расчетам в модели Мейера, треугольники — в модели FT. . . . .	41
1.11	Влияние эмпирических соотношений на результаты расчета спина. Треугольники соответствуют вычислению мощности джета с помощью соотношения (1.7), звездочки — с помощью соотношений (1.11)—(1.13). Слева приведены расчеты в модели Мейера, справа — в модели FT. Расчеты выполнены для выборки из [62]. . . . .	44

1.12	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 [76]. . . . .	45
2.1	Взаимосвязь магнитного поля $B$ и поляризации $P$ при различных значениях спина $a$ и фиксированных значениях $FWHM$ и $k$ . . . . .	58
2.2	Зависимость магнитного поля $B$ от поляризации $P$ при различных значениях $FWHM$ и фиксированных значениях $a$ и $k$ . . . . .	59
2.3	Взаимосвязь магнитного поля $B$ и поляризации $P$ при различных значениях параметра $k$ и фиксированных значениях $FWHM$ и $a$ . . . . .	59
2.4	Гистограмма числа СМЧД в АЯГ в зависимости от величины магнитного поля на горизонте событий $B_H$ . Объекты из выборки 1 показаны редкой штриховкой, объекты из выборки 2 показаны сплошной штриховкой. . . . .	61
2.5	Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от массы СМЧД. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2. . . . .	62
2.6	Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от эддингтоновского отношения. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2. . . . .	63
2.7	Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от спина СМЧД. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2. . . . .	63
2.8	Зависимость величины магнитного поля на горизонте событий от коэффициента радиационной эффективности СМЧД. Черными квадратиками обозначены объекты из выборки 1, белыми кружками — объекты из выборки 2. . . . .	64
3.1	Распределение радиосветимости на 4.7 ГГц. . . . .	73
3.2	Распределение параметра доминирования радиоядра. . . . .	73

3.3	Распределение спектральных индексов по частотным диапазонам.	76
3.4	Средний спектр FR0 по данным РАТАН-600. . . . .	76
3.5	Ширина квазиодновременного спектра по данным РАТАН-600. . .	78
3.6	Квазиодновременные спектры, измеренные на РАТАН-600 (слева) и широкодиапазонные радиоспектры (справа). . . . .	86
4.1	Средние спектры источников, нормированные на максимальную плотность потока. Цветные линии обозначают бины (с шагом $\Delta z = 0.1$ ) в интервале красных смещений $z = 3.0 - 3.8$ , а соответствующие полосы представляют неопределенности в пределах $3\sigma$ . Черная линия — средний спектр всех источников на $z = 3.0 - 3.8$ . . . . .	93
4.2	График $z - \alpha$ для низких и высоких частот. Закрашенные символы обозначают медианные значения спектральных индексов для красных смещений от 3.0 до 4.2 с шагом 0.1. . . . .	94
4.3	Распределение радиосветимости. . . . .	95
4.4	Взаимосвязь между красным смещением и светимостью. Выборка далеких блазаров из [20] показана красными кружками, а другие пять далеких квазаров из литературы отмечены красными звездочками. . . . .	96
4.5	Распределение радиогромкости. . . . .	97
4.6	Взаимосвязь между красным смещением и радиогромкостью. Выборка далеких блазаров из [168] показана красными кружками, а другие пять далеких квазаров из литературы отмечены красными звездочками. . . . .	98
4.7	Кривая блеска блазара PSO J0309+2717 на частоте 4.7 ГГц, измеренная для трех эпох наблюдений с мая по сентябрь 2020. . .	104
4.8	Радиоспектр блазара PSO J0309+2717, построенный с использованием литературных данных на 0.147, 1.4 и 3 ГГц и одновременных измерений РАТАН-600 на 4.7/8.2 ГГц. . . . .	105
4.9	Радиоспектры трех наиболее далеких блазаров на красных смещениях 5.47, 5.38 и 5.28. Синие точки обозначают литературные данные, красные — измерения РАТАН-600. . . . .	107
Б.1	Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик. . . .	150

Б.2	Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик. . . .	151
Б.3	Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик. . . .	152

## Список таблиц

1	Сравнение ограничений спина, полученных методом XRS и в рамках нашего подхода с использованием гибридных моделей. . . . .	22
2	Возможные решения относительно спина . . . . .	24
3	Нижние ограничения величины спина для объектов из [62]. . . . .	36
4	Нижние ограничения величины спина для объектов из [67; 68]. . . . .	39
5	Нижние ограничения величины спина для объектов из [70]. . . . .	41
6	Магнитные поля в диске и на горизонте СМЧД в радиокваразах из работы [78]. . . . .	52
7	Результаты оценки магнитных полей на горизонте событий для 36 АЯГ 1 типа. Параметры $a$ , $i$ , $l_E$ , $\varepsilon$ , $M_{BH}$ для объектов взяты из работы [33] (Табл.2). $FWHM$ выражено в км/с, $B_H$ в гауссах. . . . .	60
8	Результаты оценки магнитных полей на горизонте событий для объектов у которых величина спина определена методом анализа рентгеновских спектров (выборка 2). . . . .	65
9	Основные статистические свойства выборок. "mean" - среднее значение, "median" - медианное значение, "sd" - стандартное отклонение . . . . .	66
10	Выборка радиогалактик FR0. . . . .	71
11	Типы квазисовременных спектров радиогалактик FR0. . . . .	75
12	Статистика спектральных индексов. . . . .	75
13	Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLA. . . . .	80
14	Отношения плотностей потоков на частотах РАТАН-600 и VLBI. . . . .	81
15	Радиогалактики FR0 с пиком на спектре. . . . .	84
16	Сравнение спектральных индексов квазаров с признаками классического GPS в различных выборках: $\alpha_{below}$ и $\alpha_{high}$ — медианные спектральные индексы выше и ниже частоты пика, соответственно. . . . .	99

- 17 Параметры радиометров континуума:  $f_0$  - центральная частота,  $\Delta f_0$  - ширина полосы,  $\Delta S$  - чувствительность по спектральной плотности потока на единицу элемента углового разрешения,  $FWHM_{RA \times Dec}$  - угловое разрешение по прямому восхождению и склонению, вычисленное для  $\delta = 27^\circ$ . . . . . 102
- 18 Измеренные плотности потока для PSO J0309+2717 в различные эпохи. Обозначения колонок: (1) эпоха в юлианских днях; (2), (4) число наблюдений; (3), (5) измеренные плотности потока на 4.7 и 8.2 ГГц. . . . . 103
- 19 Радиосвойства четырех наиболее далеких квазаров, известных в настоящее время. Обозначения колонок: (1) имя объекта; (2) красное смещение; (3), (4) частота пика в радиоспектре в системах наблюдателя и источника; (5) тип радиоспектра; (6), (7) спектральный индекс ниже и выше частоты пика; (8) плотность потока на 4.7 ГГц; (9) радиосветимость на 4.7 ГГц. . . 107
- 20 Новые измерения плотностей потоков на РАТАН-600 для J1026+2542 в период 2017-2019 и для J1648+4603 в августе 2020. Плотности потока приведены в мЯн. . . . . 109

## Приложение А

**Результаты измерений спектральных плотностей потока  
радиогалактик FR0**

объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J0115+00	2458907	-	-	16	4	22	4	44	10	82	10
	2458972	-	-	27	10	32	10	36	5	-	-
	2459086	-	-	20	5	27	5	43	10	-	-
	2459133	-	-	24	10	-	-	50	10	-	-
	2459266	-	-	40	10	41	10	46	10	-	-
	2459385	-	-	17	4	30	10	47	10	-	-
	2459489	-	-	24	10	35	10	38	5	-	-
	2459514	-	-	20	5	20	4	45	10	-	-
	2459622	-	-	-	-	30	10	31	5	-	-
J0151-08	2458906	-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
	2459086	-	-	-	-	-	-	18	3	-	-
	2459135	-	-	-	-	-	-	18	3	-	-
	2459269	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459306	-	-	-	-	-	-	15	3	-	-
	2459342	-	-	-	-	-	-	12	2	-	-
	2459388	-	-	-	-	-	-	23	4	-	-
	2459485	-	-	-	-	13	3	17	3	-	-
	2459514	-	-	-	-	-	-	15	3	-	-
J0807+14	2458906	-	-	15	4	39	10	23	4	-	-
	2458983	-	-	25	10	-	-	27	4	-	-
	2459086	-	-	21	5	15	3	23	4	-	-
	2459135	-	-	-	-	30	10	29	4	-	-
	2459266	-	-	31	10	-	-	27	4	-	-
	2459315	-	-	21	5	23	4	20	3	-	-
	2459346	-	-	26	10	52	10	23	4	-	-
	2459386	-	-	14	4	33	10	35	5	-	-
	2459489	-	-	23	10	20	4	29	4	-	-
J0906+41	2459514	-	-	14	4	44	10	27	4	-	-
	2459628	-	-	20	5	24	5	30	4	-	-
	2458903	91	10	101	10	98	10	78	10	-	-
	2458965	-	-	119	10	113	10	90	10	-	-
	2459083	93	10	104	10	96	10	86	10	-	-
	2459135	-	-	84	10	90	10	71	10	-	-
	2459266	-	-	103	10	106	10	89	10	-	-
	2459328	-	-	81	10	143	10	85	10	-	-
	2459384	-	-	105	10	111	10	101	10	-	-
J0907+32	2459481	-	-	96	10	82	10	79	10	-	-
	2459622	-	-	109	10	123	10	94	10	-	-
	2458975	-	-	-	-	20	4	20	3	-	-
	2459312	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459514	-	-	-	-	34	10	14	3	-	-

*продолжение следует*

<i>(продолжение)</i>											
объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J0909+19	2458907	84	10	83	10	126	10	160	10	115	10
	2458969	-	-	115	10	172	10	157	10	-	-
	2459090	97	10	59	10	119	10	154	10	-	-
	2459137	-	-	65	10	93	10	140	10	-	-
	2459306	-	-	61	10	101	10	138	10	-	-
	2459339	-	-	73	10	157	10	139	10	66	10
	2459387	-	-	81	10	96	10	134	10	165	10
	2459493	-	-	74	10	95	10	132	10	92	10
	2459628	-	-	82	10	97	10	124	10	-	-
J0910+18	2458980	-	-	17	4	25	5	38	5	84	10
	2459133	-	-	-	-	23	4	35	5	-	-
	2459319	-	-	-	-	25	5	29	4	-	-
	2459344	-	-	-	-	-	-	29	4	-	-
	2459520	-	-	-	-	24	5	26	4	-	-
J0930+34	2458975	-	-	-	-	19	4	21	4	-	-
	2459083	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459136	-	-	-	-	-	-	13	3	-	-
	2459266	-	-	-	-	-	-	20	3	-	-
	2459316	-	-	-	-	-	-	14	3	-	-
	2459343	-	-	-	-	-	-	22	4	-	-
	2459386	-	-	-	-	-	-	25	4	-	-
	2459491	-	-	24	10	31	10	23	4	-	-
	2459514	-	-	-	-	17	4	19	3	-	-
J0933+10	2459622	-	-	22	10	14	3	20	3	-	-
	2458905	-	-	18	4	52	10	48	10	105	10
	2458974	-	-	33	10	38	10	44	10	-	-
	2459090	-	-	14	4	46	10	40	10	-	-
	2459134	-	-	-	-	-	-	38	5	-	-
	2459271	-	-	-	-	35	10	42	10	-	-
	2459320	-	-	18	4	-	-	50	10	-	-
	2459345	-	-	-	-	-	-	58	10	-	-
	2459473	-	-	23	10	28	10	36	5	-	-
J0943+36	2459629	-	-	15	4	26	5	45	10	-	-
	2458907	192	20	294	30	332	20	278	20	233	20
	2458978	167	20	299	30	337	30	295	20	176	10
	2459083	116	20	263	30	324	20	250	10	245	20
	2459136	174	20	259	30	277	20	290	20	-	-
	2459265	164	20	278	30	297	20	272	20	222	10
	2459316	122	20	261	30	263	20	274	20	192	10
	2459345	119	20	256	30	321	20	259	20	190	10
	2459385	-	-	215	20	268	20	237	10	214	10
J1025+10	2459489	120	20	216	20	279	20	261	20	-	-
	2459514	-	-	221	20	275	20	259	20	-	-
	2459628	-	-	271	30	310	20	256	20	133	10
	2458906	70	10	59	10	99	10	116	10	169	10
	2459082	-	-	51	10	89	10	100	10	-	-
	2459135	-	-	56	10	81	10	107	10	115	10
2459266	-	-	69	10	73	10	110	10	142	10	
2459312	-	-	66	10	76	10	112	10	83	10	
2459346	-	-	62	10	50	10	106	10	-	-	

*продолжение следует*

<i>(продолжение)</i>											
объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J1037+43	2459382	-	-	55	10	84	10	114	10	-	-
	2459474	-	-	50	10	61	10	104	10	-	-
	2459521	-	-	45	10	74	10	106	10	-	-
	2459622	-	-	48	10	61	10	94	10	121	10
	2458906	160	20	67	10	63	10	69	10	-	-
	2458969	-	-	69	10	72	10	81	10	-	-
	2459090	-	-	81	10	66	10	90	10	-	-
	2459132	-	-	91	10	63	10	78	10	-	-
	2459306	-	-	52	10	67	10	81	10	-	-
	2459339	-	-	60	10	68	10	80	10	113	10
J1040+09	2459394	-	-	67	10	81	10	91	10	-	-
	2459479	-	-	46	10	81	10	73	10	-	-
	2459628	-	-	60	10	79	10	78	10	-	-
	2458975	-	-	25	10	27	5	31	5	-	-
	2459133	-	-	-	-	34	10	31	5	-	-
	2459266	-	-	-	-	-	-	24	4	-	-
	2459385	-	-	-	-	-	-	37	5	-	-
	2459514	-	-	-	-	19	4	34	5	-	-
	2459086	-	-	28	10	24	5	27	4	-	-
	2459135	-	-	63	10	-	-	-	-	-	-
J1044+43	2459312	-	-	-	-	32	10	22	4	-	-
	2459345	-	-	-	-	-	-	40	10	-	-
	2459471	-	-	-	-	-	-	11	2	-	-
	2459622	-	-	17	4	21	4	23	4	-	-
	2458982	-	-	30	10	31	10	29	4	-	-
	2459136	-	-	23	10	36	10	32	5	-	-
	2459320	-	-	-	-	-	-	25	4	-	-
	2459345	-	-	30	10	-	-	25	4	-	-
	2459488	-	-	-	-	-	-	29	4	-	-
	2458907	-	-	-	-	13	3	16	3	-	-
J1048+04	2459086	-	-	24	10	24	5	15	3	-	-
	2459134	-	-	-	-	-	-	21	4	-	-
	2459270	-	-	-	-	-	-	21	4	-	-
	2459313	-	-	19	5	-	-	27	4	-	-
	2459343	-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
	2459386	-	-	-	-	-	-	32	5	-	-
	2459479	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459515	-	-	-	-	-	-	21	4	-	-
	2459624	-	-	15	4	13	3	24	4	-	-
	2458906	144	20	118	10	104	10	77	10	191	10
J1057+40	2458968	-	-	135	10	121	10	92	10	-	-
	2459083	40	10	90	10	117	10	77	10	-	-
	2459135	63	10	88	10	102	10	78	10	-	-
	2459267	134	20	126	10	124	10	91	10	-	-
	2459316	95	10	99	10	116	10	89	10	71	10
	2459343	-	-	125	10	161	10	101	10	-	-
	2459385	170	20	112	10	136	10	88	10	-	-
	2459483	-	-	116	10	113	10	85	10	-	-
	2459624	-	-	128	10	114	10	93	10	-	-
	2458904	-	-	42	10	60	10	49	10	-	-
J1111+28											
J1116+29											

*продолжение следует*

(продолжение)											
объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J1142+26	2458979	-	-	47	10	50	10	57	10	-	-
	2459090	-	-	30	10	64	10	52	10	-	-
	2459134	-	-	-	-	47	10	59	10	-	-
	2459307	-	-	30	10	53	10	38	5	-	-
	2459339	-	-	44	10	72	10	60	10	-	-
	2459390	-	-	59	10	64	10	65	10	-	-
	2459515	-	-	33	10	43	10	62	10	-	-
	2459636	-	-	41	10	82	10	60	10	-	-
	2458905	-	-	25	10	21	4	42	10	-	-
	2459082	-	-	20	5	42	10	50	10	-	-
	2459133	-	-	36	10	34	10	30	4	-	-
	2459270	-	-	36	10	36	10	41	10	61	10
	2459385	-	-	28	10	23	4	44	10	-	-
J1148+37	2459490	-	-	30	10	-	-	37	5	-	-
	2459515	-	-	34	10	38	10	43	10	-	-
	2458904	112	20	23	10	26	5	30	4	-	-
	2459090	-	-	22	10	32	10	-	-	-	-
	2459135	-	-	31	10	-	-	25	4	-	-
	2459307	-	-	27	10	31	10	32	5	-	-
	2459343	-	-	-	-	21	4	26	4	-	-
	2459471	-	-	44	10	36	10	20	3	-	-
	2459629	-	-	28	10	34	10	29	4	-	-
	2458906	-	-	43	10	72	10	54	10	-	-
	2458975	-	-	62	10	60	10	55	10	-	-
	2459086	-	-	38	10	58	10	56	10	-	-
	J1205+20	2459133	-	-	43	10	55	10	52	10	-
2459270		-	-	47	10	45	10	49	10	-	-
2459307		-	-	47	10	56	10	47	10	-	-
2459343		-	-	53	10	40	10	47	10	83	10
2459385		-	-	39	10	40	10	48	10	-	-
2459484		-	-	50	10	52	10	46	10	-	-
2459515		-	-	35	10	58	10	51	10	-	-
2459629		-	-	50	10	73	10	52	10	-	-
2458906		-	-	44	10	37	10	49	10	-	-
2459086		-	-	46	10	45	10	42	10	-	-
2459267		-	-	37	10	57	10	57	10	-	-
2459315		-	-	54	10	-	-	55	10	-	-
2459348		-	-	39	10	-	-	60	10	-	-
J1243+03	2459628	-	-	37	10	31	10	50	10	-	-
	2458975	-	-	-	-	16	3	21	4	-	-
	2459135	-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
J1246+11	2459385	-	-	14	4	20	4	24	4	-	-
	2458904	-	-	15	4	-	-	23	4	-	-
	2458967	-	-	-	-	-	-	8	2	-	-
	2459082	-	-	16	4	-	-	-	-	-	-
	2459133	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459312	-	-	8	2	14	3	21	4	-	-
	2459346	-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
	2459484	-	-	-	-	-	-	23	4	-	-
	2459634	-	-	16	4	-	-	13	3	-	-

продолжение следует

(продолжение)											
объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J1250+00	2458905	-	-	67	10	63	10	47	10	-	-
	2458980	-	-	49	10	48	10	46	10	-	-
	2459090	-	-	42	10	53	10	52	10	-	-
	2459135	-	-	29	10	-	-	36	5	-	-
	2459270	-	-	40	10	38	10	43	10	-	-
	2459306	-	-	42	10	38	10	46	10	-	-
	2459339	-	-	31	10	57	10	35	5	-	-
	2459473	-	-	24	10	32	10	36	5	-	-
	2459521	-	-	24	10	47	10	42	10	-	-
	2459622	-	-	15	4	30	10	40	10	-	-
J1308+43	2458906	-	-	32	10	32	10	34	5	-	-
	2459086	-	-	40	10	48	10	34	5	-	-
	2459270	-	-	42	10	37	10	38	5	-	-
	2459306	-	-	35	10	32	10	34	5	-	-
	2459343	-	-	30	10	26	5	40	10	-	-
	2459382	-	-	28	10	45	10	38	5	-	-
	2459479	-	-	29	10	33	10	27	4	-	-
	2459514	-	-	51	10	31	10	32	5	-	-
	2459628	-	-	28	10	28	10	35	5	-	-
	J1334+13	2458905	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2458975		-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
2459320		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2459343		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2459473		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2459629		-	-	-	-	-	-	10	2	-	-
J1336+03	2458904	-	-	19	5	-	-	26	4	-	-
	2459086	-	-	19	5	-	-	20	3	-	-
	2459132	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	2459270	-	-	21	5	-	-	19	3	-	-
	2459495	-	-	-	-	-	-	16	3	-	-
	2459514	-	-	-	-	-	-	28	4	-	-
J1350+33	2458905	-	-	90	10	139	10	82	10	-	-
	2459086	114	20	90	10	117	10	94	10	-	-
	2459134	-	-	87	10	84	10	90	10	99	10
	2459270	-	-	85	10	104	10	107	10	-	-
	2459307	-	-	74	10	109	10	102	10	-	-
	2459338	87	10	94	10	128	10	104	10	-	-
	2459385	-	-	109	10	122	10	112	10	-	-
	2459482	-	-	89	10	94	10	94	10	-	-
	2459521	-	-	99	10	81	10	109	10	-	-
	2459629	-	-	95	10	123	10	103	10	141	10
J1559+44	2458976	-	-	-	-	21	4	21	4	-	-
	2459135	-	-	-	-	-	-	22	4	-	-
	2459312	-	-	-	-	-	-	27	4	-	-
	2459475	-	-	-	-	-	-	17	3	-	-
J1604+17	2458906	55	10	101	10	112	10	110	10	195	10
	2458969	138	20	137	10	148	10	108	10	-	-
	2459083	97	10	88	10	112	10	126	10	142	10
	2459134	-	-	87	10	141	10	113	10	-	-
	2459270	138	20	95	10	124	10	121	10	-	-

продолжение следует

(продолжение)											
объект	JD	$S_{22.3}$	err	$S_{11.2}$	err	$S_{8.2}$	err	$S_{4.7}$	err	$S_{2.25}$	err
J1606+18	2459325	-	-	87	10	130	10	121	10	-	-
	2459382	-	-	91	10	103	10	113	10	-	-
	2459482	-	-	94	10	80	10	88	10	-	-
	2459514	-	-	63	10	111	10	113	10	-	-
	2459628	-	-	90	10	113	10	110	10	-	-
	2458906	131	20	169	20	207	20	230	10	263	20
	2458972	160	20	178	20	223	20	241	10	219	10
	2459090	186	20	121	10	170	10	226	10	222	10
	2459134	112	20	115	10	165	10	231	10	289	20
	2459306	-	-	150	20	194	10	236	10	231	20
	2459339	171	20	184	20	219	20	239	10	318	20
	2459388	279	40	182	20	187	10	250	10	-	-
	2459493	158	20	161	20	189	10	235	10	261	20
J1625+40	2459521	-	-	103	10	181	10	250	10	210	10
	2459634	-	-	149	20	189	10	238	10	240	20
	2458906	-	-	40	10	33	10	31	5	-	-
	2458980	-	-	30	10	31	10	32	5	-	-
	2459086	-	-	38	10	27	5	29	4	-	-
	2459135	-	-	47	10	29	10	29	4	-	-
	2459270	-	-	47	10	47	10	35	5	-	-
	2459306	-	-	43	10	43	10	31	5	-	-
	2459339	92	10	45	10	35	10	37	5	-	-
	2459385	-	-	35	10	38	10	34	5	-	-
	2459483	-	-	35	10	40	10	31	5	-	-
	2459514	-	-	-	-	45	10	31	5	-	-
	2459628	-	-	30	10	33	10	33	5	-	-
J1703+24	2458906	-	-	11	3	-	-	16	3	-	-
	2459086	-	-	-	-	-	-	13	3	-	-
	2459135	-	-	-	-	23	4	15	3	-	-
	2459270	-	-	-	-	14	3	16	3	-	-
	2459385	-	-	-	-	-	-	19	3	-	-
	2459488	-	-	-	-	-	-	13	3	-	-
	2459515	-	-	-	-	-	-	11	2	-	-
	2459623	-	-	-	-	-	-	14	3	-	-

**Примечание.** плотность потока приведена в мЯн.

## Приложение Б

## Спектры радиогалактик FR0

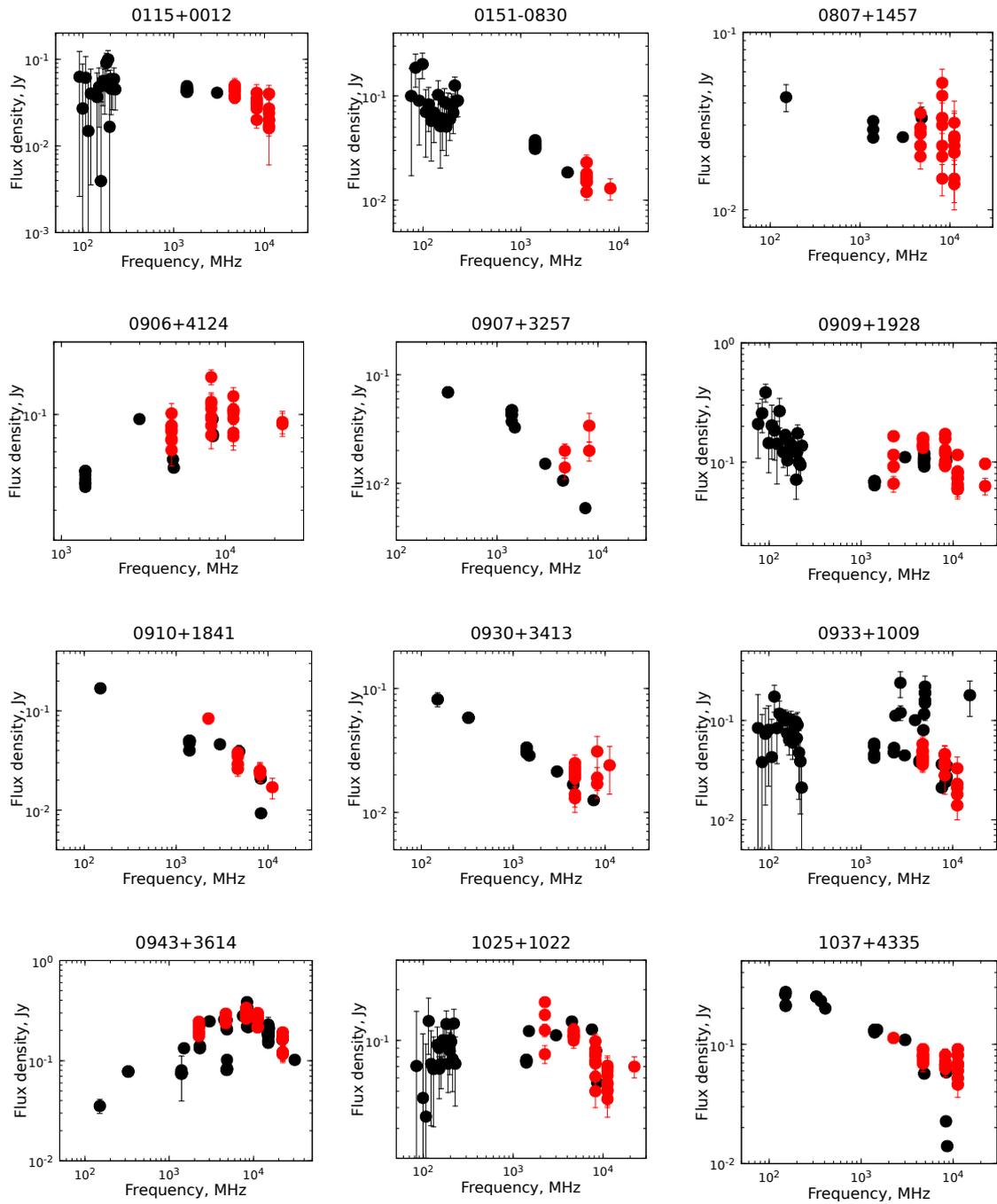


Рисунок Б.1 — Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик.

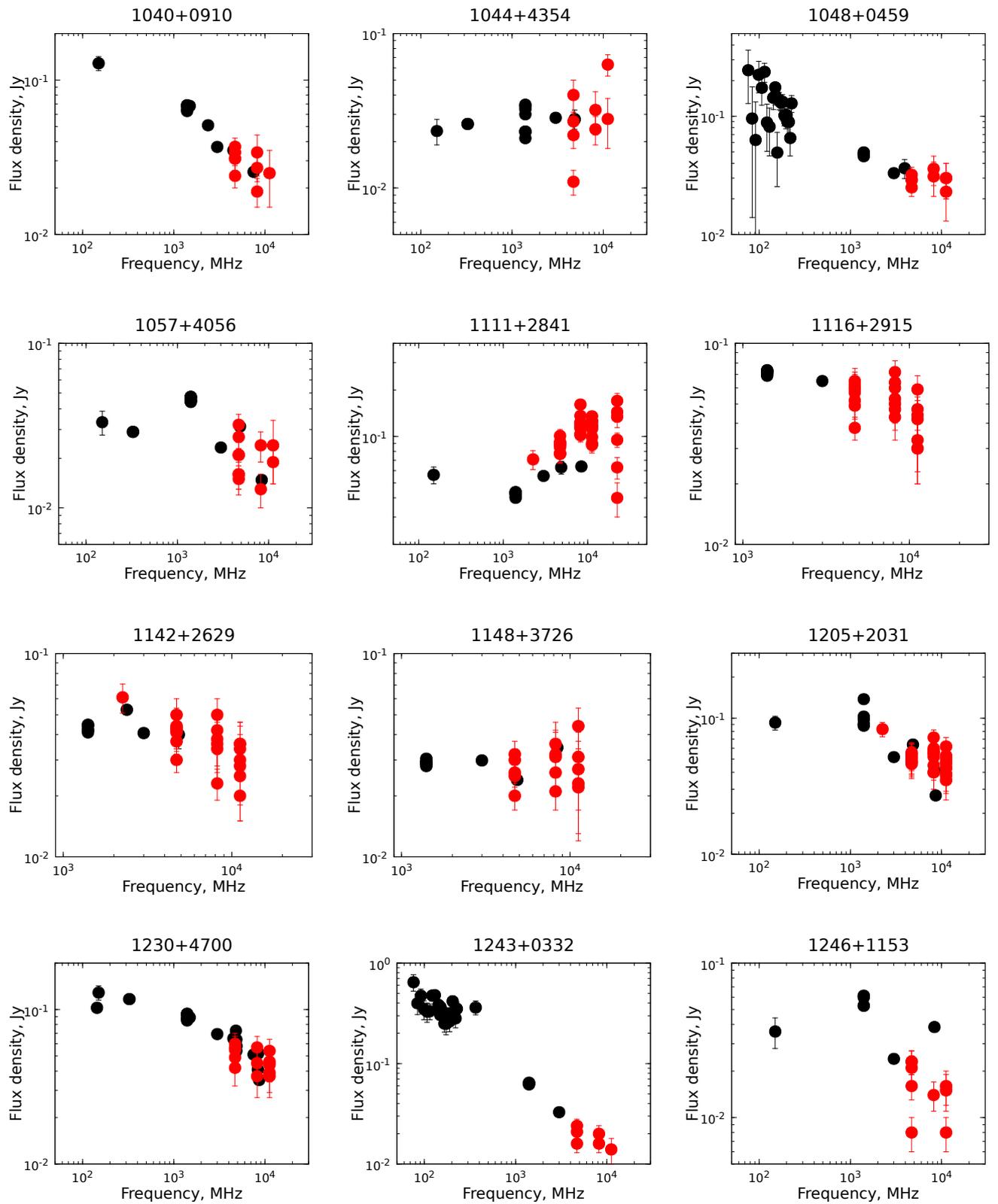


Рисунок Б.2 — Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик.

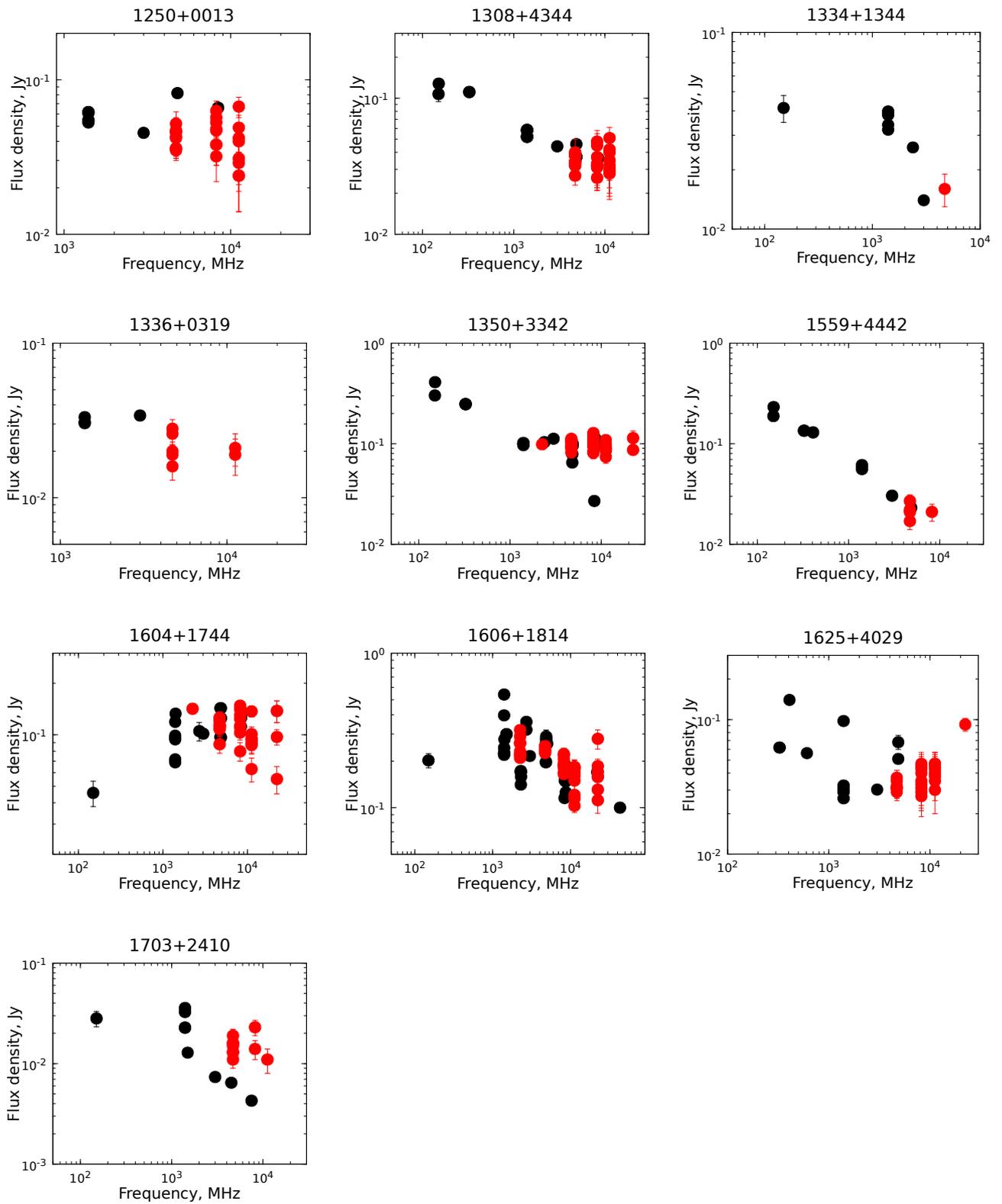


Рисунок Б.3 — Континуальные радиоспектры выборки FR0 радиогалактик.