

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Плавин Александр Викторович

**Изучение высокоэнергетических процессов в ядрах  
активных галактик по данным радио, оптических и  
нейтринных наблюдений**

Специальность 01.03.02 —  
«Астрофизика и звёздная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент РАН  
Ковалев Юрий Юрьевич

Москва — 2022

# Оглавление

	Стр.
Список рисунков . . . . .	4
Список таблиц . . . . .	6
Введение . . . . .	7
<b>Глава 1. Исследование оптического излучения активных ядер</b>	
<b>галактик используя измерения РСДБ и Gaia . . . . .</b>	<b>14</b>
1.1 Различия между РСДБ и <i>Gaia</i> измерениями положений квазаров	15
1.2 Наблюдательные данные и анализ . . . . .	17
1.3 Сдвиги РСДБ- <i>Gaia</i> : величины, направления, основные причины .	19
1.4 Сдвиги РСДБ- <i>Gaia</i> , красное смещение, цвет как основа для исследования системы диск-джет . . . . .	22
1.5 Оптическое излучение активных галактик различных классов . .	24
1.6 Заключение . . . . .	29
<b>Глава 2. Смещение видимого начала радиоджетов блазаров со</b>	
<b>временем . . . . .</b>	<b>32</b>
2.1 Наблюдательные данные . . . . .	33
2.2 Измерения сдвига ядра . . . . .	35
2.2.1 Автоматизированная процедура измерения сдвига ядра . .	37
2.3 Результаты . . . . .	42
2.3.1 Величины сдвига ядра . . . . .	46
2.3.2 Переменность сдвига ядра . . . . .	47
2.4 Обсуждение . . . . .	54
2.4.1 Сдвиг ядра и изменения плотности потока во вспыхивающем джете . . . . .	55
2.4.2 Изменение прозрачности в ядре и скорость потока плазмы в джете . . . . .	61
2.4.3 Природа вспышек в джетах блазаров . . . . .	65
2.4.4 Частотная зависимость сдвига ядра . . . . .	66
2.4.5 Астрофизические следствия . . . . .	67
2.4.6 Астрометрические следствия . . . . .	68

	Стр.
2.5 Заключение . . . . .	69
<b>Глава 3. Нейтрино высоких энергий и блазары . . . . .</b>	<b>71</b>
3.1 Используемые данные . . . . .	72
3.1.1 Детектирования нейтрино на IceCube . . . . .	72
3.1.2 РСДБ наблюдения активных ядер . . . . .	76
3.1.3 Мониторинг на РАТАН-600 . . . . .	77
3.2 Статистический анализ . . . . .	78
3.2.1 Ассоциация нейтрино с радиояркими блазарами . . . . .	78
3.2.2 Количество активных ядер — источников нейтрино . . . . .	83
3.2.3 Временная корреляция вспышек в джетах блазаров с приходом нейтрино . . . . .	85
3.3 Астрофизические следствия . . . . .	88
3.3.1 Рождение нейтрино в центральных парсеках блазаров . . . . .	88
3.3.2 Нейтринный поток от активных галактик . . . . .	89
3.3.3 Механизм рождения нейтрино . . . . .	91
3.4 Заключение . . . . .	94
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>97</b>

## Список рисунков

1.1	Иллюстрация, поясняющая два противоположных направления смещения РСДБ- <i>Gaia</i> : вниз и вверх по течению. . . . .	15
1.2	Примеры РСДБ изображений джетов на 8 и 15 ГГц, сравнение их РСДБ и <i>Gaia</i> положений. . . . .	18
1.3	Распределение направлений РСДБ- <i>Gaia</i> сдвигов относительно джета. . . . .	19
1.4	Совместное распределение направлений и величин РСДБ- <i>Gaia</i> сдвигов. . . . .	21
1.5	Распределение направления РСДБ- <i>Gaia</i> сдвига совместно с красным смещением и с оптическим цветовым индексом. . . . .	23
1.6	Распределение красного смещения у различных классов активных ядер галактик. . . . .	25
1.7	Распределение направления РСДБ- <i>Gaia</i> сдвига совместно с оптическим цветовым индексом, отдельно для различных классов активных галактик. . . . .	26
2.1	Пример маски для кросс-корреляции: затенённые области не используются при наложении. . . . .	39
2.2	Вектора сдвигов ядра относительно направления джета. . . . .	43
2.3	Сравнение величин сдвигов ядра, измеренных в данной работе, с предыдущими измерениями тех же объектов. . . . .	43
2.4	Сравнение карт спектрального индекса, полученных двумя различными способами выравнивания изображений. . . . .	44
2.5	Зависимость измеренной величины сдвига ядра от размера диаграммы направленности. . . . .	45
2.6	Распределения величин сдвига ядра между 2 и 8 ГГц в плоскости неба . . . . .	47
2.7	Сводная статистика переменности сдвига ядра на 2-8 ГГц. . . . .	48
2.8	Временные ряды плотности потока ядра на 2 и 8 ГГц, сдвига ядра между 2 и 8 ГГц, оценок переменности плотности частиц и магнитного поля в видимом ядре. . . . .	49
2.9	Распределение максимальной скорости видимого ядра каждого источника в угловых единицах. . . . .	60

2.10	Сравнение максимальных видимых скоростей ядра каждого источника с измерениями кинематики в проекте MOJAVE . . . . .	61
2.11	Максимальные скорости видимого ядра в единицах скоростей света.	62
2.12	Схема распространение вспышечной области вдоль джета, и её влияние на видимые РСДБ-ядра. . . . .	63
2.13	Амплитуда переменности положения видимого ядра на каждой частоте. . . . .	65
3.1	Расположение высокоэнергичных нейтринных событий IceCube, и активных ядер галактик на небе. . . . .	75
3.3	Значения плотности РСДБ-потока для активных галактик внутри ошибок локализации IceCube. . . . .	81
3.4	<i>P</i> -значения связи блазаров с нейтрино для ряда отсечек по плотности РСДБ потока. . . . .	82
3.5	Индекс активности радиоизлучения в сравнении с моментами прихода нейтрино. . . . .	87
3.6	Схематичная иллюстрация рождения нейтрино и излучения фотонов в парсековых релятивистских джетах блазаров. . . . .	92

## Список таблиц

1	Сводная информация по активным галактикам, входящим в РСДБ и <i>Gaia</i> каталоги. . . . .	25
2	Информация об объектах, у которых измеряется переменность сдвига ядра. . . . .	35
3	Измеренные величины сдвига ядра. . . . .	54
4	Высокоэнергетические нейтринные события IceCube, использованные в анализе. . . . .	74
5	Высокоэнергичные события IceCube, ассоциированные по положению с РСДБ-яркими активными галактиками . . . . .	79
6	Активные ядра галактик из программы мониторинга РАТАН-600, которые попадают в области ошибок высокоэнергетических нейтрино IceCube . . . . .	85

## Введение

Активные ядра галактик являются самыми мощными постоянно действующими источниками нетеплового излучения во Вселенной [6; 7]. Среди активных галактик с ярким радиоизлучением встречаются преимущественно блазары: объекты, релятивистская струя (джет) которых направлена под небольшим углом к наблюдателю [8]. Они известны такими характерными особенностями, как сильнопеременное излучение и видимое сверхсветовое движение [9–12]. Активные ядра излучают во всем электромагнитном спектре с распределением энергии, которое часто состоит из двух широких компонент. Одна из них приписывается преимущественно синхротронному излучению, которое простирается от низких радиочастот и достигает пика между ИК и рентгеновским диапазонами; вторая, более энергичная, соответствует обратному Комптоновскому рассеянию и другим механизмам, и достигает пика в низко- или высокоэнергетическом  $\gamma$  диапазоне [13; 14]. Среди оптических источников активные галактики достаточно редки, но они являются наиболее распространенным типом объектов, обнаруженных телескопами вне галактической плоскости [15; 16].

Наблюдения активных галактик в радиодиапазоне проводятся на масштабах от астрономических единиц до мегапарсек, используя одиночные антенны, компактные интерферометры, и интерферометры со сверхдлинными базами (РСДБ) [17; 18]. Радиоизлучение приходит преимущественно от джета, при этом на характерных частотах наблюдений в несколько ГГц истинное начало джета скрыто из-за самопоглощения [19–21]; чем ниже частота наблюдения, тем дальше простирается непрозрачная область. Изучение таких эффектов позволяет определять расстояние от чёрной дыры до видимого начала джета [22], оценивать физические параметры в начальных областях джета [23]. Исходя из физических моделей предполагается, что видимое самопоглощение тесно связано со вспышками в области ядра [23; 24]. Имеющиеся наблюдательные результаты не дали убедительного подтверждения или опровержения такой связи [20; 24], что вероятно вызвано малым размером использованной выборки. Неизвестно также, насколько далеко простирается обратная зависимость размера непрозрачной области от частоты, и излучение каких областей доминирует в оптическом и рентгеновском диапазонах: на сегодня только РСДБ предостав-

ляет миллисекундное угловое разрешение, достаточное для прямого ответа на такие вопросы.

Активные ядра давно рассматриваются как возможные ускорители массивных частиц, протонов [например, 25]. Они детектируются и напрямую в виде космических лучей энергий масштаба ПэВ-ЕеВ [26], и требуются как необходимый ингредиент для рождения астрофизических нейтрино от ТэВ до ПэВ [27–29]. Мощные активные галактики — одни из немногих объектов, энергии и величины полей в которых достаточно для рождения таких частиц [30]. В 2017 году нейтрино 170922A, детектированное на IceCube, было ассоциировано с ярким блазаром TXS 0506+056 [31; 32], что усилило интерес к связи активных ядер и нейтрино. Тем не менее ассоциация высокоэнергичных нейтрино с блазарами как классом объектов не была обнаружена в многочисленных исследованиях, основанных на сравнениях с данными наблюдений в гамма-диапазоне: например, [33; 34].

В дополнение к своим экстремальным астрофизическим свойствам, активные ядра галактик служат основой для международной небесной системы координат, ICRS [35]: основная её реализация, ICRF, построена на РСДБ-измерениях на частотах от 2 до 10 ГГц [36]. На этих частотах сильно проявляются эффекты непрозрачности, которые смещают видимое начало джета и могут влиять на измерения координат [24]. Наиболее точная система отсчёта в видимом свете также строится на наблюдениях активных ядер, которые измеряет космический телескоп Gaia [37]. Стабильность этих измерений существенно зависит от того, какие области доминируют в видимом излучении, и насколько сильно они переменны. Таким образом, детальное изучение и учёт упомянутых выше астрофизических эффектов требуются для построения наиболее точных инерциальных систем отсчёта.

**Целью** настоящей диссертационной работы являются исследования процессов в центральных областях активных ядер галактик на масштабах парсек. А именно:

- локализация оптического излучения активных галактик, выяснение механизмов и характерных пространственных масштабов этого излучения.
- определение природы видимых в радиодиапазоне вспышек в джетах, причин их возникновения;



- исследование гипотезы о возможности рождения нейтрино высоких энергий в областях близких к началу джета;

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие

**задачи:**

- Выяснить природу различий между астрометрическими измерениями квазаров в различных диапазонах электромагнитного спектра: оптическом и радио.
- Локализовать области активных ядер, доминирующие в их оптическом излучении. Разделить вклад аккреционного диска, джета, хозяйской галактики, поглощения пылью.
- Измерить смещения между видимым началом джета на разных радиочастотах для большого количества источников и моментов времени. Определить, меняется ли это смещение со временем, и как его изменения связаны с физическими процессами в джете.
- Изучить связь радиовспышек в ядрах квазаров с эффектами прозрачности излучения. Оценить, как и какие свойства джета приводят к таким изменениям.
- Определить, присутствует ли наблюдательная ассоциация рождения нейтрино высоких энергий с радиояркими блазарами.
- На основе энергетических соображений оценить возможность рождения нейтрино в центральных областях активных галактик.

**Научная новизна** работы заключается в анализе, проведённом впервые для настолько массовых выборок квазаров, либо и вовсе впервые для используемых наблюдательных данных. Так, измерены направления джетов для тысяч активных ядер и проведено сравнение этих направлений со сдвигами между РСДБ и Gaia координатами. Ранее анализ различий координат проводился без учёта направлений джетов, что не позволяло выявить астрофизическую природу эффекта. Измерены величины сдвига ядра для десятков эпох наблюдений 40 квазаров. Это привело к обнаружению сильной переменности видимого положения начала джета, которое было невозможным без таких измерений. Впервые проведено массовое сравнение детектированных нейтрино с РСДБ наблюдениями блазаров и с их переменностью в радиодиапазоне. Сопоставление всей доступной информации о нейтрино с полным каталогом радиоблазаров позволило связать рождение нейтрино и происходящие в релятивистских джетах процессы.

**Научная значимость** и ценность представляемой работы заключается в открытии новых направлений и способов исследования активных ядер галактик, обнаружении новых эффектов, проявляющихся в релятивистских джетах, а также в получении новых важных данных об условиях в начальных областях джетов. На основе заложенных идей и отработанных решений будут проводиться дальнейшие исследования оптического излучения джетов квазаров, как диссертантом, так и другими коллективами в мире. Обнаружение систематической связи ярких блазаров с нейтрино приводит к появлению новых наблюдательных кампаний в этом направлении, к расширению и дополнению результатов различными группами по всему миру на основе других наблюдательных данных. Получены ограничения на физические параметры джетов и на энергии происходящих в нём процессов: рождение нейтрино требует наличия ультрарелятивистских протонов; протяжённое оптическое излучение имеет синхротронную природу и исходит от высокоэнергичных заряженных частиц; наблюдаемые вспышки в джетах вызываются вбросом в них заряженных частиц с одновременным уменьшением магнитного поля. Объяснение этих результатов требует существенного развития и дополнения существующих моделей джетов активных ядер.

**Практическая ценность.** Обнаруженное яркое протяжённое оптическое излучение джетов вызывает смещение положений активных ядер галактик, измеряемых Gaia. Эти смещения необходимо учитывать при построении инерциальных систем отсчёта на основе таких измерений. Наблюдаемая в радиодиапазоне структура более компактная, но обнаруженная переменность её начальной и самой яркой компоненты может влиять на РСДБ измерения, и должна учитываться при дальнейшем улучшении высокоточных систем координат. Исследованные в диссертационной работе эффекты уже сейчас используются для оценки достигаемой точности построения таких систем. Инерциальные системы отсчёта, основанные на наблюдениях квазаров, лежат в основе навигации на Земле, включая систему ГЛОНАСС.

**Методология и методы исследования.** Решение поставленных целей и задач выполняется посредством обработки и анализа наблюдательных данных с использованием методов радиоинтерферометрии, работы с изображениями, сопоставления различных астрономических каталогов, современных методов математической статистики, включая оценку значимости и достоверности результатов.

### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Найдено, что значимые сдвиги наблюдаемых положений ядер активных галактик между радио (РСДБ) и оптическим (*Gaia*) диапазонами преимущественно происходят параллельно направлениям их джетов. Показано, что большинство этих различий величиной до десятков миллисекунд дуги объясняется протяжённым оптическим излучением релятивистских струй. Это является массовым наблюдательным свидетельством наличия мощных оптических джетов в активных галактиках.
2. На основе архивных РСДБ-наблюдений проведены массовые измерения смещений видимого начала джетов в ядрах галактик с частотой. Обнаружена значимая переменность смещения для большинства объектов с характерной величиной 0.3 миллисекунды дуги или 0.5 парсек. Эта переменность вызывается вспышками в джетах, сопровождающимися изменением плотности излучающих релятивистских частиц.
3. Обнаружена связь десятков блазаров, имеющих компактную РСДБ-структуру, с нейтрино высоких энергий, детектируемых обсерваторией IceCube. С использованием многолетних данных наблюдений на телескопе РАТАН-600 сделан вывод о рождении нейтрино преимущественно во время мощных радиовспышек в джетах. Эти результаты говорят, что нейтрино с энергиями от нескольких ТэВ до ПэВ рождаются в центральных областях блазаров на масштабах парсек. Такие частицы могут образовываться при взаимодействиях релятивистских протонов с высокоэнергичными фотонами в джетах. Из проведённых оценок следует, что радиоблазаров может быть достаточно для объяснения треков от астрофизических нейтрино, обнаруженных на IceCube.

**Достоверность** проведённых исследований и представленных результатов базируется на использовании обсерваторий, телескопов, и их сетей, зарекомендовавших стабильность своей работы в работах учёных со всего мира; на выполнении обработки и анализа данных с использованием современных статистических и вычислительных методов.

Результаты опубликованы в ведущих международных журналах, доложены на международных и российских конференциях, и используются в своей работе другими учёными. Получены независимые подтверждения представленных результатов: (i) авторы [38] провели анализ РСДБ и *Gaia* координат выбранных квазаров, и также пришли к выводу об астрофизических причинах

их различий; (ii) в [39] обнаружена аналогичная корреляция времени прихода высокоэнергичных нейтрино со вспышками в радиодиапазоне; (iii) получены указания на связь блазаров с нейтрино, детектированными на ANTARES и Байкал-GVD [40–42].

**Апробация работы.** Исследования, вошедшие в диссертацию, отмечены премией им. Д. В. Скобельцына ФИАН в 2020 году; они многократно докладывались и обсуждались на семинарах Астрокосмического центра ФИАН, отдела теоретической физики ФИАН, а также других российских и зарубежных институтов.

Результаты были доложены диссертантом на 5 российских и 17 международных конференциях, включая перечисленные ниже. Доклад на Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (2021) удостоен награды The Young Scientist Award.

- European Astronomical Society Annual Meeting, Лейден, Нидерланды, онлайн (2021), *приглашённый доклад*
- Scientific Symposium of the International Union of Radio Science, Рим, Италия, онлайн (2021)
- 37th International Cosmic Ray Conference, Берлин, Германия, онлайн (2021)
- 43rd COSPAR Scientific Assembly, Сидней, Австралия, онлайн (2021)
- 30th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Портсмут, Великобритания (2019)
- 14th European VLBI Network Symposium, Гранада, Испания (2018)
- Half a Century of Blazars and Beyond, Турин, Италия (2018)
- 10th IVS General meeting, Лонгйирбюен, Норвегия (2018)
- Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Кейп-Таун, ЮАР (2017)
- Всероссийская астрономическая конференция, Ялта, Россия (2017)
- European Week of Astronomy and Space Science, Прага, Чехия (2017)
- 13th European VLBI Network Symposium, Санкт-Петербург, Россия (2016)

**Личный вклад.** Диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке исследовательских задач, выборе методов их решения, анализе экспериментальных данных, интерпретации и обсуждении результатов, и формулировке выводов работы. Во всех выносимых на защиту результатах личный вклад диссертанта является основным и определяющим.

**Публикации по теме диссертации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus.

1. *Kovalev Y. Y., Petrov L., Plavin A. V.* VLBI-Gaia offsets favor parsec-scale jet direction in active galactic nuclei // *A&A.* — 2017. — Февр. — Т. 598. — С. L1.
2. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Petrov L. Y.* Dissecting the AGN Disk-Jet System with Joint VLBI-Gaia Analysis // *ApJ.* — 2019. — Февр. — Т. 871, № 2. — С. 143.
3. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P.* Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei // *MNRAS.* — 2019. — Май. — Т. 485, № 2. — С. 1822—1842.
4. *Plavin A., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Troitsky S.* Observational Evidence for the Origin of High-energy Neutrinos in Parsec-scale Nuclei of Radio-bright Active Galaxies // *ApJ.* — 2020. — Май. — Т. 894, № 2. — С. 101.
5. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Troitsky S. V.* Directional Association of TeV to PeV Astrophysical Neutrinos with Radio Blazars // *ApJ.* — 2021. — Февр. — Т. 908, № 2. — С. 157.

## Глава 1

# Исследование оптического излучения активных ядер галактик используя измерения РСДБ и Gaia

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работах диссертанта [1; 2]. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

Космический оптический телескоп *Gaia* Европейского космического агентства, запущенный в 2013 году, предоставляет [43; 44] каталог высокоточных оптических положений для многих астрофизических объектов, включая активные галактические ядра (АЯГ) с точностью миллисекунд дуги. Ранее только радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой (РСДБ) могла обеспечить такой уровень точности. Сравнение координат квазаров *Gaia* с РСДБ-каталогом International Celestial Reference Frame 2 (ICRF2) [45] продемонстрировало хорошее согласие в радио- и оптических позициях, но выделило 6% объектов как выбросы [46]. Затем в [47] это сравнение было распространено на весь каталог *Gaia* DR1 из 1.14 млрд. объектов, который имеет среднюю ошибку положения 2.3 mas, и каталог абсолютной РСДБ-астрометрии RFC<sup>1</sup>, который на сегодняшний день является наиболее полным. Они нашли 6055 надежных совпадений квазаров между этими каталогами. Оба РСДБ-каталога ICRF2 и RFC имеют сопоставимую точность, но в последнем были использованы все доступные РСДБ-наблюдения: как включённые в ICRF2, так и те, которые стали доступны с января 2008 года. Это увеличило общее число источников с РСДБ наблюдениями более чем в три раза по сравнению с ICRF2. В работе [47] выявлена популяция из примерно 400 объектов со значительными радио/оптическими смещениями после сличения каталогов, которые не могут быть объяснены случайными ошибками в данных. Однако, то исследование не смогло выявить причину этих смещений.

Это побудило нас рассмотреть дополнительную имеющуюся информацию о структуре активных ядер на масштабах миллисекунд дуги, которая может

---

<sup>1</sup><http://astrogeo.org/rfc/>

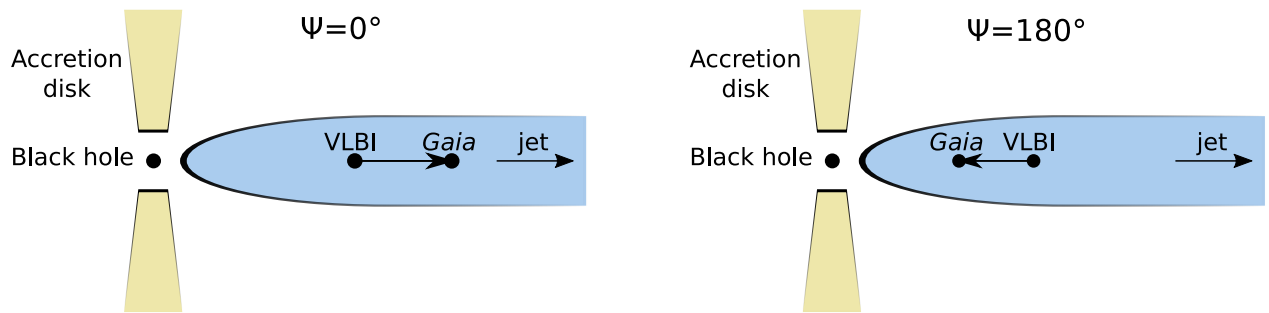


Рисунок 1.1 — Иллюстрация, поясняющая два противоположных направления смещения РСДБ-*Gaia*: вниз по течению джета  $\Psi = 0^\circ$ , и вверх по течению  $\Psi = 180^\circ$ . Отмечены основные составляющие активной галактики: центральная чёрная дыра, аккреционный диск, релятивистский джет.

пролить свет на причину радио-оптических смещений. Большинство радиоярких квазаров имеют типичную морфологию «ядро-джет», которая создаёт сильную асимметрию в их структуре. Для многих из них джет разрешён и достаточно силен, чтобы можно было определить его направление по РСДБ-изображениям. Потенциальное наличие связи обнаруженных смещений с направлением джета, и характер этой связи, могут дать астрофизические объяснения сдвигам, а также привести к лучшему пониманию оптического излучения квазаров. Отметим, что астрофизические свойства активных галактических ядер на масштабах парсек до недавнего времени не считались играющими важную роль в смещениях РСДБ-*Gaia* [например 37].

## 1.1 Различия между РСДБ и *Gaia* измерениями положений квазаров

Рассмотрим упрощённую диаграмму активного галактического ядра на рис. 1.1. Известно [23; 48], что видимое основание джета в радиодиапазоне, обычно связанное с самой яркой и компактной областью на масштабах парсека, меняет свое положение с частотой из-за синхротронного самопоглощения. Наблюдения показали, что смещение ядра обычно составляет доли миллисекунды дуги на сантиметровых длинах волн [например, 20; 49–51]. На основе этого, в [24] предсказано что видимое начало струи в оптическом диапазоне будет смещено на величину порядка  $0.1 \text{ mas}$  по отношению к началу радиоструи на  $8 \text{ ГГц}$

в направлении к чёрной дыре. Такой случай схематически изображён на правой панели [рис. 1.1](#). При этом, если сдвиг ядра зависит от частоты как  $\nu^{-1}$ , то он не вносит вклад в групповую задержку, которая используется для абсолютной радиоастрометрии [52], и таким образом, не влияет на положения измеренные РСДБ.

Присутствие асимметричной радиоструктуры даёт дополнительный вклад в групповую задержку [53]. Её вклад не учитывается в анализе данных как ICRF [36], так и RFC <sup>2</sup>. Это приводит к дополнительному смещению РСДБ-положения относительно начала джета, преимущественно в направлении вдоль струи. В [54; 55] этот эффект был подробно исследован, и сделан вывод, что неучтенный структурный член вызывает изменения положений источника, в среднем не превышающие 0.11 mas, но в экстремальных случаях достигающие до 2 mas. Следует отметить, что активные ядра часто испытывают мощные вспышки, и физические условия резко меняются в областях, близких к ядру. Таким образом, могут меняться расстояния между центральной чёрной дырой и видимым началом струи (см. [гл. 2](#)), а также между началом струи и измеренным РСДБ положением.

Структура квазаров на масштабах миллисекунд дуги влияет и на положение центроида в оптическом диапазоне. Известно, что некоторые активные галактики имеют протяженные и оптически яркие джеты [например, 56; 57] длиной в сотни парсек. В результате положение оптического центроида может смещаться вдоль струи ([рис. 1.1](#), левая панель) на масштабах миллисекунд дуги. Отметим, что РСДБ-положения определяются на основе измерений интерферометрических видностей, которые не чувствительны к протяженным структурам. Напротив, телескоп *Gaia* детектирует полную мощность и измеряет координаты центроида излучения. По этой причине протяженное оптическое излучение влияет на *Gaia* положение источника иначе, чем протяжённое радиоизлучение на РСДБ. Кроме того, оптическое излучение аккреционного диска сосредоточено вблизи сверхмассивной черной дыры, которая находится несколько далее видимого начала джета ([рис. 1.1](#)). Наконец, оптический центроид «галактики-хозяина» может быть смещен от чёрной дыры и джета в любом направлении на миллисекундных масштабах.

В данной главе мы исследуем, могут ли наблюдаемые радио-оптические сдвиги вызываться астрофизическими причинами, какими, и насколько часто.

---

<sup>2</sup><http://astrogeo.org/rfc/>



Определяются характерные величины этих сдвигов, проводится их сравнение с пространственными масштабами известных структур в активных ядрах галактик. Показано, как использовать измерения сдвигов и информацию о геометрии джетов для разделения излучения приходящего от трёх основных компонент: джета, аккреционного диска, и хозяйской галактики.

## 1.2 Наблюдательные данные и анализ

Мы сопоставляем каталог РСДБ-измерений активных галактик Radio Fundamental Catalog<sup>3</sup> (RFC) и каталог *Gaia* Data Release 2 [58]. Подробное описание процесса сопоставления приведено в [59], где он проводился для более ранних версий этих каталогов. Для анализа мы выбрали 9081 объект, совпадающий между этими каталогами с вероятностью ложной ассоциации  $PFA < 2 \cdot 10^{-4}$ . Среднее смещение РСДБ-*Gaia* составило 1.4 mas, а максимальное достигает 400 mas [см. подробнее 60]. Мы дополнительно используем оптические цветовые индексы *Gaia*, полученные из трехполосной фотометрии [61] с диапазонами 330-1000 нм для G, 330-660 нм для BP и 630-1000 нм для RP.

Позиционный угол направления джета  $P.A._{jet}$  на масштабах парсек определяется на основе РСДБ изображений из базы данных Astrogateo<sup>4</sup>. Изображения, которые мы использовали, получены в основном из анализа обзора VCS [62–67] и регулярных геодезических РСДБ программ [49; 68; 69] на частотах 2 и 8 ГГц. Кроме того, включены изображения из VLBI Imaging and Polarimetry Survey на 5 ГГц [70; 71], VCS 7, 8 и 9 [72] на 8 ГГц; РСДБ наблюдений за *Fermi* ассоциациями [73] на 8 ГГц; программы мониторинга на 15 ГГц MOJAVE [74]; изображения на 24 и 43 ГГц из обзора [75] и программы мониторинга блазаров VLBA-BU [76]. Для объектов, у которых доступно более одного РСДБ-изображения, использовалась медиана  $P.A._{jet}$ . В 90% случаев мы оценили направление струи с точностью лучше, чем  $10^\circ$ . Переменное направление выбросов [11] или видимая кривизна струи, усиленная эффектом проекции [77], приводят к большей ошибке для оставшихся объектов. Нам удалось определить ориентацию струи для 4023 активных галактик, сопоставленных с *Gaia*. Значительная

<sup>3</sup><http://astrogeo.org/rfc/>

<sup>4</sup>[http://astrogeo.org/vlbi\\_images/](http://astrogeo.org/vlbi_images/)

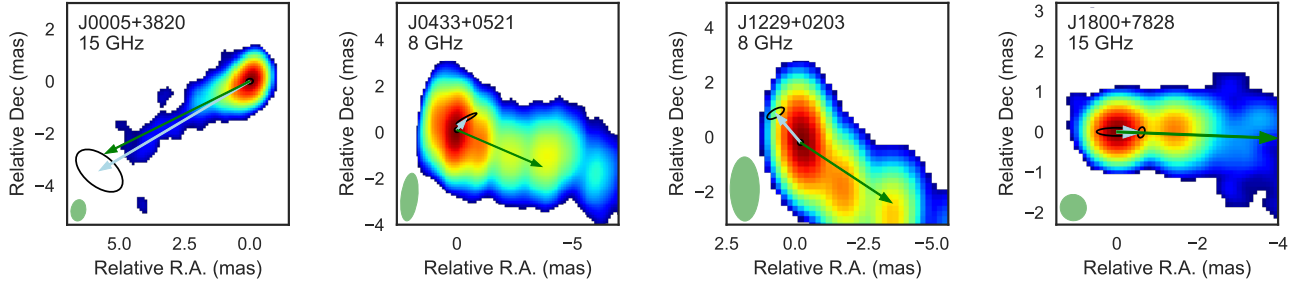


Рисунок 1.2 — Примеры РСДБ изображений джетов на 8 и 15 ГГц. Также показаны измеренные направления джетов (зелёные стрелки), и вектора сдвигов РСДБ-*Gaia* (синие стрелки) с их  $1\sigma$  эллипсами ошибок. Горизонтальная ось: прямое восхождение относительно координат наблюдения (фазового центра) в миллисекундах дуги; вертикальная ось: относительное склонение.

часть оставшихся изображений не имела достаточно высокого динамического диапазона для надежного определения направления струи.

Примеры РСДБ-изображений четырёх активных галактик показаны на Рис 1.2 с векторами направлений джета и сдвигов РСДБ-*Gaia*. Поскольку эти изображения не содержат информации об их абсолютном положении, для иллюстрации вектор смещения показан относительно пикселя пиковой интенсивности. В данной главе мы обозначаем угол смещения РСДБ-*Gaia* относительно направления джета как  $\Psi$ . На рис. 1.1 приведены два крайних случая: *Gaia*-положение смещено вниз по джету относительно РСДБ положения,  $\Psi \approx 0^\circ$ , и оптический центроид находится дальше от чёрной дыры; *Gaia*-положение смещено вверх по струе относительно РСДБ,  $\Psi \approx 180^\circ$ , и оптический центроид ближе к чёрной дыре, чем РСДБ.

В дополнение к каталогам RFC и *Gaia*, мы используем измерения красных смещений и определения классов активных ядер галактик из внегалактической базы данных NASA (NED)<sup>5</sup>.

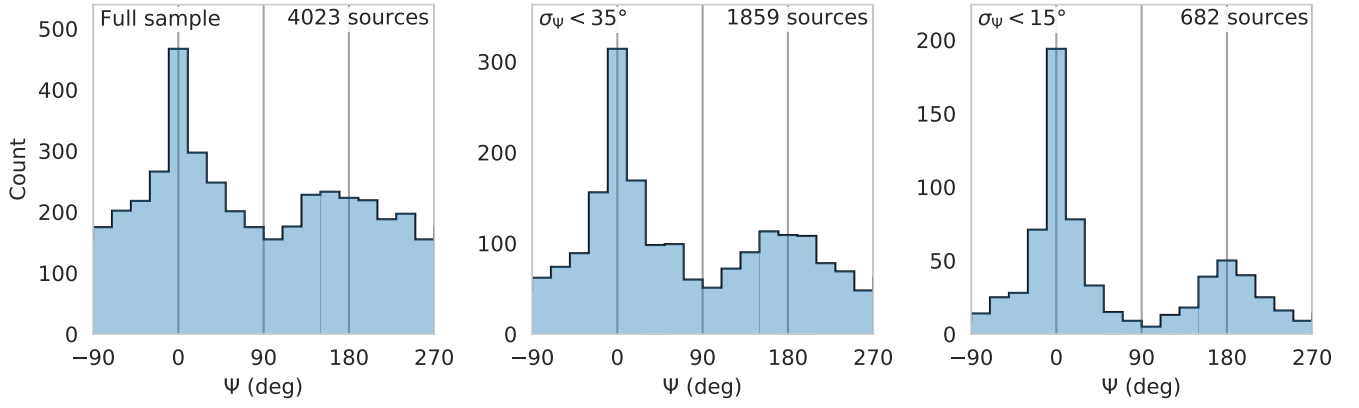


Рисунок 1.3 — Распределение направлений РСДБ-*Gaia* сдвигов относительно джета, угол  $\Psi$ . Слева направо показаны гистограммы для всей выборки активных галактик, и для двух подвыборок отфильтрованных по оценкам ошибок угла. По вертикальной оси отложено количество объектов в ячейке шириной  $20^\circ$ .

### 1.3 Сдвиги РСДБ-*Gaia*: величины, направления, основные причины

Распределение углов сдвига РСДБ-*Gaia* относительно направления джета  $\Psi$  приведено на рис. 1.3. Показаны отдельно гистограммы для всего набора совпадающих источников и для двух его подмножеств, отобранных по статистической неопределенности  $\Psi$ . Она оценивается в предположении о том, что распределения ошибок измерений РСДБ и *Gaia* представляют собой гауссианы со стандартными отклонениями и корреляциями, указанными в соответствующих каталогах (см. разд. 1.2). Мы используем пороги фильтрации  $\sigma_\Psi$  меньше  $35^\circ$  и  $15^\circ$ , которые приблизительно соответствуют  $2\sigma$  и  $4\sigma$  отсечению для двумерной гауссианы.

Анизотропия сдвигов четко видна на всех трех гистограммах на рис. 1.3 в виде неравномерности распределения угла  $\Psi$ . Смещения РСДБ-*Gaia* имеют два предпочтительных направления:  $\Psi \approx 0^\circ$  вниз по течению джета, и  $\Psi \approx 180^\circ$  вверх по течению. Этот эффект также наблюдается нами при использовании более ранних данных *Gaia* [1], и при замене каталога RFC на ICRF2. При этом, наблюдаемая анизотропия выражена сильнее всего в сравнении каталогов с наименьшими ошибками: RFC и *Gaia* Data Release 2. Следовательно, обнаружен-

<sup>5</sup><https://ned.ipac.caltech.edu/>

ный эффект действительно систематически присутствует, а не вызван некими неучтенными ошибками в каталогах.

Пики в распределении  $\Psi$  на  $0^\circ$  и  $180^\circ$  (рис. 1.3) свидетельствуют о том, что на измеряемые положения активных ядер существенно влияют джеты. Смещения же, вызываемые ошибками измерений или вкладом хозяйской галактики в излучение, распределены равномерно. На основе этого, мы оцениваем количество объектов, у которых РСДБ-*Gaia* смещения вызваны джетами. А именно, подсчитываем источники с  $\Psi$  в диапазонах  $90^\circ \pm 20^\circ$  и  $270^\circ \pm 20^\circ$ , и принимаем это за верхнюю границу плотности распределения источников, у которых джет на смещение не влияет. Затем, вычитая из общего числа источников  $N$  число  $N_1$ , соответствующее этой плотности, мы получаем нижнюю оценку на число активных ядер с положениями, подверженными влиянию джета:  $N - N_1$ ; соответственно, нижняя оценка на долю таких источников  $1 - N_1/N$ . Оказалось, что в полном наборе из 9081 совпавшего объекта присутствует  $950 \pm 150$  со смещениями, на которые существенно повлиял джет (левая гистограмма в рис. 1.3). При этом отметим, что большинство коротких смещений доминированы ошибками измерения положений, и вносят вклад в нашу оценку, размывая распределение  $\Psi$ . Поэтому мы повторяем такой же анализ для источников с  $\sigma_\Psi < 15^\circ$  (справа на рис. 1.3) и получаем, что  $475 \pm 40$  или  $(73 \pm 6)\%$  из них имеют смещения, доминирующая причина которых связана с джетом. Итак, мы заключаем, что по крайней мере 73% источников со значительными различиями в положениях между РСДБ и *Gaia* имеют смещения, вызванные релятивистскими джетами.

Количество объектов, присутствующих одновременно в РСДБ и *Gaia* каталогах, а также точность их положений, оказываются достаточными для анализа совместного распределение угла  $\Psi$  и величины РСДБ-*Gaia* сдвига. Совместное распределение этих параметров показано на рис. 1.4. Здесь вместо фильтрации источников по порогу на  $\sigma_\Psi$ , мы применяем взвешивание на основе этих ошибок, и включаем все источники. Каждый источник имеет вес  $w = 1/\sqrt{\sigma_\Psi^2 + (5^\circ)^2}$ , где добавка  $5^\circ$  выбрана эмпирически с учётом неопределенности направления струи. Как видно, источники с *Gaia*-положением вниз по струе относительно РСДБ ( $\Psi \approx 0^\circ$ ) присутствуют практически при любой длине смещения до 50 mas или до 200 пк в проекции на небо. 365 источников, или 9% нашей выборки, показывают смещение в этом направлении более 1 mas. Настолько длинные сдвиги вдоль по джету позволяют уточнить их астрофизические причины, и говорить что смещения с  $\Psi \approx 0^\circ$  в основном вызваны яркими

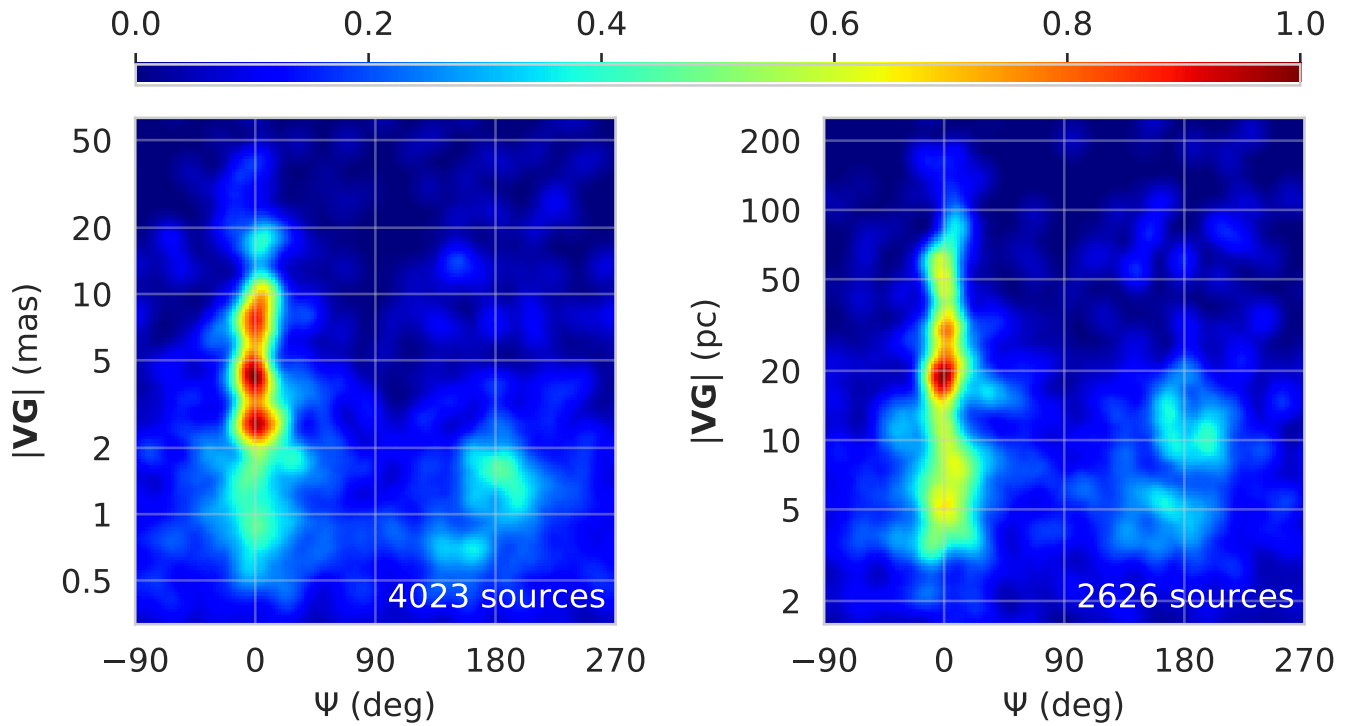


Рисунок 1.4 — Совместное распределение направлений и величин РСДБ-*Gaia* сдвигов в угловых (слева) и линейных (справа) единицах. Здесь и далее двумерные распределения изображены в виде взвешенной линейной оценки плотности [78], показанной цветом. Горизонтальная ось: угол сдвига РСДБ-*Gaia* относительно джета; вертикальная ось: величина сдвига в миллисекундах дуги и в парсеках.

и протяженными оптическими струями [1; 2; 59]. Величины сдвигов означают, что оптические джеты размером 20-50 пк в проекции на небесную встречаются довольно часто, а некоторые из них простираются даже за 100 пк в проекции.

Мы особо подчеркиваем, что наблюдаемая анизотропия распределения  $\Psi$  противоречит возможности объяснить РСДБ-*Gaia* смещения только присутствием протяженной радиоструктуры. Обязательно наличие протяженной оптической структуры на масштабах миллисекунд дуги, чтобы объяснить распределения рис. 1.3 и рис. 1.4. Таким образом, мы получили прямое массовое наблюдательное указание на наличие протяжённых оптических структур в релятивистских джетах активных галактик. Отметим, что наблюдательные указания на связь между оптическими и радио свойствами джетов на масштабах парсеков обсуждались ранее: например, [79; 80]. Оптические джеты активных галактик должны наблюдаться достаточно протяженными и яркими для значительной части источников, чтобы сместить оптический центроид более чем на 1 мас.

Что касается источников со сдвигами на  $\Psi \approx 180^\circ$ , то для них радио и оптические положения находятся ближе: менее 2 mas или 20 пк в проекцию на небесную сферу. Само наличие таких смещений требует, чтобы РСДБ-положение было смещено вниз по течению джета от его начала. Неучтенный вклад структуры источника в групповую задержку и частотно-зависимой синхротронной прозрачности (сдвиг ядра, см. гл. 2) может вызвать смещение в оценках положения радиоизлучения вдоль джета. Однако, типичная величина этого смещения оценивается на уровне 0.2 mas [24; 52; 59], что значительно меньше наблюдаемой нами. Мы ожидаем, что большая часть активных ядер без обнаруженных значимых сдвигов на самом деле имеет смещения РСДБ-*Gaia* вверх по течению  $\Psi \approx 180^\circ$ , которые не видны на текущем уровне точности координат. Вероятно, они проявятся при дальнейшем увеличении точности РСДБ и *Gaia*. Отметим, что все 138 источников со значимым РСДБ-*Gaia* смещением вверх по течению составляют только 3.4% нашей выборки, и конечно не представляют типичный случай. Мы предполагаем, что наблюдаемые значения смещений около 1.5 mas могут являться «хвостом» распределения, на который частично влияет переменность сдвига ядра гл. 2, или величина вклада структуры источника и сдвига ядра в астрометрические РСДБ координаты значительно недооценена, или же существует другая, пока неизвестная причина смещений в направлении  $180^\circ$ . Мы планируем более детально исследовать эти гипотезы в будущем. Кроме того, *Gaia*-центроид объектов с такими смещениями должен находиться близко к центральной чёрной дыре из-за доминирования в излучении аккреционного диска либо основания оптической струи. Эти сценарии более подробно рассмотрены далее в данной главе. Поскольку на радионебе преобладают односторонние джеты из-за доплеровского усиления [8], мы здесь не рассматриваем контр-джеты и их влияние на измерения положений.

#### 1.4 Сдвиги РСДБ-*Gaia*, красное смещение, цвет как основа для исследования системы диск-джет

В этом разделе мы развиваем объяснение РСДБ-*Gaia* сдвигов с  $\Psi \approx 0^\circ$  как результата сильного излучения оптических струй, и связываем сдвиги на

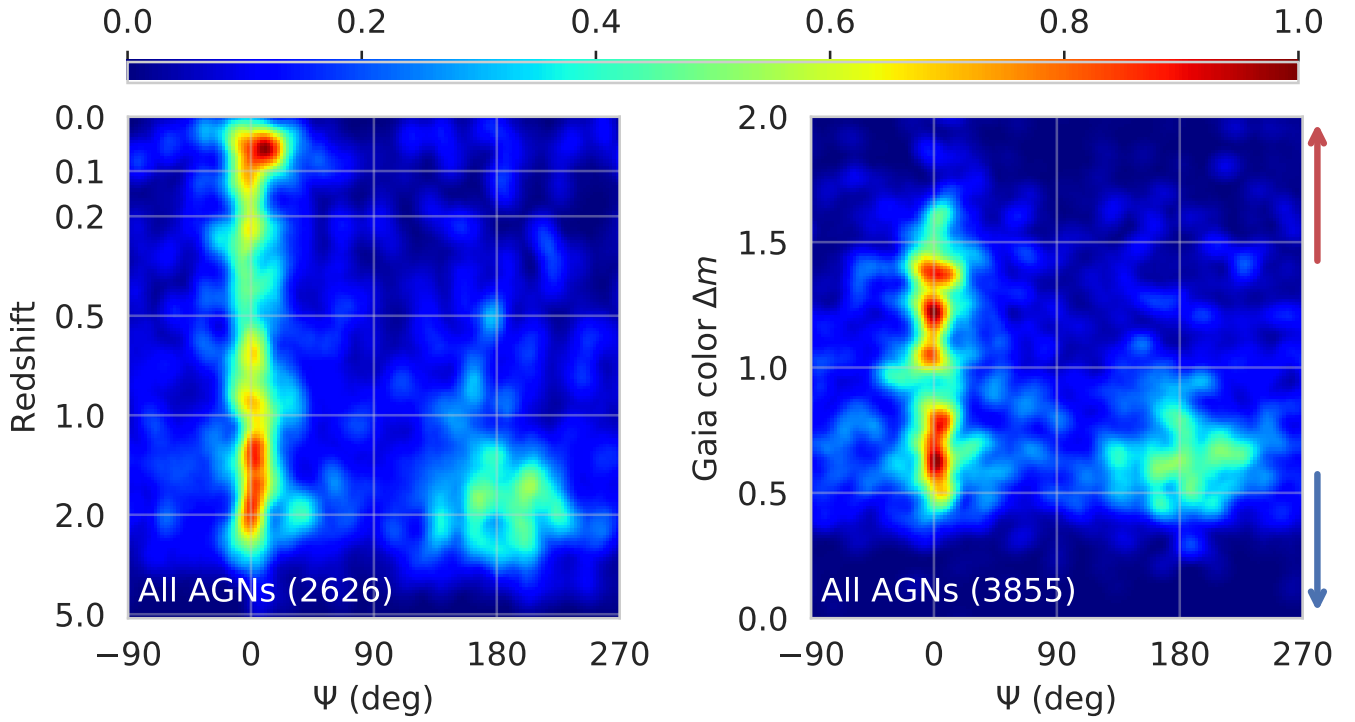


Рисунок 1.5 — Распределение направления РСДБ-*Gaia* сдвига  $\Psi$  совместно с красным смещением (слева) и с оптическим цветовым индексом  $\Delta m$  (справа). Цветовой индекс определён как разница звёздных величин *Gaia*  $\Delta m = m_{\text{BP}} - m_{\text{RP}}$ , так что верх графика соответствует более красным объектам, а низ более синим. Горизонтальная ось: угол сдвига РСДБ-*Gaia* относительно джета; вертикальная ось: красное смещение и цветовой индекс.

$180^\circ$  с излучением аккреционного диска. Парсековые джеты в активных ядрах галактик с низким по частоте синхротронным пиком имеют падающую форму энергетического спектра в оптическом диапазоне. В то же время, спектры аккреционных дисков достигают пика в ультрафиолете [7], и соответственно являются растущими в оптической области. Отсюда можно предположить, что активные ядра с доминирующими в излучении джетами будут выглядеть более красными для *Gaia* по сравнению с теми, в которых доминирует аккреционный диск. Вдобавок, более далёкие объекты должны демонстрировать больший вклад аккреционного диска в видимое *Gaia* излучение из-за космологического красного смещения УФ-излучения в оптическую полосу *Gaia* [61]. Итак, можно ожидать, что на *Gaia*-положение более синих и более далёких объектов сильнее влияет аккреционный диск, а у красных и более близких сильнее влияние джета. Заметим, что излучение источника может быть синим либо потому, что ультрафиолетовое излучение космологически смещается в полосу *Gaia*, либо потому, что его аккреционный диск по своей природе излучает сильнее.

Распределение угла смещения РСДБ-*Gaia*  $\Psi$  и красного смещения приведено на левой панели [рис. 1.5](#). Хорошо видно, что большинство смещений на  $180^\circ$  наблюдаются на больших красных смещениях  $z \geq 1.5$ ; смещения на  $0^\circ$  же присутствуют на всех красных смещениях, начиная с нуля. На правой панели [рис. 1.5](#) показано распределение угла сдвига  $\Psi$  и цветового индекса, который мы определяем как разность звёздных величин *Gaia* в синей ( $m_{BP}$ ) и красной ( $m_{RP}$ ) полосах. Большинство источников со смещением на  $180^\circ$  являются относительно синими (правый нижний угол графика), в то время как смещение  $0^\circ$  встречается для источников любого цвета. Эту зависимость также можно объяснить тем, что РСДБ-*Gaia* смещения в направлении вверх по течению ( $\Psi \approx 180^\circ$ ) происходят преимущественно тогда, когда более голубое излучение аккреционного диска более заметно в полосе *Gaia*. То, что более красные объекты показывают смещения только на  $0^\circ$ , дополнительно подтверждает влияние оптических джетов на РСДБ-*Gaia* сдвиги вниз по течению.

## 1.5 Оптическое излучение активных галактик различных классов

Вклад релятивистских джетов, аккреционных дисков и хозяйских галактик в наблюдаемое излучение существенно отличается для различных классов активных ядер галактик. Изучение РСДБ-*Gaia* сдвигов отдельно для таких классов даст дополнительную проверку нашей интерпретации смещений, и может привести к более детальному пониманию различий между классами как таковыми. Последнее включает в себя проверку предсказаний унифицированной схемы активных ядер, которая говорит что наблюдение активных ядер под разными углами к лучу зрения определяет уровень затемнения центральных областей пылевым тором и вклад излучения джета [6; 81–83]. В данном разделе мы сосредоточимся на квазарах, лацертидах, и сейфертовских галактиках; эти и другие классы определяются в [84]. Типичные красные смещения объектов существенно отличаются между этими классами, как показано на [рис. 1.6](#): в порядке увеличения расстояния это сейферты, VL Lacs и квазары. В [табл. 1](#)



Таблица 1 — Сводная информация по активным галактикам, входящим в РСДБ и *Gaia* каталоги. Значения колонок: (1) Класс объекта согласно оптическому отождествлению, основан на базе данных NED; (2) Количество таких объектов среди РСДБ-*Gaia* соответствий; (3) Медианное красное смещение, значения взяты из базы NED; (4) Медианная величина сдвига положений РСДБ-*Gaia*, в угловых и линейных единицах в проекции на небо.

Класс		$N$	$z_{\text{med}}$	$VG_{\text{med}}$	
				(mas)	(пк)
(1)		(2)	(3)	(4)	
Квазары		1891	1.40	0.70	5.5
Лацертиды		347	0.42	0.62	3.4
Сейфертовы галактики	Тип 1	127	0.34	0.73	3.1
	Тип 2	25	0.15	7.2	15
Неизвестно		37	0.26	1.5	4.6
Другие		437	0.21	2.3	7.1
Неизвестно		1159		1.4	

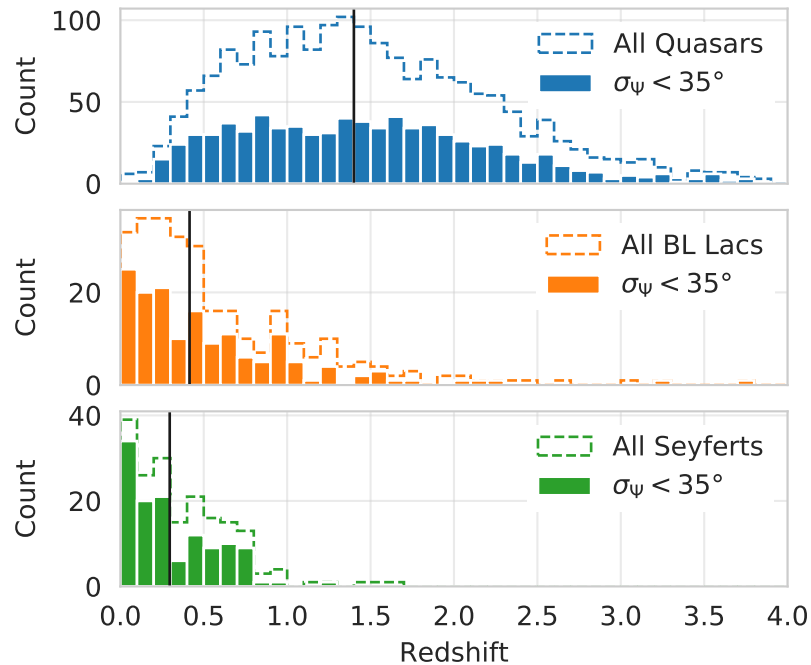


Рисунок 1.6 — Распределение красного смещения у различных классов активных ядер галактик: сверху вниз, квазары, лацертиды, сейфертовы галактики. Медианные значения отмечены вертикальными линиями. Горизонтальная ось: красное смещение, взятое из из NED; вертикальная ось: количество объектов.

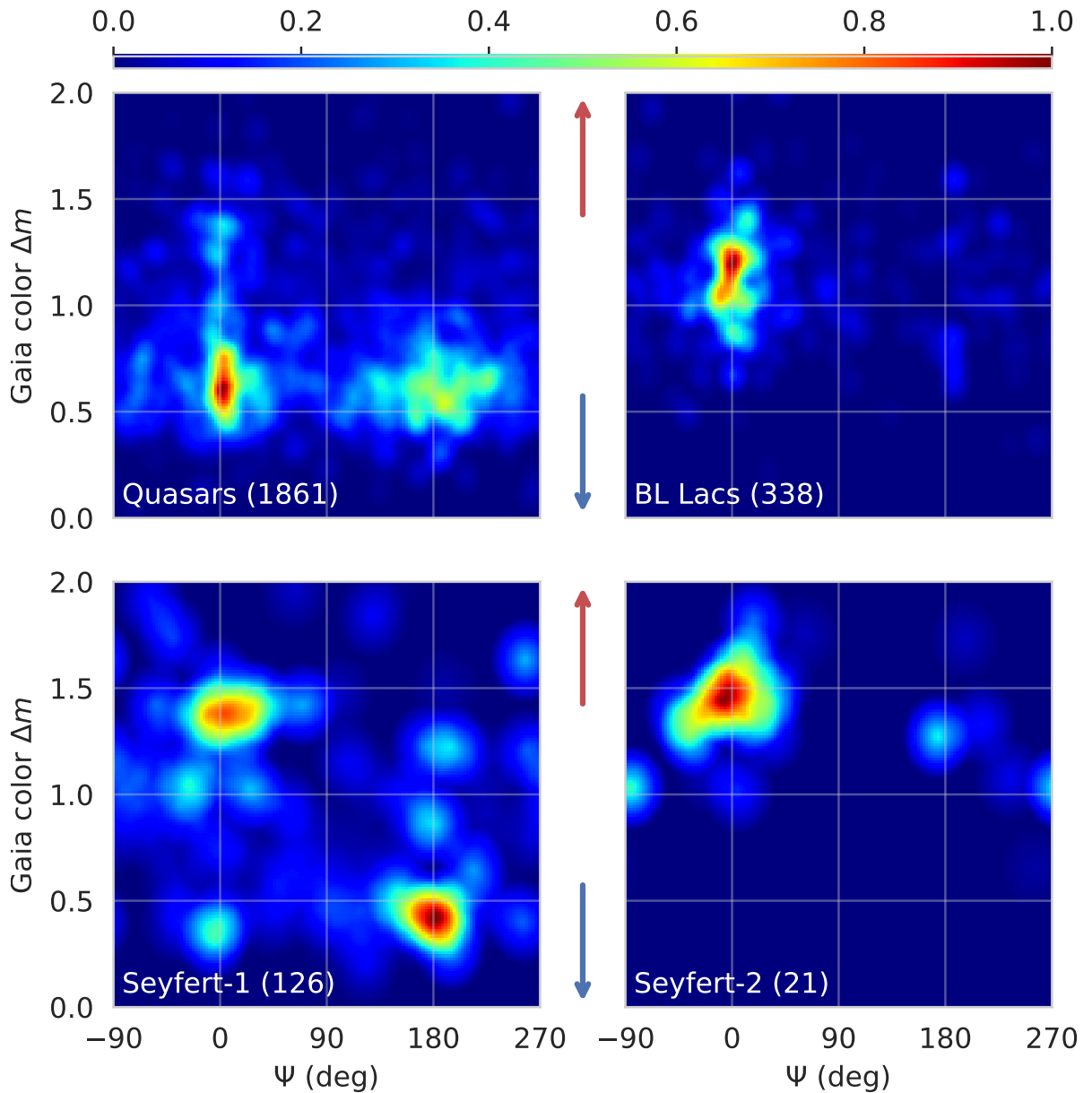


Рисунок 1.7 — Распределение угла  $\Psi$  совместно с оптическим цветовым индексом  $\Delta m$ , показанное отдельно для различных классов активных галактик, слева направо, сверху вниз: квазары, лацертиды, сейфертовы галактики первого и второго типов. Горизонтальная ось: угол сдвига РСДБ-*Gaia* относительно джета; вертикальная ось: цветовой индекс.

приведенная сводная информация по активным галактикам каждого класса, без фильтрации по значимости сдвигов РСДБ-*Gaia*.

Мы приводим совместное распределение угла РСДБ-*Gaia* сдвига  $\Psi$  и цветового индекса для каждого из этих классов на [рис. 1.7](#); напомним, что такой же график для всех объектов показан на правой панели [рис. 1.5](#). Здесь четко видны значительные наблюдаемые различия между классами, хотя и сохраняется общая тенденция со смещениями вверх по потоку ( $\Psi \approx 180^\circ$ ) в основном для более синих объектов.

Цветовой индекс большинства *квазаров* составляет  $\Delta m \approx 0.6$ , только 20% из них краснее чем  $\Delta m > 1$ . Более 2/3 этих красных квазаров имеют РСДБ-*Gaia* смещения вниз по течению с  $\Psi \approx 0^\circ$ , и наоборот, только 14% квазаров со смещениями вверх по течению ( $\Psi \approx 180^\circ$ ) являются красными. Более синие же квазары с  $\Delta m \approx 0.6$  показывают сдвиги как вниз (48%), так и вверх по течению (52%). Вероятно, в их оптическом излучении присутствует значительный вклад как аккреционного диска, так и джета. В таких случаях длина и направление сдвига зависят от соотношения потоков от диска и джета, и от длины джета. Более того, направление смещения для отдельных объектов может меняться во времени в зависимости от состояния активности диска и джета. Детальный анализ таких эффектов станет возможен с последующими выпусками данных *Gaia*, содержащими данные об изменениях положений и оптического потока во времени.

Другой класс активных ядер, *лацертиды*, не показывают или почти не показывают излучение в широких линиях. Это часто объясняется либо слабостью аккреционного диска, когда он не может возбудить излучение из области широких линий [85], либо большим доплеровским усилением излучением джета, которое перекрывает линии и делает их почти невидными [6]. Если именно излучение диска является причиной РСДБ-*Gaia* смещений вверх по течению джета ( $\Psi \approx 180^\circ$ ), то такие смещения должны наблюдаться только у очень немногих лацертид. Именно это мы и видим на [рис. 1.7](#): более 85% лацертид показывают смещение с  $\Psi \approx 0^\circ$  вниз по течению. Следовательно, оптическое излучение аккреционного диска, а не начала джета, является основной причиной смещений по направлению  $180^\circ$ . Более того, ядро и джет VL Lacs не блокируются пылевым тором в силу малого угла наблюдения, и яркое начало оптического джета хорошо видно [86]; тем не менее, его излучение вызывает РСДБ-*Gaia* смещение вверх по джету, когда вклад аккреционного диска невелик.

Третий класс, *сейфертовы галактики* — относительно слабые активные ядра со слабыми джетами. Большая часть оптического излучения исходит от их хозяйских галактик [87]. Сейфертовские галактики делятся на два подкласса, существенно отличающихся по своим свойствам: тип 1, имеющий как узкие, так и широкие эмиссионные линии, и тип 2, имеющий только узкие линии. В зависимости от ориентации активной галактики относительно наблюдателя [88], центральная область либо видна и доминирует в излучении (тип 1), либо скрыта за пылевым тором (тип 2). Исходя из нашей интерпретации можно ожидать, что сейфертовы галактики 1 типа могут показывать РСДБ-*Gaia* смещения вверх по течению джета, а у 2 типа его почти не будет наблюдаться. Действительно, мы обнаружили, что более 80 % сейфертовых галактик 2 типа смещены вниз по течению, в то время как тип 1 разделился почти поровну: 42 % со смещениями вверх по потоку (см. рис. 1.7).

Связь между цветом активных ядер и направлением РСДБ-*Gaia* смещения оказалась самой сильной для сейфертовских галактик: две трети таких объектов попадают в левый верхний или правый нижний угол на диаграммах. В них преобладает джет или аккреционный диск, соответственно. Значения цветового индекса  $\Delta m$  для сейфертовских галактик со смещениями вверх и вниз по струе, и их разница около 1, существенно ограничивают оптические спектры доминирующего в излучении ядра (диск плюс основание джета) и остальной части оптического джета. Этот результат может быть дополнительно полезен для определения размеров пылевого тора, используя измеренные величины сдвигов смещения.

Помимо джета и аккреционного диска, вклад в наблюдаемое излучение активных ядер вносят также их хозяйские галактики. Проведённый в предыдущих разделах анализ распределений РСДБ-*Gaia* сдвигов  $\Psi$  и видимых цветов позволяет нам ограничить сверху вклад хозяйских галактик в эти сдвиги. Если бы центральные части этих галактик были асимметричны по причине не связанной с джетами, их центры смещали измеряемые *Gaia* положения, и соответственно РСДБ-*Gaia* сдвиги, в случайных направлениях. Наши оценки в разд. 1.3 показывают, что не более чем 27 % значимых сдвигов независимы от джетов. Мы ожидаем, что будущее уточнение оптических и радио координат еще больше ограничит этот верхний предел. Если бы хозяйские галактики были яркими и симметричными вокруг оптического ядра, они бы вызывали смещения с  $\Psi \approx 180^\circ$ . Однако, большинство галактик имеют падающие спектры

[89], которые соответствуют красному цвету; мы же видим смещения в этом направлении наоборот, преимущественно у более синих источников (рис. 1.5 и рис. 1.7).

Затенение излучения хозяйской галактики пылевым тором может привести к видимой оптической структуре, сонаправленной с джетом [90]. Несмотря на это мы считаем, что так объяснить наблюдаемые смещения невозможно. Действительно, блазары, составляющие большинство источников в нашей выборке, имеют малые углы наблюдения около  $5^\circ$  [91]. Для таких углов затемнение хозяйской галактики тором со стороны джета и с обратной стороны практически одинаково, хотя эту разницу трудно оценить количественно без дополнительных предположений. Сейфертовские галактики — это объекты с большим разнообразием углов обзора. Для них на рис. 1.7 явно видны две отдельные группы: более голубые объекты с РСДБ-*Gaia* сдвигами в направлении  $\Psi \approx 180^\circ$ , и более красные со сдвигами в  $0^\circ$ . Эта дихотомия объясняется естественным образом, так как аккреционный диск небольших размеров может быть либо полностью перекрыт тором, либо полностью виден. Если бы смещения были вызваны затемнением излучения хозяйской галактики, то наблюдался бы непрерывный диапазон изменяющихся значений смещения и цвета соответственно плавно меняющемуся уровню затемнения.

## 1.6 Заключение

В данной главе мы обнаружили, что смещения измеренных положений активных галактик между РСДБ и *Gaia* преимущественно сонаправлены с джетами на масштабах парсек.

По нашим оценкам, по крайней мере для 73% источников со значимым РСДБ-*Gaia* смещением, эти смещения физически связаны с джетами. Ожидается, что эта доля ещё увеличится в дальнейшем при улучшении точности измерений РСДБ и *Gaia*. Доля смещений, вызванных другими эффектами, может быть значительно меньше, чем наш текущий верхний предел в 27%. При этом излучение хозяйской галактики, которое может быть частично закрыто пылевым тором, не оказывает доминирующего влияния на смещения РСДБ-*Gaia*.

Мы показываем, что смещения РСДБ-*Gaia* в направлении вниз по течению джета можно объяснить только наличием яркого и протяженного оптического излучения джетов, которое и сдвигает центрост *Gaia*. Величины таких смещений достигают десятков миллисекунд дуги, и мы делаем вывод, что оптические джеты с длиной не менее 20-50 пк в проекции на небесную сферу широко распространены среди ярких активных ядер. Джеты большинства активных галактик в нашей выборке расположены близко к лучу зрения [8], и соответствующие истинные размеры оптически ярких областей достигают сотен парсек.

Смещение РСДБ-*Gaia* в обратном направлении, вверх по течению, показывает что РСДБ-положения не совпадают с началом джета, подтверждая предсказания, например [24; 59]. РСДБ-положения оказываются смещены на величину до 2 mas или 20 пк в направлении вниз по струе. Известно, неучтенная протяжённая радиоструктура и частотно-зависимая прозрачность синхротронного излучения могут вносить свой вклад в эти смещения. Однако, этот вклад ожидается на типичном уровне 0.2 mas или меньше. Мы предполагаем, что либо наблюдаемые смещения представляют собой хвост распределения, либо вклад структуры источника и сдвига ядра недооценен (см. также гл. 2), либо другой, пока неизвестный эффект, вызывает такие большие смещения. Заметим, что типичные ожидаемые смещения короче 1 mas и пока не могут быть обнаружены в пределах ошибок РСДБ и *Gaia*.

У объектов со смещениями РСДБ-*Gaia* вверх по течению, *Gaia* положение должно быть очень близко к ядру. Такие активные галактики обычно расположены дальше, на более высоких красных смещениях, и имеют более синий цвет, чем объекты со смещением вниз по джеты. Поскольку аккреционный диск излучает преимущественно в ультрафиолетовом диапазоне, высокие красные смещения и синий цвет указывают на то, что большая часть потока аккреционного диска попадает в оптическую полосу пропускания *Gaia*. Это увеличивает влияние диска по сравнению с джетом на измеренное положение. Мы делаем вывод, что в случаях РСДБ-*Gaia* смещения вверх по потоку, положение *Gaia* определяется доминирующим излучением аккреционного диска.

Рассматривая отдельно квазары, лацертиды и сейфертовские галактики, мы сравниваем предсказания унифицированной схемы активных галактик с нашими результатами. Унифицированная схема объясняет различные классы активных ядер эффектами ориентации, которые включают доплеровское усиление

и затемнение пылевым тором. Оказалось, что она удовлетворительно объясняет полученные распределения цветового индекса и направления РСДБ-*Gaia* смещения для различных классов. А именно, квазары и сейфертовы галактики первого типа могут смещаться в обоих направлениях, вниз и вверх по течению, в зависимости от относительного вклада их дисков и джетов в излучение. Лацертиды и сейфертовы галактики второго типа имеют относительно слабое излучение широких линий и аккреционного диска, или же их соответствующая область затемнена. Мы обнаружили, что почти ни одна из таких галактик не показывает РСДБ-*Gaia* смещений вверх по течению. Эти результаты полностью согласуются и дополнительно подтверждают то, что координаты измеренные *Gaia* соответствуют положению ядра в случаях сильного излучения аккреционного диска, а не из-за яркого начала джета в оптическом диапазоне.

Уже получены независимые подтверждения [38; 92] астофизической природы сдвигов между координатами РСДБ и *Gaia*; следствия таких сдвигов для астрометрических применений анализируются, например, в [93]. Дальнейшее развитие полученных результатов будет включать анализ более точных оптических координат в следующих выпусках *Gaia*, учёт их переменности когда эта информация станет доступной. На сегодняшний день диссертантом в составе научной группы проводятся наблюдения нескольких десятков активных галактик, отобранных по результатам данного анализа, на космическом телескопе Хаббл. Ожидается, что прямое наблюдение оптических джетов у некоторых объектов окажется возможным и в комбинации с астрометрическими измерениями даст дополнительную информацию для изучения процессов в мощных релятивистских джетах.

## Глава 2

# Смещение видимого начала радиоджетов блазаров со временем

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работе диссертанта [3]. Личный вклад в данную работу отмечен во введении к диссертации.

На изображениях релятивистских струй активных галактик «ядро» обычно отождествляется с наиболее компактным компонентом, расположенным ближе всего к основанию струи. Обычно это область с оптической толщиной  $\tau_\nu \approx 1$  (фотосфера), положение которой зависит от частоты наблюдения  $\nu$  [19]. Наблюдения подтверждают, что ядро расположено дальше от основания струи и имеет больший размер на более низких частотах [например 20; 21].

Наиболее вероятными механизмами, вызывающими такие наблюдаемые эффекты в компактных струях, являются синхротронное излучение и синхротронное самопоглощение [94]. В предположении, что струя свободно расширяется и существует равномерное распределение между кинетической энергией частиц и энергией магнитного поля, расстояние  $r_c(\nu)$  ядра от основания струи должно масштабироваться как  $r_c(\nu) \propto \nu^{-1}$  [19]. Хотя неизвестно, всегда ли эти предположения справедливы, было показано, что во многих случаях расстояние до ядра хорошо согласуется с  $r_c(\nu) \propto \nu^{-1}$  [20].

Исследование эффекта сдвига ядра и его переменности важно как для астрометрических [24], так и для астрофизических [23; 95; 96] приложений. Этот эффект влияет на точные астрометрические измерения с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой, о чем говорится в [97] и [52]. Он также вносит систематические смещения при выравнивании радио- и оптических систем отсчета [гл. 1; 24; 1; 2]. Таким образом, неучтенная переменность сдвига ядра приводит к тому, что эти смещения меняются со временем, что еще больше усложняет долгосрочную точную астрометрию и выравнивание систем отсчета. Что касается астрофизики, то измерение положения ядра во время вспышек и между ними может дать важную информацию о происхождении вспышек и их распространении вдоль струи.



Для источников, испытывающих вспышки, было показано [23; 24], что если единственным изменяющимся параметром в компактной струе является плотность излучающих частиц, то величина смещения ядра тесно связана с плотностью потока ядра как  $r_c \propto S_c^{2/3}$ . В [98] показано, что во время вспышек в ядре скорость струи меняется очень слабо, поэтому можно ожидать, что эта пропорциональность между сдвигом ядра и плотностью потока обычно выполняется. Некоторые результаты наблюдений [например 24] также указывают на существование такой зависимости, но в них было ограниченное число источников, чтобы сделать какой-либо надежный вывод. Позднее, в [20] не было обнаружено значимой связи между смещением ядра и плотностью потока в области ядра. Последние исследования отдельных источников также связывают изменения в положении РСДБ ядра с рентгеновскими и  $\gamma$ -вспышками [99; 100]. Итак, наличие достаточно большого набора данных измерений сдвига ядра, охватывающего несколько вспышечных событий для отдельных источников, имеет важное значение для оценки и изучения возможной связи сдвига ядра и РСДБ-потока ядра.

Предыдущие измерения эффекта сдвига ядра [например 20; 21; 24; 101—103] содержали не более нескольких эпох на источник (при этом большинство объектов измерялись только в одну эпоху), и, следовательно, не могли эффективно изучать, как сдвиг ядра меняется со временем. В данной главе представлены многоэпоховые измерения смещения ядра для 40 активных галактик, каждая из которых имеет от 10 до 70 эпох наблюдений, и эти данные используются для детального изучения переменности смещения ядра.

## 2.1 Наблюдательные данные

Для нашего анализа мы использовали одновременные наблюдения РСДБ в диапазонах  $S$  и  $X$  (2 и 8 ГГц), собранные в базе данных *Astrogeo*<sup>1</sup>. Эта база содержит данные функции видности и изображения, полученные в геодезических РСДБ наблюдениях [49; 68; 69] и обзорах калибраторов VLBA (VCS; [62—67]). Подробности о калибровке амплитуды геодезических наблюдений см. в [49]. Эти

<sup>1</sup>[http://astrogeo.org/vlbi\\_images/](http://astrogeo.org/vlbi_images/)

программы хорошо подходят для задачи измерения сдвига ядра, поскольку две частоты наблюдений достаточно разделены и низки, в то время как на более высоких частотах сдвиг ядра может быть менее выраженным. В целом, набор данных содержал 4143 источника, наблюдавшихся в период с 1994 по 2016 год. Мы отобрали 40 объектов, которые демонстрируют протяженную структуру, позволяющую провести измерения сдвига ядра, и наблюдались по крайней мере в течение десяти эпох на обеих частотах. Периодичность этих наблюдений весьма неоднородна и обычно составляет от месяца до нескольких лет. Основная информация об этих выбранных источниках приведена в [табл. 2](#).

Для того, чтобы обеспечить исходное направление для измерений смещения ядра, позиционный угол струи был определен для каждого из выбранных объектов, используя восстановленные изображения на частоте 8 ГГц. Для этого мы брали средний угол всего излучения, более чем в 5 раз превышающего шум изображения, расположенного на расстоянии более трёх размеров диаграммы направленности от центра изображения. Если для данного источника было доступно более одного изображения, позиционный угол усреднялся по всем эпохам. Полученные направления джетов приведены в столбце 6 [табл. 2](#).

База данных *Astrogeo* предоставляет калиброванные данные функции видимости (измерения в пространстве Фурье) и изображения, реконструированные из этих данных. Изображения, собранные в базе данных, не подходят для наших целей, так как для выравнивания изображений и измерения смещения ядра требуется их восстановление с одинаковым размером диаграммы направленности и пикселей на обеих частотах. Поэтому мы повторно восстановили изображения с помощью алгоритма CLEAN [104], реализованного в DIFMAP [105], и свернули полученные изображения со средним размером диаграмм направленности (рассчитанным индивидуально для каждого объекта) между 2 и 8 ГГц. Мы применили этот подход ко всем объектам и получили однородный набор изображений с размерами  $2048 \times 2048$  пикселей и размером пикселя  $0.05 \text{ mas}$ . Потенциальные систематические эффекты из-за различных покрытий пространства видностей на разных частотах [например 106] не должны влиять на наши измерения, поскольку они становятся значительными при отношениях сигнал/шум (SNR)  $\lesssim 7$  [107], что значительно ниже уровней SNR областей джета, которые мы использовали в наших измерениях сдвига ядра.

Таблица 2 — Информация об исследуемых объектах: (1) — имя в формате J2000; (2) — имя в формате B1950; (3), (4) — J2000 координаты из Radio Fundamental Catalogue (RFC, <http://astrogeo.org/rfc>) версии 2017c; (5) — красное смещение [74]; (6) — позиционный угол джета, оцененный как описано в [разд. 2.1](#); (7) — количество эпох наблюдений, использованных в анализе. Полностью таблица доступна в электронном виде в базе данных CDS: <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/MNRAS/485/1822>.

Имя объекта		R.A. (J2000)	DEC. (J2000)	$z$	P.A.	$N_{\text{obs}}$
J2000	B1950	hh:mm:ss.ssss	dd:mm:ss.sss		[°]	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
J0006−0623	0003−066	00:06:13.8929	−06:23:35.3353	0.347	280.8	51
J0017+8135	0014+813	00:17:08.4749	+81:35:08.1365	3.384	190.7	71
J0102+5824	0059+581	01:02:45.7624	+58:24:11.1367	0.644	247.7	78
J0136+4751	0133+476	01:36:58.5948	+47:51:29.1001	0.859	327.9	69
J0204+1514	0202+149	02:04:50.4139	+15:14:11.0437	0.405	305.1	45

## 2.2 Измерения сдвига ядра

Существует несколько методов, разработанных для измерения сдвига ядра в радиоджетах. Все эти методы должны решать подзадачи идентификации области ядра на каждой отдельной частоте наблюдения, и сопоставления положений ядра на разных частотах. Мы вначале приводим обзор имеющихся методов измерения сдвига ядра с их преимуществами и недостатками, а затем детально описываем применяемый в данной главе подход.

### Нахождение области ядра на масштабах парсек.

Предполагая, что местоположение ядра определяется оптической толщиной  $\tau$  в излучающей плазме струи, обычно утверждается, что поверхность  $\tau = 1$ , представляющая ядро, является наиболее компактной и яркой деталью, наблюдаемой в джете вблизи истинного его начала. Тем не менее, на надежность такой идентификации может повлиять видимое наложение излучения ядра на излучение ниже по течению струи [21] или на стационарную ударной волной ниже по течению [108]. Стационарную ударную волну, которую можно спутать с ядром, возможно распознать по её оптически тонкому спектру, отсутствию заметной частотной зависимости положения и повторяющимся появлениям бо-

лее слабой особенности выше по течению от него, возникающей в результате вспышечной активности источника.

Методы, подходящие для идентификации области ядра в джетах, зависят от сложности структуры источника и количества источников, включенных в исследование, а для больших выборок требуются автоматизированные методы.

В самом базовом варианте пик яркости на изображении может быть использован в качестве косвенного признака ядра. Однако ядро не обязательно является самой яркой областью в струе [см., например, карту спектрального индекса 0923+392 в 106] и даже когда это самая яркая область в струе, на положение пика яркости может влиять эффект смешивания с излучением джета.

Обычно для простоты принято моделировать структуру струи с помощью набора Гауссовых компонент, и идентифицировать ближайший к началу струи компонент — в большинстве случаев самый яркий — как ядро [например 24]. Этот метод обеспечивает относительно точную идентификацию ядра, но его трудно реализовать в автоматическом режиме без вмешательства человека. В более упрощенном автоматизированном подходе [например 109; 110], ядро моделировалось одной гауссовой компонентой, а остальная часть струи — другой. Этот подход дает приемлемые результаты для источников, в структуре которых доминирует область ядра, а само ядро не смешивается существенно с излучением ниже по течению.

### **Выравнивание изображений**

Перекрестное сопоставление положений ядра, регистрируемых на разных частотах (или выравнивание изображений), в принципе, является астрометрической задачей. При отсутствии абсолютных или относительных астрометрических измерений эта задача может стать нетривиальной, поскольку информация об абсолютном положении теряется во время самокалибровки в процессе формирования изображений [111; 112].

Одним из способов достижения такого выравнивания является использование фазовой привязки к близлежащему калибратору [48; 113; 114], для разрешения сдвига ядра наблюдаемых источников. Затем положение целевого объекта может быть надежно определено относительно положения калибратора. Этот метод обеспечивает выравнивание изображений на разных частотах, но не может быть применен к данным, используемым в данной главе.

В отсутствие астрометрической информации выравнивание изображения может быть выполнено с использованием некоторых деталей наблюдаемой

структуры в качестве эталона. Если струя имеет четко разделенные излучающие области (компоненты) в своей оптически тонкой части, можно предположить, что эти компоненты находятся в одном и том же месте на обеих частотах. Тогда их можно явно использовать в качестве опорных точек и определять положение ядра относительно них [20; 24]. Однако это требует построения детальной модели структуры источника (обычно в виде нескольких гауссиан) и выбора соответствующих друг другу компонент для каждого наблюдения. Это делается вручную, а значит подвержено ошибкам и трудно поддается автоматизации.

Для объектов с гладкой структурой, которая не может быть однозначно разложена на гауссовы компоненты, была применена маскированная двумерная кросс-корреляция [115]. Алгоритм также обсуждался [116] и применялся [101; 106]. В этом подходе прямоугольная маска выбирается вручную, чтобы покрыть оптически тонкую область струи на одном изображении, и соответствующая область второго изображения регистрируется путем нахождения максимального значения кросс-корреляции. При этом неявно предполагается, что опорная область оптически тонкая и не имеет значительных градиентов спектрального индекса. Этот метод считается одним из наиболее точных [21] для объектов с ярко выраженным протяженным излучением, однако требует ручного вмешательства.

В [20; 21] авторы проводили сравнение выравниваний, полученных с помощью методов основанных на моделировании и на двумерной кросс-корреляции. Оказалось, что оба подхода дают согласованные результаты.

### 2.2.1 Автоматизированная процедура измерения сдвига ядра

В данной главе мы стремимся предложить надежную, автоматизированную и, по возможности, не требующую контроля процедуру для определения местоположения области ядра на РСДБ-изображениях компактных джетов и перекрестных ссылок на ее положение между отдельными многочастотными изображениями одного и того же объекта.

**Измерение положения ядра: вычитание протяжённой структуры**

Для определения положения ядра не требуется детальная модель всей структуры источника. Для этой цели мы используем метод, в котором область ядра представлена одной гауссовой компонентой после вычитания протяженной структуры излучения [117]. Метод использует данные функции видимости и модель компонентов CLEAN, полученную во время гибридного картографирования источника. Алгоритм нахождения области ядра включает следующие шаги:

1. Оценка приблизительного положения ядра простым способом, например, используя самый яркий пиксель изображения.
2. Вычитание из интерферометрической видимости вклада компонент CLEAN, расположенных дальше некоторого порогового расстояния от этого положения.
3. Подгонка одного кругового гауссова компонента к остаточной видимости.

Пороговое расстояние является свободным параметром, который можно выбрать. Чтобы оценить, насколько стабильны результаты в зависимости от этого выбора, мы проанализировали описанный процесс для различных значений порогового расстояния в диапазоне от 0.5 до 1.5 от размера диаграммы направленности. Для данных 8 ГГц результирующая гауссова компонента ядра, подогнанная к данным видимости после вычитания расширенной структуры, находится очень близко к фазовому центру, со смещением  $\leq 0.04$  mas в 90% случаев. Это соответствует нашим ожиданиям, что оптически тонкое излучение джета падает с частотой и меньше влияет на оценку положения ядра. В диапазоне 2 ГГц положение компонента ядра часто значительно смещено относительно нуля, но также нечувствительно к пороговому значению. Стандартное отклонение его положения для указанного диапазона пороговых значений составляет менее 0.06 mas для 90% наблюдений. Для дальнейшего анализа мы сохраняем оценки положения компонента ядра, полученные с использованием всех пороговых значений в диапазоне размеров пучка от 0.5 до 1.5, и используем их для оценки неопределенности измерений.

### **Выравнивание изображений: кросс-корреляция с маской**

Для автоматического выравнивания многочастотных изображений одного и того же объекта мы применяем кросс-корреляцию оптически тонких областей, находящихся в его структуре. Мы также используем маску для идентификации этих областей, но наша реализация не требует, чтобы маска была прямоуголь-

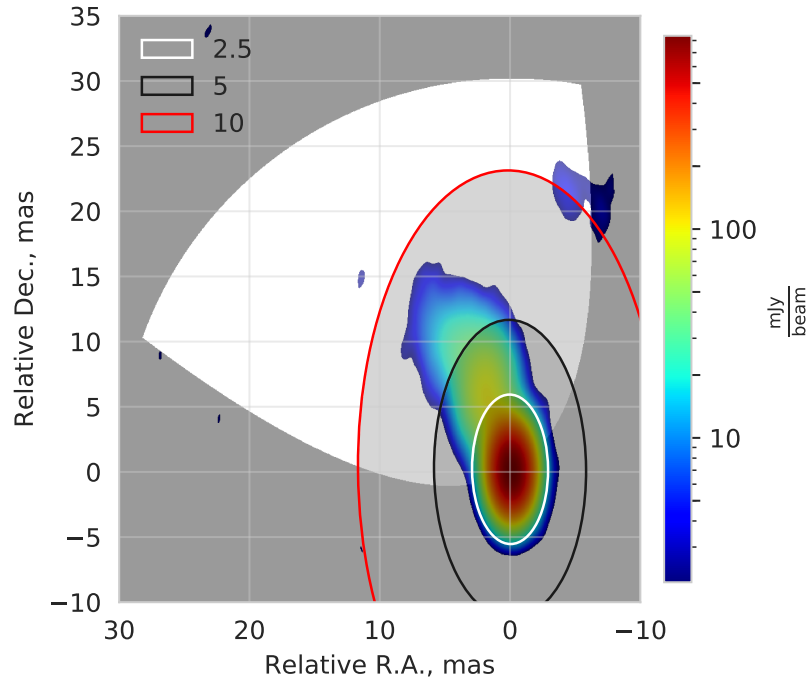


Рисунок 2.1 — Пример маски для кросс-корреляции: затенённые области не используются при наложении. Объект J1118+1234, показаны параболическая форма маски джета и эллиптические маски различного размера вокруг ядра, соответствующие множителям 2.5, 5, 10. См. детальное описание подхода в [разд. 2.2.1](#). Горизонтальная ось: прямое восхождение относительно координат наблюдения (фазового центра) в миллисекундах дуги; вертикальная ось: относительное склонение; цвет: плотность потока на карте.

ной. Для маски мы используем параболическую форму,  $|y| < a\sqrt{x}$ , где  $x$  — расстояние от ядра вдоль направления струи, а  $y$  — поперечная к нему координата. Значение  $a$  было установлено равным  $\sqrt{20\text{mas}}$ , чтобы парабола охватывала даже самые широкие струи. Излучение ядра исключается из кросс-корреляции путем дополнительного применения эллиптической маски в форме диаграммы направленности с центром в положении ядра. Протяженность маскируемой области ядра регулируется параметром  $m$ , описывающим размер эллипса в единицах размера диаграммы направленности. Применение процедуры маскирования проиллюстрировано на [рис. 2.1](#).

Параметр  $m$  изменялся в диапазоне от 2.5 до 10 с шагом 0.1. Не все источники имеют значительное излучение, вдали от ядра, и при больших  $m$  маска будет содержать в основном шум. Для фильтрации таких случаев мы устанавливаем эмпирический порог и ограничиваем максимальное значение  $m$ , требуя, чтобы результирующая область маски с яркостью, превышающей в 3 раза уровень шума, была более чем в 4 раза больше площади диаграммы направленно-

сти. Мы используем выравнивания изображений, соответствующие всем таким значениям  $m$ , чтобы отразить неопределенность измерений.

Существуют пары изображений, для которых маскированная кросс-корреляция дает явно некорректные результаты, о чем можно судить по сильным градиентам и нефизичным значениям спектрального индекса, полученных с помощью этой процедуры выравнивания. Такие случаи должны рассматриваться вручную, чтобы либо исключить их из дальнейшего рассмотрения, либо повторно проанализировать с использованием другой маски.

### **Выравнивание изображений: спектральный индекс**

В попытке преодолеть трудности процедуры кросс-корреляции по маске и уменьшить количество необходимых ручных вмешательств, мы разработали новый метод выравнивания, основанный на машинном обучении, с алгоритмом классификации, обученным на относительно небольшом количестве данных, подготовленных вручную. Идея метода основана на наблюдении, что часто очень легко выбрать правильное выравнивание изображений на основе визуального осмотра карт спектральных индексов. В данном случае решение об оптимальном выравнивании основывается на априорно ожидаемых свойствах карты спектрального индекса компактной струи: распределение спектрального индекса должно быть в основном симметричным перпендикулярно направлению струи и приближаться к равномерному в оптически тонких областях струи, удаленных от ядра.

Таким образом, мы составили следующие классификационные признаки для алгоритма классификатора:

1. Симметрия перпендикулярно направлению струи. Это условие реализуется в виде средней парной разности значений спектрального индекса, расположенных на одинаковых расстояниях от оси струи по обе стороны от нее. Выбраны следующие диапазоны расстояний: 0 – 1, 1 – 2, 2 – 3, 3 – 4 и 4 – 5 mas. Ось струи определяется как прямая линия, начинающаяся в самом ярком пикселе изображения и направленная под позиционным углом джета, указанным в [табл. 2](#).
2. Концентрация отрицательных значений спектрального индекса, которая показывает, насколько однороден спектральный индекс в оптически тонких областях. Количественно это состояние определяется количеством пикселей, имеющих спектральный индекс, равный (в пределах



погрешности) отрицательному пику распределения спектрального индекса на изображении.

В процессе ручного выбора алгоритм обучается пользователем, который выбирает наилучшее выравнивание из сетки карт спектральных индексов, соответствующих различным сдвигам изображений из одного и того же наблюдения. Шаг по обеим координатам устанавливается равным  $0.1 \text{ mas}$ , и от пользователя требуется выбрать не более двух правильно выглядящих карт. Случаи, для которых выбор неоднозначен и пользователь не может выбрать приемлемое выравнивание, не используются в обучении классификатора. Таким образом, мы выбираем оптимальные выравнивания для 50 случайных пар изображений и используем их в качестве ответов для обучения классификатора. Для классификации мы считаем выбранные пользователем сдвиги правильными, а сдвиги, отличающиеся более чем на  $0.15 \text{ mas}$  от выбранных, неправильными.

Используя описанные выше классификационные признаки, мы обучили бинарный классификатор с помощью алгоритма древовидного бустинга, реализованного в XGBoost [118]. Такие модели могут отражать взаимосвязи между различными признаками и, как известно, устойчивы к переобучению, что важно, поскольку у нас относительно мало обучающих образцов. Выравнивания, отмеченные классификатором как правильные, используются для дальнейшего анализа и объединяются в виде средневзвешенного значения. Основные гиперпараметры алгоритма классификатора были выбраны с помощью кросс-валидации, и они приводят к медианной ошибке оценки сдвига, равной  $0.07 \text{ mas}$ .

Мы оценили полученные изображения спектрального индекса визуально и обнаружили, что в целом они соответствуют нашим ожиданиям (см. выше) и согласуются между наблюдениями одного и того же источника в разные эпохи. Результаты этого метода выглядят более надежными по сравнению с кросс-корреляцией, требуют меньшего количества ручных пометок и выбора параметров, но в остальном они обычно согласуются с кросс-корреляцией. Исходя из этого, далее в данной главе используется именно этот метод выравнивания изображений, на основе характеристик спектрального индекса.

## Объединение измерений

Измерив положение ядра на обеих частотах ( $\mathbf{r}_{c2}$  на 2 ГГц и  $\mathbf{r}_{c8}$  на 8 ГГц) и сдвиг между соответствующими изображениями  $\mathbf{r}_{\text{img}2 \rightarrow 8}$ , мы вычислили вектор сдвига ядра как  $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_{c2} - \mathbf{r}_{c8} - \mathbf{r}_{\text{img}2 \rightarrow 8}$ . Полученные векторы сдвига ядра нанесены на [рис. 2.2](#) относительно позиционного угла струи в соответствующих объектах. Как отмечалось ранее, наши методы измерения дают сразу набор значений для каждой из этих величин. Разброс этих значений может быть принят как оценка неопределенности в их определении. Здесь мы объединяем их во всех комбинациях, т.е. берем оба положения ядра  $\mathbf{r}_{c2}$  и  $\mathbf{r}_{c8}$  для всех пороговых значений (см. [разд. 2.2.1](#)) и все векторы выравнивания изображений  $\mathbf{r}_{\text{img}2 \rightarrow 8}$ , классифицированные как правильные (см. [разд. 2.2.1](#)). Это приводит к множественным значениям результирующей  $\Delta \mathbf{r}$ . Чтобы получить единую оценку величины сдвига ядра, мы вычисляем медиану всех этих значений. Половина ширины 68% интервала принимается за  $1\sigma$  ошибку этой оценки, и эта неопределенность обычно составляет около 0.2 mas.

## 2.3 Результаты

Предыдущие исследования смещения ядра показывают, что вектор сдвига ядра в целом хорошо согласуется с направлением струи, а его перпендикулярная компонента, вероятно, доминируется шумом [21]. Этот вывод подтверждается нашими результатами, показанными на [рис. 2.2](#), которые демонстрируют, что около 80% векторов сдвига ядра лежат в пределах  $20^\circ$  от направления джета. Предположение о том, что компонент, перпендикулярный струе, является шумовым, также непосредственно подтверждается: примерно для 2/3 наблюдений перпендикулярный компонент находится в пределах  $1\sigma$  доверительного интервала от нуля.

В качестве дополнительной проверки разработанного в [разд. 2.2.1](#) метода измерения, мы сравниваем наши результаты в [рис. 2.3](#) с предыдущими измерениями сдвига ядра, сделанными [24] и [20], для общих источников и эпох.

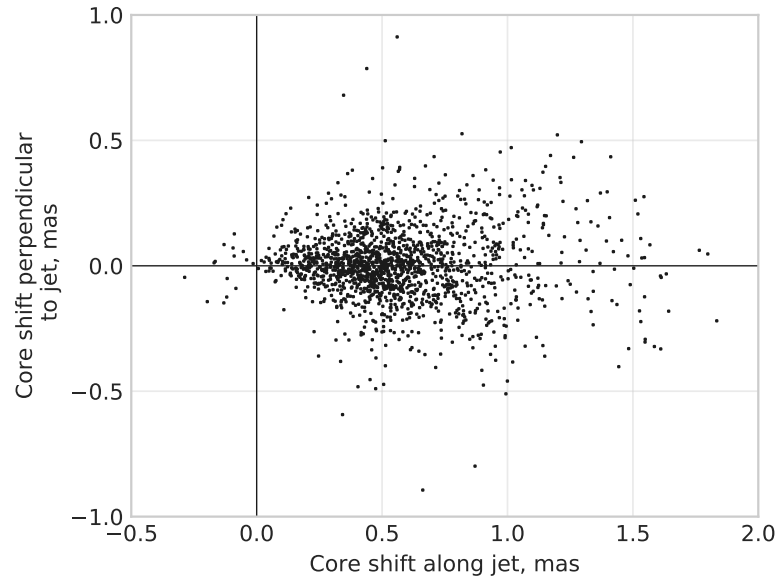


Рисунок 2.2 — Вектора сдвигов ядра относительно направления джета. Показаны конечные точки измеренных векторов, считая их начала зафиксированными в точке  $(0, 0)$ . Горизонтальная ось: сдвиг вдоль джета, миллисекунды дуги; вертикальная ось: сдвиг поперёк джета.

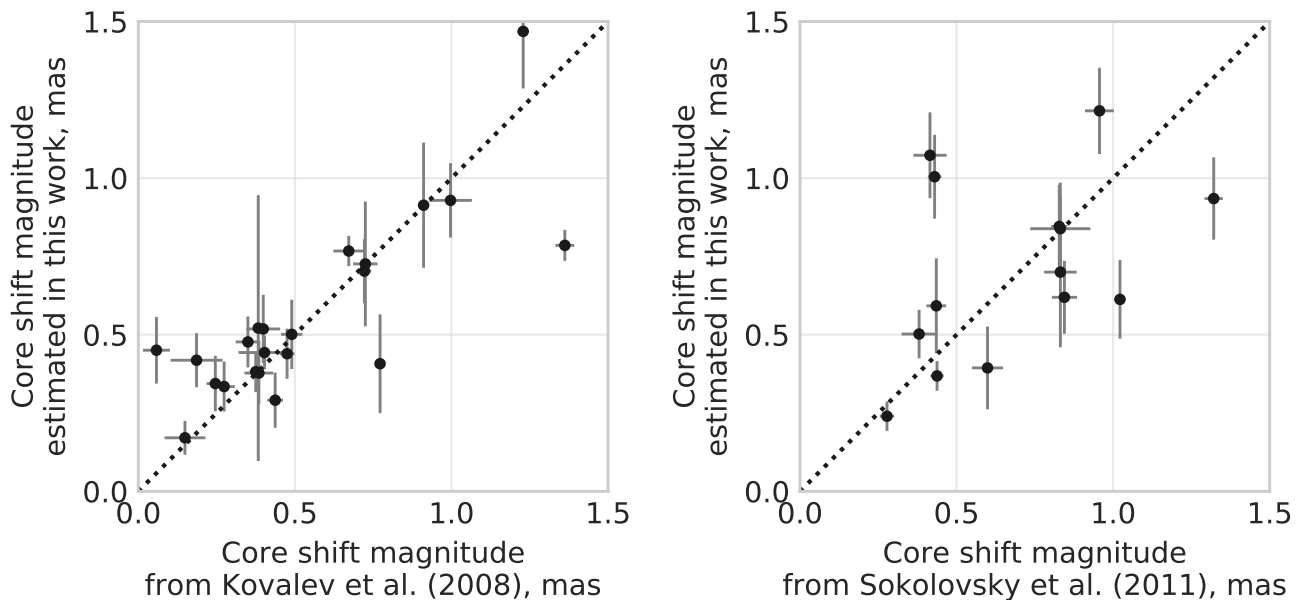


Рисунок 2.3 — Сравнение величин сдвигов ядра, измеренных в данной работе, с предыдущими измерениями тех же объектов в [24] и [20]. Горизонтальная ось: величина сдвига ядра из соответствующей работы в миллисекундах дуги; вертикальная ось: величина сдвига ядра, измеренная в данной работе.

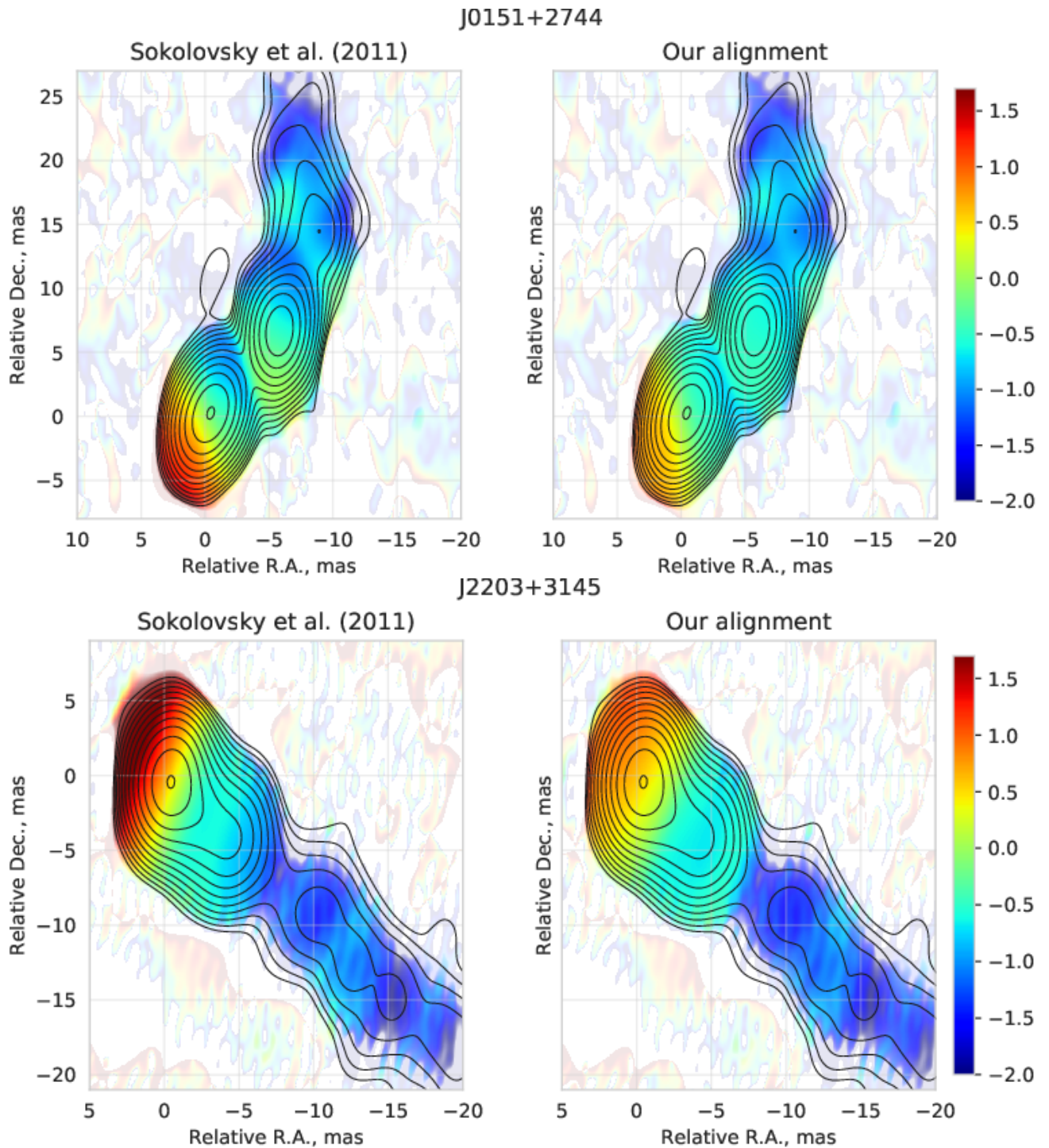


Рисунок 2.4 — Сравнение карт спектрального индекса для J0151+2744 и J2203+3145, полученных двумя различными способами выравнивания изображений: из этой главы на основе карты спектрального индекса, и из [20] с использованием кросс-корреляции. Эти два объекта показывают наибольшую разницу измерений сдвига ядра между нашими измерениями и [20]. Значения спектрального индекса показаны цветом, а интенсивность на 2 ГГц контурами. Горизонтальная ось: прямое восхождение относительно координат наблюдения (фазового центра) в миллисекундах дуги; вертикальная ось: относительное склонение.

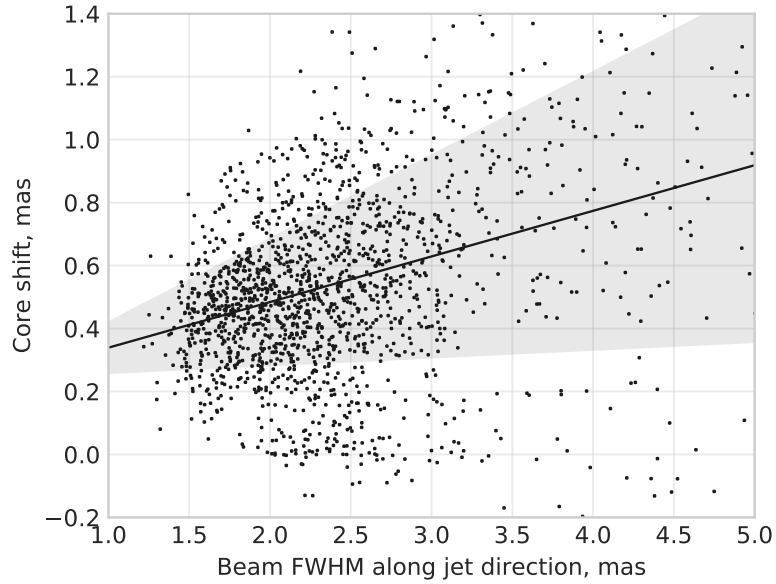


Рисунок 2.5 — Зависимость измеренной величины сдвига ядра от размера диаграммы направленности. Точки соответствуют отдельным измерениям, линия — подогнанной линейной функции, а закрашенные области — 68% интервалам неопределённости. Горизонтальная ось: ширина диаграммы направленности вдоль джета по уровню половины мощности в миллисекундах дуги; вертикальная ось: измеренная величина сдвига ядра.

Это сравнение показывает, что различные оценки согласуются в пределах 1σ ошибок в 72% и 61% источников, соответственно. Чтобы понять возможные причины остающихся расхождений, мы сравнили (рис. 2.4) изображения спектрального индекса для двух источников с наибольшей разницей между нашими измерениями и измерениями [20]. Выравнивание, представленное в данной главе, приводит к меньшим поперечным градиентам и в целом более однородному распределению спектрального индекса.

В ходе дальнейшей проверки результатов смещения ядра мы оценили, не оказывают ли систематического влияния на наши измерения различные  $(u, v)$ -покрытия данных РСДБ видностей для разных источников и эпох. Для этого мы сравнили оцененные величины сдвига ядра с размерами диаграммы направленности вдоль направления джета. Как описано в разд. 2.1, мы используем среднюю между 2 и 8 ГГц диаграмму направленности. Связь между измеренными сдвигами и размерами диаграммы показана на рис. 2.5. Если предположить линейную зависимость, то связь между ними может быть лучше всего описана как

$$r = 0.19 \text{ mas} + 0.14r_{\text{beam}} + \varepsilon, \quad (2.1)$$

где  $\varepsilon$  — гауссовская случайная величина со стандартным отклонением  $\sigma_\varepsilon = 0.12r_{\text{beam}} - 0.04 \text{ mas}$ . Полученная линейная зависимость, построенная на [рис. 2.5](#), показывает, что для более широких диаграмм направленности среднее значение измерений сдвига ядра и его разброс увеличиваются, поэтому измерения становятся менее точными. Однако большинство измеренных смещений ядра и различий между ними не доминированы изменениями  $(u, v)$ -покрытия от эпохи к эпохе, так как точки сильно разбросаны относительно линии регрессии.

Чувствительность различна в S и X диапазонах, и меняется от одного наблюдения к другому. Это, в сочетании с различными спектральными свойствами областей струи, в принципе, может повлиять на наши измерения. Используя тот же подход, что и в случае с размером диаграммы, мы сравнили измерения смещения ядра с шумом изображения на 2 и 8 ГГц, а также с их соотношением. Во всех случаях корреляция Спирмена либо незначительна, либо статистически значима с коэффициентом менее 0.06. Мы не рассматриваем далее эффекты чувствительности, так как даже если они существуют, то их величина намного меньше, чем эффекты  $(u, v)$ -покрытия.

Для изучения взаимосвязи между переменностью плотности потока и сдвигом ядра в данной главе мы используем плотность потока ядра, полученную в результате подгонки гауссовой компоненты, выполненной в [разд. 2.2.1](#) для идентификации области ядра. Для проверки обоснованности использования этих результатов мы убедились, что плотность потока ядра не ниже плотности потока неразрешенного излучения и не выше полной плотности потока (см. их определения в [\[67\]](#)), которые взяты из каталога RFC.

### 2.3.1 Величины сдвига ядра

На [рис. 2.6](#) показано общее распределение величин сдвига ядра, измеренных в плоскости неба, для всех источников, как в угловых, так и в линейных единицах. Медианные величины сдвигов составляют  $0.53 \text{ mas}$  или  $3.2 \text{ pk}$ . Величины смещения ядра приведены в [табл. 3](#) для всех источников и всех эпох, использованных в нашем анализе. Около 2.5% величин отрицательны, но только 9% из них отличаются от нуля на уровне  $2\sigma$ . Таким образом, мы не видим существенных доказательств того, что ядра на 8 ГГц расположены ниже по те-

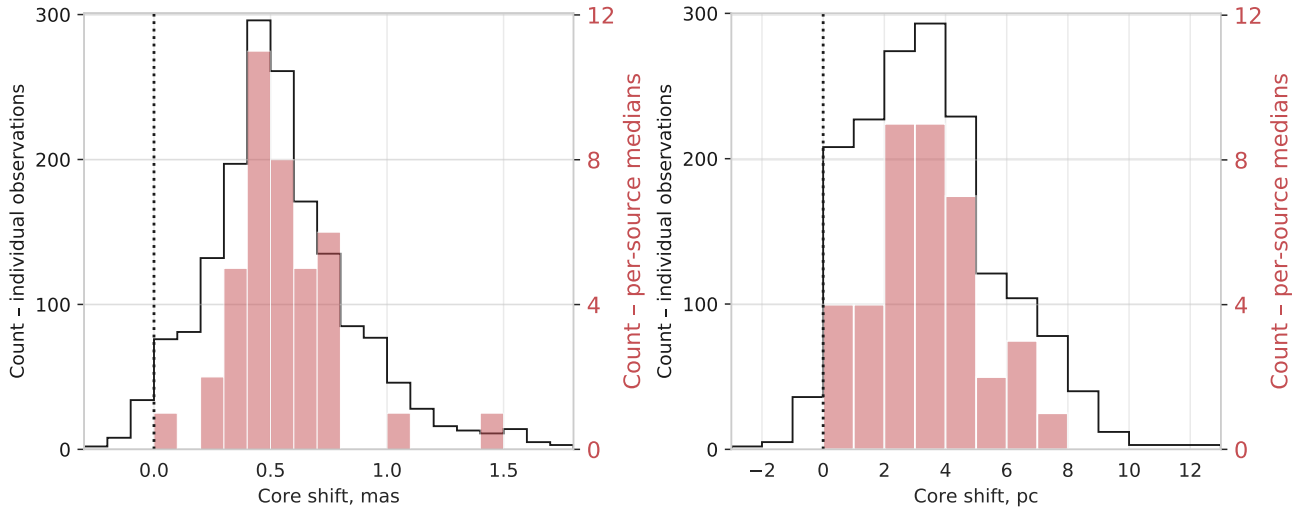


Рисунок 2.6 — Распределения величин сдвига ядра между 2 и 8 ГГц в плоскости неба, в угловых (слева) и линейных (справа) величинах. Горизонтальная ось: величина сдвига ядра в миллисекундах дуги и в парсеках; вертикальная ось: количество измерений (чёрная гистограмма) и объектов (красная). Вертикальной пунктирной линией отмечен нуль.

чению от ядер на 2 ГГц, и не рассматриваем этот сценарий во всех последующих обсуждениях.

Принимая обратную частотную зависимость смещения ядра,  $r_c(\nu) \sim \nu^{-1}$ , мы получаем расстояние от начала струи до ядра на  $\nu_2$ :

$$r_c(\nu_2) = \frac{\Delta r}{\frac{\nu_2}{\nu_1} - 1}. \quad (2.2)$$

В нашем случае, когда  $\nu_1 = 2.3$  ГГц и  $\nu_2 = 8.6$  ГГц, расстояния составляют  $r_c(\nu_2) \approx 0.35\Delta r$  и  $r_c(\nu_1) \approx 1.35\Delta r$ . Их типичные значения можно оценить как  $r_c(\nu_2) \approx 1.1$  пк и  $r_c(\nu_1) \approx 4.3$  пк. Отметим, что далее мы обсудим условия, когда эта частотная зависимость может быть применима или неприменима.

### 2.3.2 Переменность сдвига ядра

Чтобы проанализировать, как величина сдвига ядра меняется со временем, сначала мы построили временные ряды измерений плотности потока ядра на частотах 8 и 2 ГГц и сдвига ядра на частотах 8-2 ГГц для каждого источника.

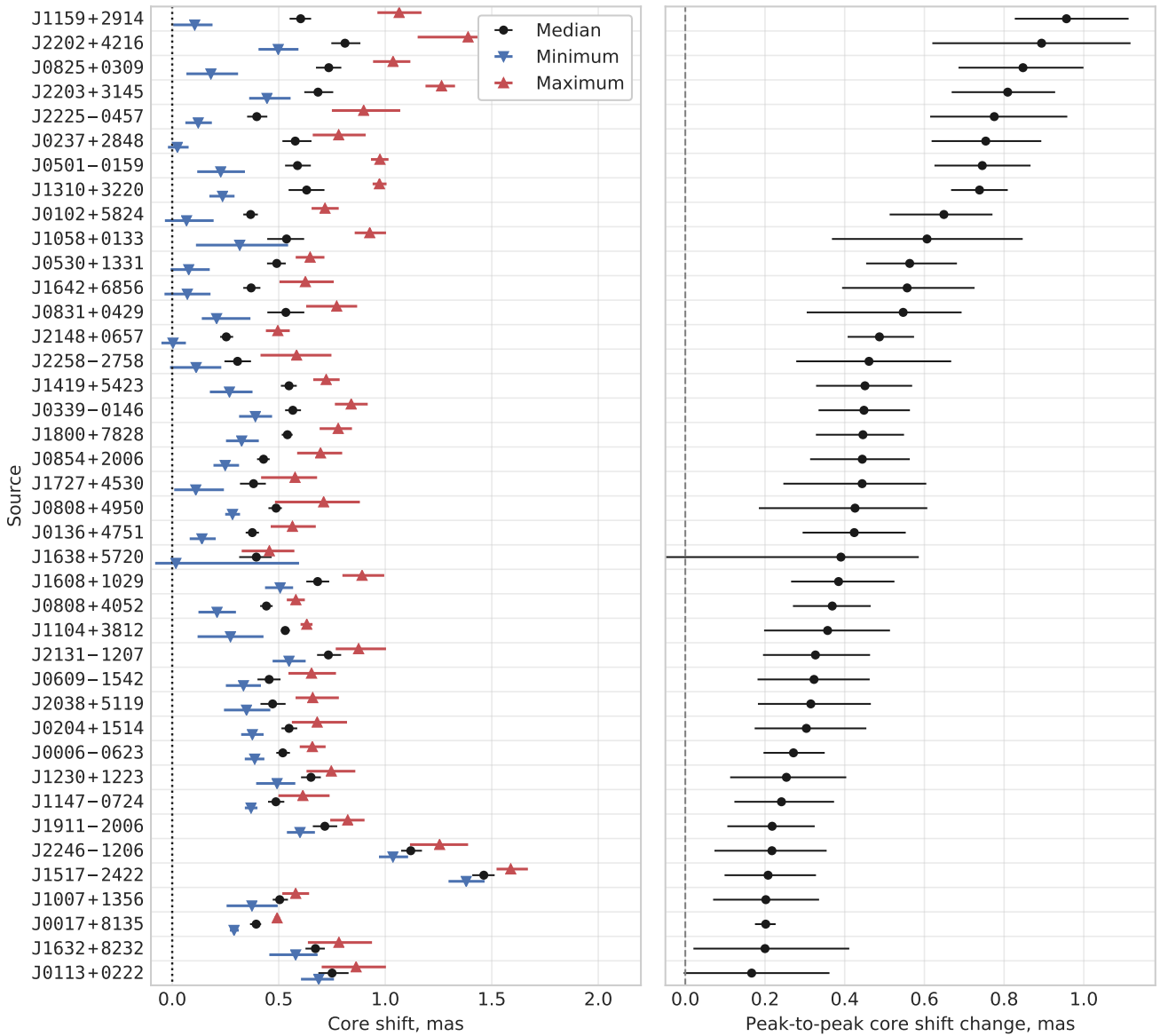


Рисунок 2.7 — Сводная статистика переменности сдвига ядра на 2-8 ГГц для каждого объекта. Медианные, минимальные и максимальные значения показаны на левом рисунке. Различия между максимумом и минимумом приведены справа, и могут использоваться как оценка амплитуды переменности. Ошибки показаны по уровню 68%. Объекты отсортированы по убыванию амплитуды переменности сдвига ядра. Горизонтальная ось: соответствующая величина сдвига ядра в миллисекундах дуги; вертикальная ось: название объекта. Слева чёрным отмечены медианы, синим минимумы, красным максимумы; справа показана разница между минимумом и максимумом.



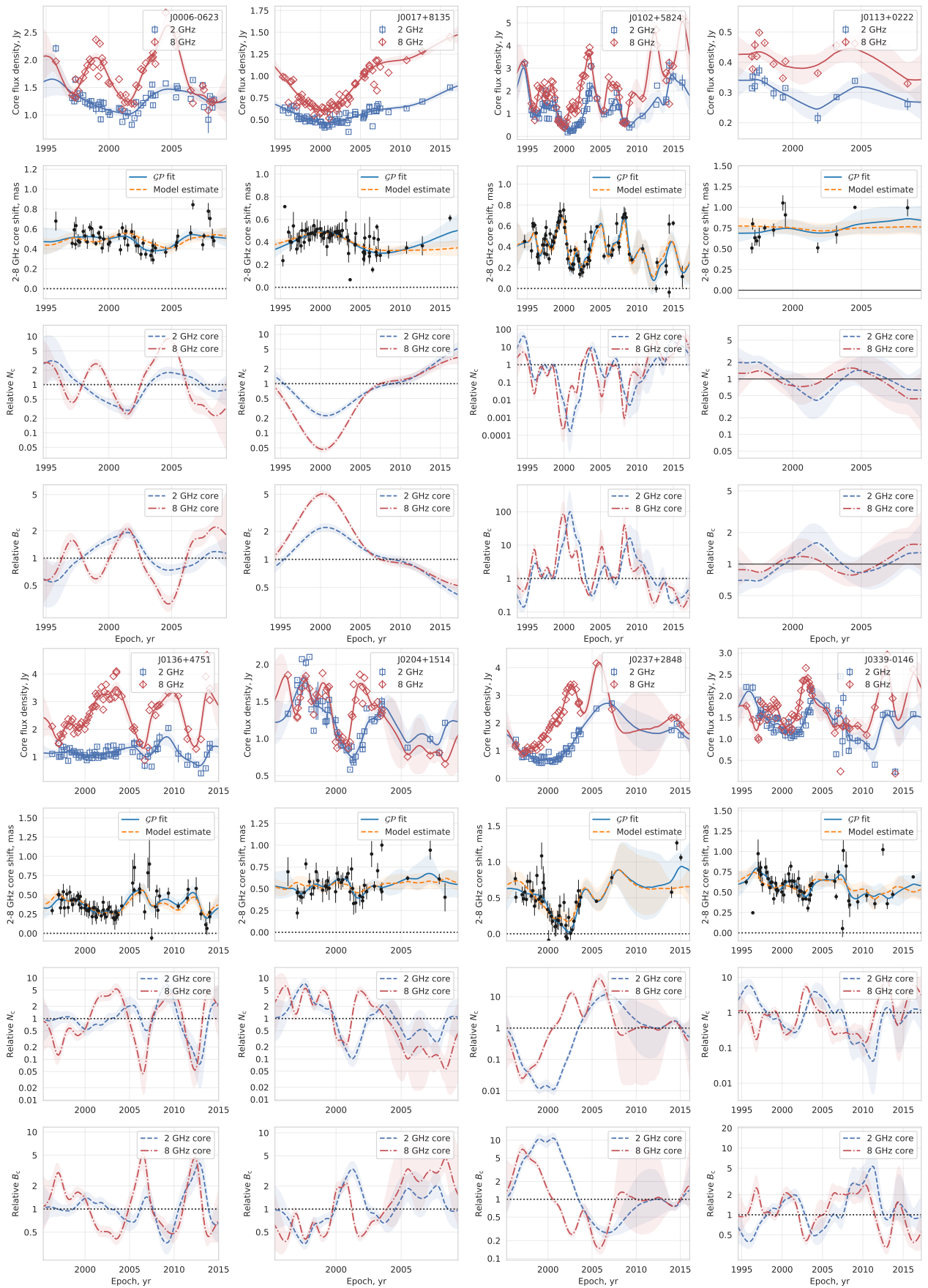


Рисунок 2.8 — Временные ряды плотности потока ядра на 2 и 8 ГГц, сдвига ядра между 2 и 8 ГГц, а также оценок переменности плотности частиц и магнитного поля в видимом ядре. Ошибки отдельных измерений и кривых показаны на уровне  $1\sigma$ . Детально о подгонке временных моделей см. [разд. 2.4.1](#). Горизонтальная ось: время в годах; вертикальная ось: сверху вниз, плотность потока в Ян, величина сдвига ядра в миллисекундах дуги, относительные изменения

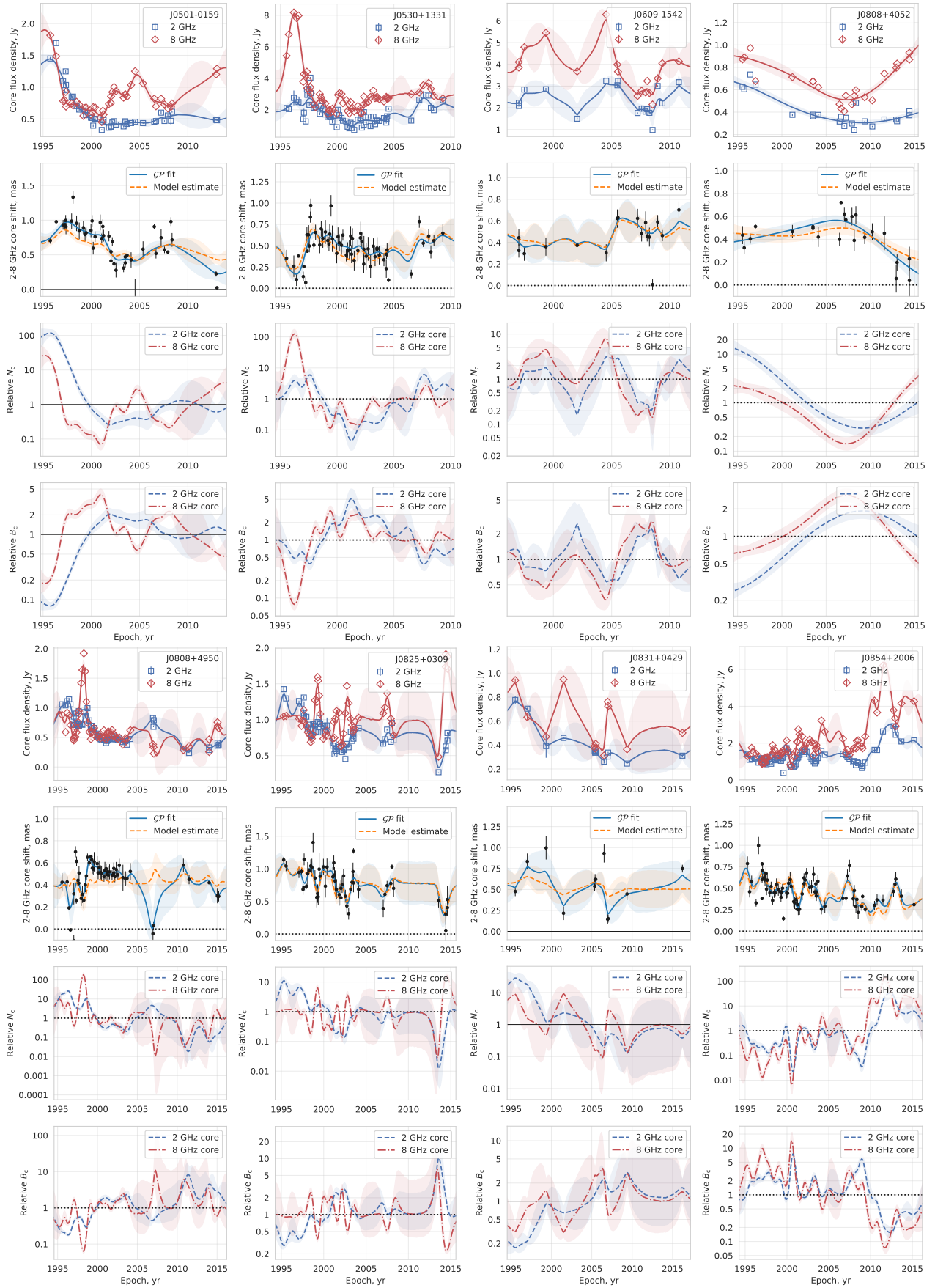


Рисунок 2.8 — Продолжение

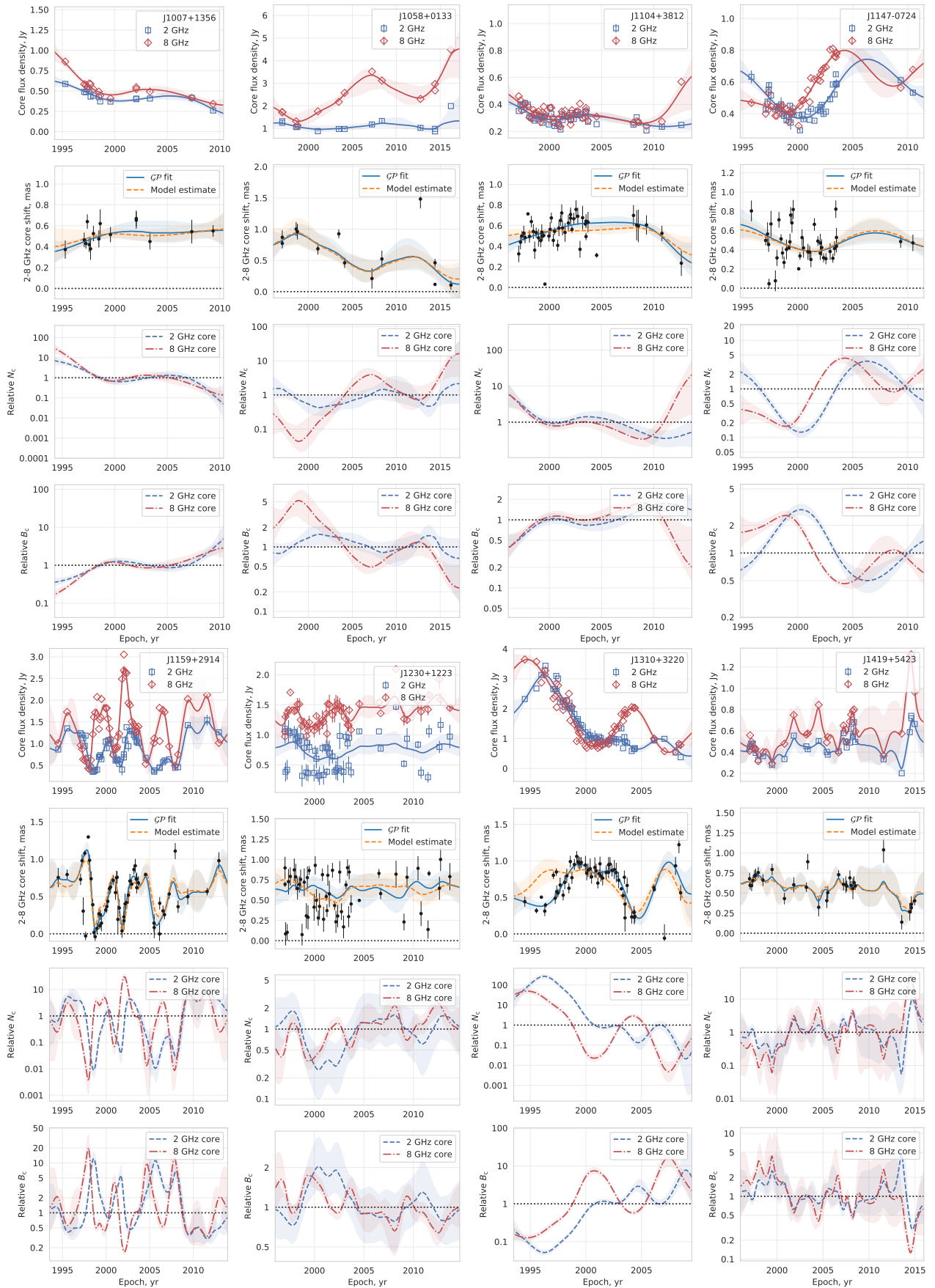


Рисунок 2.8 — Продолжение

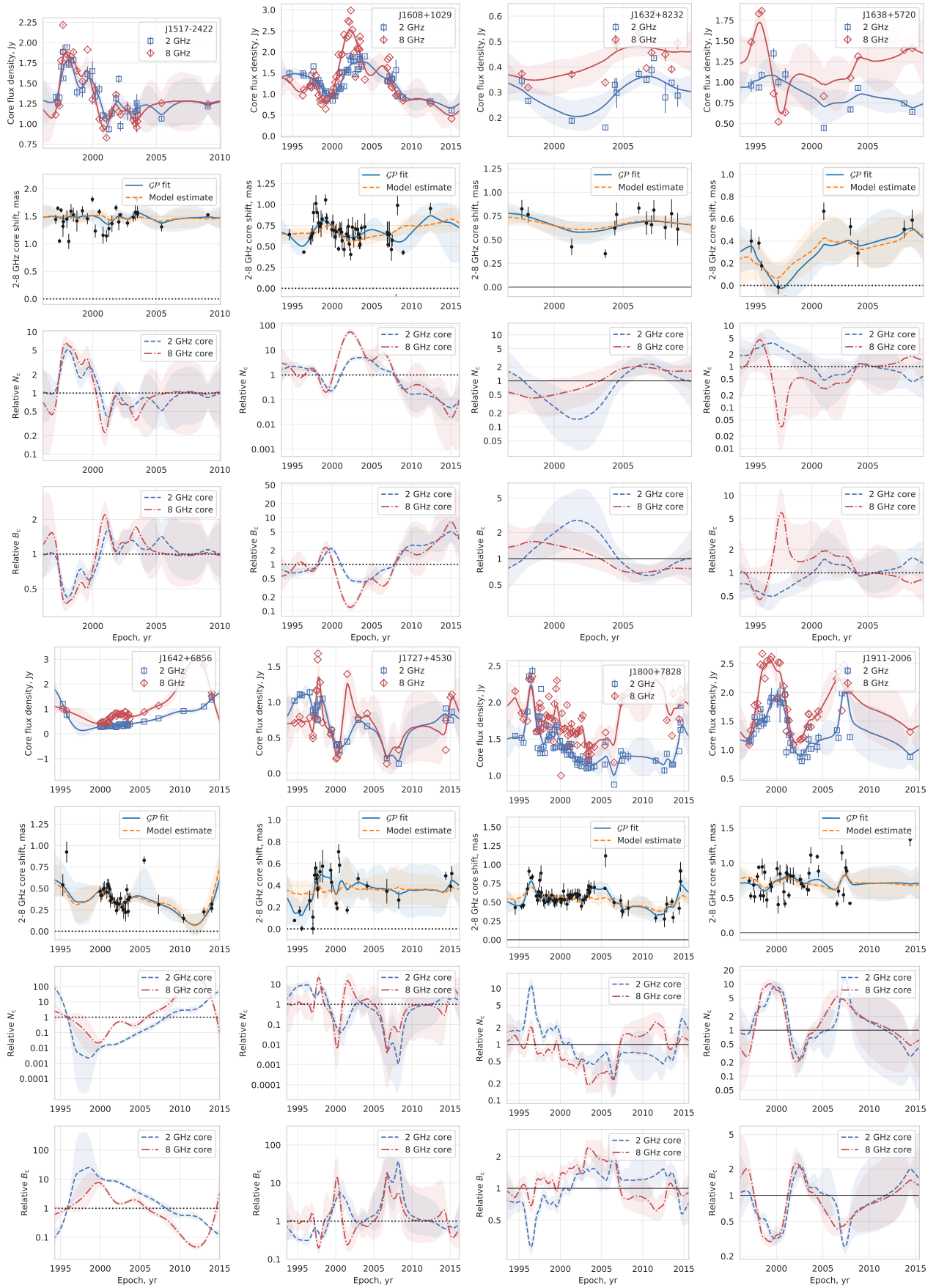


Рисунок 2.8 — Продолжение

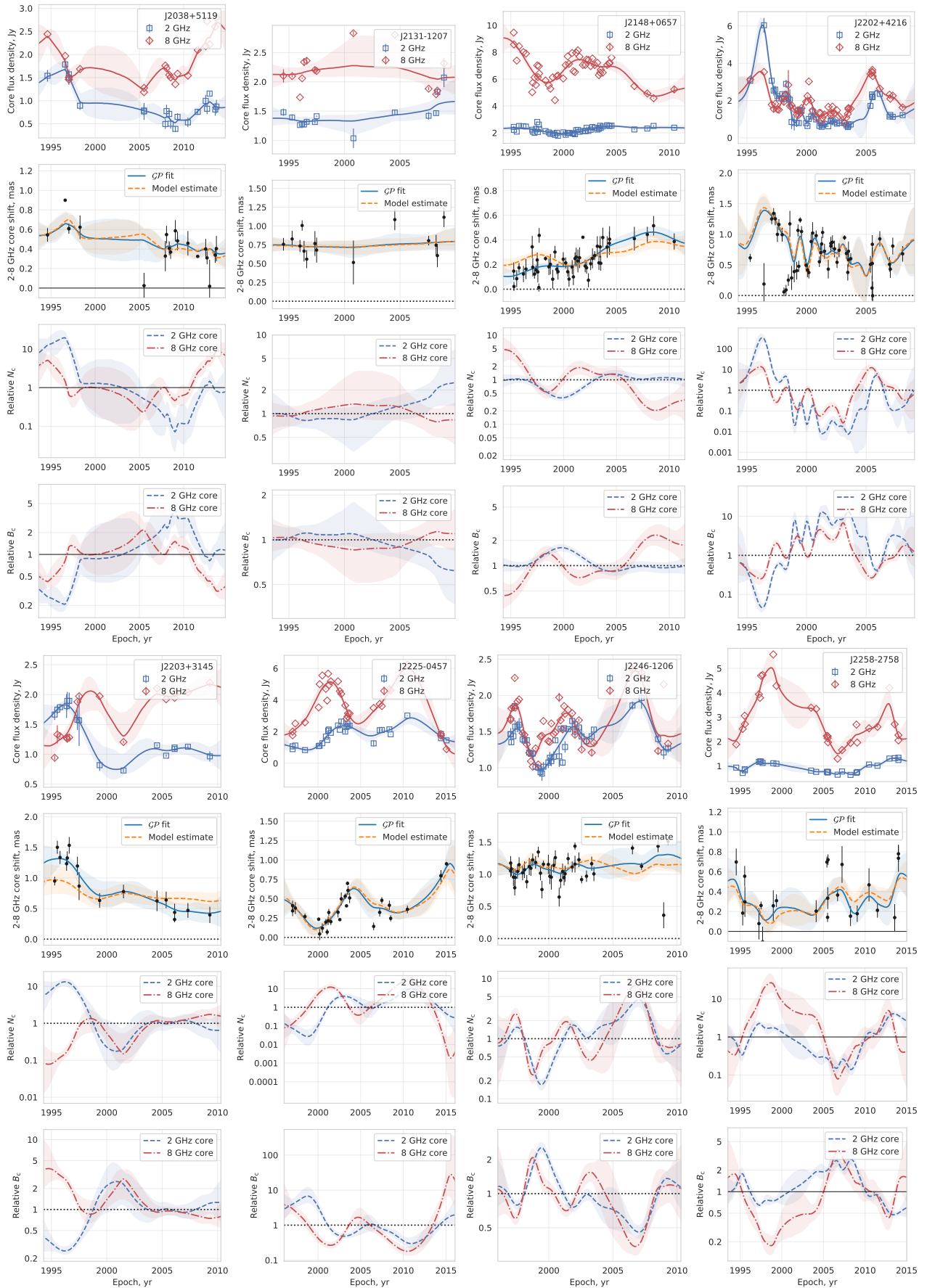


Рисунок 2.8 — Продолжение

Таблица 3 — Измеренные величины сдвига ядра. Значения колонок: (1) Имя J2000; (2) Дата наблюдения; (3) Величина сдвига ядра 8-2 ГГц в угловых единицах; (4) Величина сдвига ядра в линейных единицах, в проекции на небесную плоскость. Полностью таблица доступна в электронном виде в базе данных CDS: <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/J/MNRAS/485/1822>.

Имя J2000	Дата	$r_c$ , mas	$r_c$ , пк
(1)	(2)	(3)	(4)
J0006–0623	1995-10-12	0.83	4.13
J0006–0623	1997-01-30	0.43	2.13
J0006–0623	1997-03-31	0.56	2.76
J0006–0623	1997-05-07	0.50	2.51
J0006–0623	1997-05-19	0.66	3.29

Эти временные ряды показаны в [рис. 2.8](#) как отдельные точки и аппроксимированы гладкими кривыми, представляющими собой гауссовы процессы (см. [разд. 2.4.1](#) для деталей подгонки).

По гауссовым процессам мы оцениваем амплитуду изменения сдвига ядра. Мы берем реализации гауссова процесса и вычисляем минимальное, максимальное и медианное значения для каждого объекта. Результаты сведены на [рис. 2.7](#). Для 33 из 40 источников 95% интервалы для  $\max \Delta r_c - \min \Delta r_c$  разницы не включают ноль, что означает значимую переменность сдвига ядра. По нашим оценкам, медианная амплитуда переменности  $\Delta r_c$  составляет 0.4 mas, а максимальная амплитуда достигает почти 1 mas.

## 2.4 Обсуждение

Обнаруженные значительные изменения во времени измеренного смещения ядра имеют ряд последствий для физики компактных джетов, использования смещения ядра для оценки основных физических параметров течения, а также для применения компактных радиоисточников в качестве астрометрических реперных точек. Чтобы лучше понять эти следствия, мы попытаемся

связать наблюдаемую изменчивость смещения ядра со вспышками в компактных радиоисточниках.

### 2.4.1 Сдвиг ядра и изменения плотности потока во вспыхивающем джете

Чтобы смоделировать влияние вспышечной активности в струе на наблюдаемые сдвиги ядра, мы предполагаем, что струя имеет коническую форму [119] с постоянным углом раскрыва, где магнитное поле и плотность частиц меняются по степенному закону:

$$B(r) \propto r^{-m} \quad \text{и} \quad N(r) \propto r^{-n}, \quad (2.3)$$

с расстоянием  $r$ , измеренным вдоль направления потока. Мы обозначаем значения на фиксированном расстоянии  $r = 1$  пк от основания струи через  $B_1$  и  $N_1$ , а значения в видимом положении ядра на определенной частоте через  $B_c$  и  $N_c$ . Несмотря на то, что многие джеты вблизи начала имеют параболическую форму [120], для исследуемых здесь 40 объектов настолько компактные области вероятнее всего не разрешаются.

Во время вспышки прозрачность струи зависит от компонента плазмы, ответственного за вспышечное излучение. Это может вызвать отклонения в видимом положении ядра  $r_c$ , измеренном в разные эпохи на одной и той же частоте, и соответственно, вариации смещения ядра  $\Delta r_c$  измеренные между двумя определёнными частотами,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  ( $\nu_1 < \nu_2$ ).

По мере распространения области вспышки вниз по течению, она сначала влияет на положение ядра, наблюдаемое на более высокой частоте, а затем, с задержкой из-за непрозрачности синхротронного излучения, воздействует на положение ядра на более низкой частоте. В результате может возникнуть нетривиальная зависимость между измеренным смещением ядра и изменениями плотности потока в области ядра. Эта связь может быть смоделирована, предполагая следующее:

1. Вспышка происходит выше по потоку плазмы от непрозрачного ядра, наблюдаемого на частоте  $\nu_2$ , и при этом не нарушает течение джета.

2. Эволюция магнитного поля и плотности частиц в плазме вспышки такая же, как и в спокойной плазме струи. Это означает, что  $N_c$  и  $B_c$  вспыхивающей компоненты также следуют уравнению (2.3), когда она проходит вдоль струи вплоть до расположения ядра на низкой частоте  $\nu_1$ .
3. Излучение видимого ядра на каждой частоте наблюдения  $\nu_{\text{obs}}$  хорошо представляется синхротронным спектром с оптически тонким спектральным индексом  $\alpha$  и пиковой частотой  $\nu_{\text{max}} \approx \nu_{\text{obs}}$ . Это аналогично условиям в модели конической струи [94].

При таких предположениях, переменность плотности потока в ядре будет вызвана в основном временными изменениями одного из трех основных свойств релятивистской плазмы, протекающей через область ядра: плотности частиц,  $N_c$ , магнитного поля  $B_c$ , или объемного доплеровского фактора,  $\delta_c$ . Результирующая переменная плотность потока излучения в ядре  $S_c \propto N_c B_c^{1-\alpha} \delta_c^{3-\alpha}$  [98; 121].

Для упрощения дальнейших выводов, степенные индексы могут быть выражены в терминах двух новых переменных:  $\varepsilon = 3/2 - \alpha$  и  $\kappa = 1/(\varepsilon m + n - 1)$ . С этими обозначениями,

$$S_c \propto N_c B_c^{\varepsilon-1/2} \delta_c^{\varepsilon+3/2}. \quad (2.4)$$

Соответственно, наблюдаемое местоположение ядра,  $r_c$  [23], будет изменяться как

$$r_c \propto N_1^\kappa B_1^{\varepsilon\kappa} \delta_c^{\varepsilon\kappa}. \quad (2.5)$$

Здесь  $N_1$  и  $B_1$  — плотность частиц вспышки и напряженность магнитного поля на расстоянии 1 пк от начала струи. Связь между  $N_1, B_1$  и  $N_c, B_c$  определяется уравнением (2.3).

Комбинируя уравнения (2.4) и (2.5), можно рассмотреть различные сценарии для вспышки, в зависимости от фактической эволюции  $N_c, B_c$  и  $\delta_c$ . Мы остановились на четырех основные комбинациях параметров джета:

1. Вспышка остаётся в равнораспределении:  $N_c \propto B_c^2, \delta_c \approx \text{const}$ .
2. Переменность плотности потока определяется изменениями плотности излучающих частиц, при этом  $N_c = N_c(t), B_c \approx \text{const}, \delta_c \approx \text{const}$ .
3. Переменность плотности потока определяется изменениями магнитного поля, при  $N_c \approx \text{const}, B_c = B_c(t), \delta_c \approx \text{const}$ .



4. Переменность плотности потока вызвана изменениями объемной скорости плазмы, с  $N_c \approx const$ ,  $B_c \approx const$ ,  $\delta_c = \delta_c(t)$ .

Ранее были выдвинуты аргументы, что изменения плотности частиц в струе могут быть наиболее правдоподобным физическим механизмом для вспышек в области ядра [24; 98].

Для дальнейшего изучения возможных связей между этими параметрами струи мы рассмотрим более общий случай с произвольным соотношением  $B_c(t) \sim N_c(t)^{K_{\text{BN}}}$ , в то время как  $\delta_c$  остается постоянной. Это включает случаи (i) с  $K_{\text{BN}} = 1/2$ , (ii) с  $K_{\text{BN}} = 0$ , и (iii) с  $K_{\text{BN}} \rightarrow \infty$ . Подставим это в уравнения (2.4), (2.5) и получим

$$S_c \sim N_c^{1+(\varepsilon-1/2)K_{\text{BN}}}, \quad r_c \sim N_c^{-1-\varepsilon K_{\text{BN}}}, \quad (2.6)$$

что подразумевает следующую зависимость между плотностью потока излучения в ядре и его положением:

$$r_c \sim S_c^{-\frac{1+\varepsilon K_{\text{BN}}}{1+(\varepsilon-1/2)K_{\text{BN}}}} \equiv S_c^{K_{\text{rs}}}. \quad (2.7)$$

Чтобы вывести конкретные соотношения между величиной смещения ядра и изменениями плотности потока, мы предполагаем, что экспоненты  $m = 1$ ,  $n = 2$  и оптически тонкий спектральный индекс принимает типичное значение  $\alpha = -0.5$  [например 122], так что  $\varepsilon = 2$  и  $\kappa = 1/3$ .

При этих предположениях, плотность потока ядра и его положение могут быть связаны как  $r_c = bS_c^{K_{\text{rs}}}$ , с некоторой константой  $b$ . Тогда, для сдвига ядра, измеренного между двумя частотами,  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , следует, что

$$\Delta r_c \equiv r_{c1} - r_{c2} = b_1 S_{c1}^{K_{\text{rs}}} - b_2 S_{c2}^{K_{\text{rs}}}, \quad (2.8)$$

где подстрочные индексы 1 и 2 относятся к измерениям, выполненным на соответствующей частоте. Если мы подгоним эту модель к нашим измерениям и найдем значения  $b_1$ ,  $b_2$  и  $K_{\text{rs}}$ , мы сможем эффективно определить, как изменяются положения ядер на обеих частотах, и как изменяются соответствующие параметры струи.

Заметим, что  $r_c = bS_c^{K_{\text{rs}}}$  можно рассматривать как феноменологическую модель, не зависящую от физических предположений, сделанных выше. Это означает, что наши оценки положения отдельных ядер и их изменчивости не требуют особых предположений о природе вспышек в джетах.

## Общая связь между сдвигом ядра и плотностью потока излучения

Для того чтобы надежно определить зависимость  $\Delta r_c(S_c)$ , выражение  $\Delta r_c = b_1 S_{c1}^{K_{rs}} - b_2 S_{c2}^{K_{rs}}$  необходимо модифицировать, чтобы учесть возможные ошибки в измерениях  $\Delta r_c$ . Мы достигаем этого путем добавления постоянного смещения  $a$  и включения линейного члена,  $c r_{\text{beam}}$ , который описывает эффект различных диаграмм направленности в различных наблюдениях (см. уравнение (2.1)):

$$\Delta r_c = a + b_1 S_{c1}^{K_{rs}} - b_2 S_{c2}^{K_{rs}} + c r_{\text{beam}}. \quad (2.9)$$

Добавление линейного члена также учитывает возможные эффекты различных  $(u, v)$ -покрытий в различные эпохи. С помощью этих модификаций мы все еще можем определить переменность положения ядер, в то время как для предсказания их абсолютного расположения относительно начала джета потребуются дополнительные модельные предположения.

Мы подогнали эту модель ко всем данным, используя одно значение экспоненты  $K_{rs}$  для всех источников, тем самым неявно предполагая, что лежащий в основе физический процесс, управляющий вариациями смещения ядра, действует одинаково во всех объектах. Остальные параметры модели  $a$ ,  $b_1$  и  $b_2$  определяются индивидуально для каждого источника. Процедура подгонки дает  $K_{rs} = 0.23 \pm 0.03$  для всей выборки из 40 блазаров. Затем мы проверили, что исключение члена  $c r_{\text{beam}}$  из подгонки не влияет существенно на оценку  $K_{rs}$ . Это указывает на то, что, хотя измерения сдвига ядра смещены вверх на большие значения для больших размеров диаграммы направленности, связь потока и положения ядра при этом остается неизменной. Следовательно, наблюдаемая переменность сдвига ядра является реальным эффектом. Когда член  $c r_{\text{beam}}$  включен, расчетное значение для  $c$  согласуется с  $0.12 \text{ mas}$ , которое мы приводим в Eq. (2.1).

## Временная модель зависимости отношения $r_c(S_c)$

Здесь мы рассматриваем более общую модель, которая учитывает изменяющиеся во времени отклонения от ожидаемой зависимости  $r_c \sim S_c^{K_{rs}}$ . Чтобы рассмотреть временную зависимость смещения ядра, мы моделируем разницу между модельными значениями сдвига ядра из [выр. 2.9](#) и их измерениями гауссовыми процессами [123]. Мы моделируем плотности потоков в обеих полосах с помощью гауссовых процессов, что также позволяет нам вычислить временные производные всех моделируемых параметров.

В результате мы получаем следующее описание изменений плотности потока и сдвига ядра в одном источнике:

$$\begin{aligned}
 S_{c1}(t) &\sim \mathcal{GP}(\mu_1, \beta_1 \text{RatQuad}(T, \alpha)), \\
 S_{c2}(t) &\sim \mathcal{GP}(\mu_2, \beta_2 \text{RatQuad}(T, \alpha)), \\
 \Delta r_c(t) &\sim a + b_1 S_{c1}(t)^{K_{rs}} - b_2 S_{c2}(t)^{K_{rs}} + cr_{\text{beam}} + \\
 &\quad + \mathcal{GP}(0, \beta_3 \text{RatQuad}(T, \alpha)),
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

где  $\mathcal{GP}(\mu, \text{cov})$  — гауссовский процесс со средним  $\mu$  и ковариационной функцией  $\text{cov}(t_1, t_2)$ . Член  $\text{RatQuad}(T, \alpha)$  представляет рациональную квадратичную ковариационную функцию с временным масштабom  $T$ , т.е.  $\text{cov}(t_1, t_2) = (1 + (t_1 - t_2)^2 / (2\alpha T^2))^{-\alpha}$ . Члены  $\beta_1$  и  $\beta_2$  обеспечивают масштабирование величины соответствующих ковариационных функций и рассматриваются как свободные параметры.

Мы предполагаем, что индивидуальные ошибки измерения, т.е. разница между нашим  $i$ -ым измерением  $S_{c1}^i, S_{c2}^i, \Delta r_c^i$  и соответствующим смоделированным значением в момент времени  $t^i$  следуют распределению Стюдента  $t$  так, что

$$\begin{aligned}
 S_{c1}^i - S_{c1}(t^i) &\sim t(0, \sigma_1, \nu_S), \\
 S_{c2}^i - S_{c2}(t^i) &\sim t(0, \sigma_2, \nu_S), \\
 \Delta r_c^i - \Delta r_c(t^i) &\sim t(0, \sigma_3, \nu_r),
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

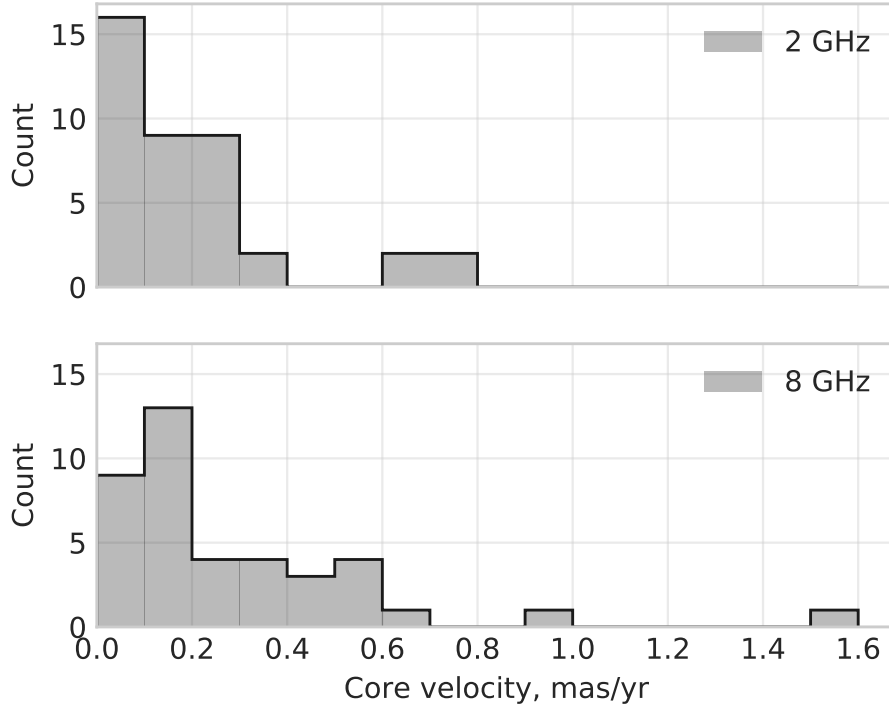


Рисунок 2.9 — Распределение максимальной скорости видимого ядра каждого источника в угловых единицах. Величины оценены на основе моделирования переменности сдвига ядра в [разд. 2.4.2](#). Горизонтальная ось: максимальная скорость ядра в миллисекундах дуги в год; вертикальная ось: количество объектов.

где  $t(\mu, \sigma, \nu)$  -  $t$ -распределение со средним  $\mu$ , масштабом  $\sigma$  и  $\nu$  степенями свободы. Это распределение также используется для учета возможных выбросов измерений.

В этой комбинированной модели, примененной ко всем данным, для каждого источника допускаются различные значения  $\mu_{1,2}, \beta_{1,2,3}, T, a, b_{1,2}, \sigma_{1,2,3}$ , а для всей выборки используется одно значение параметров  $\alpha, K_{rs}, c, \nu_S, \nu_r$ .

Мы подгоняем эту модель, используя метод Марковских цепей NUTS, реализованный в РУМСЗ [125], который автоматически учитывает неопределенности всех параметров в дальнейших выводах. В результате этой подгонки мы получаем  $K_{rs} = 0.28 \pm 0.05$ , что согласуется с моделью, описанной в предыдущем подразделе. Оценки коэффициентов  $b_{1,2}, c$  для каждого отдельного источника также согласуются между двумя моделями. Типичные значения  $b_{1,2}$  сгруппированы вокруг  $1 \text{ mas/Ян}^{K_{rs}}$ . В 33 из 40 источников мы обнаружили, что по крайней мере один из коэффициентов  $b_{1,2}$  значительно больше нуля. Для 26 из 40 объектов оба коэффициента  $b_1$  и  $b_2$  положительны. Единственный источник, у которого  $b_{1,2}$  отрицательны, это J1638+5720. Мы не обнаружили ничего особенного в этом объекте, к тому же он имеет наименьшее число измерений

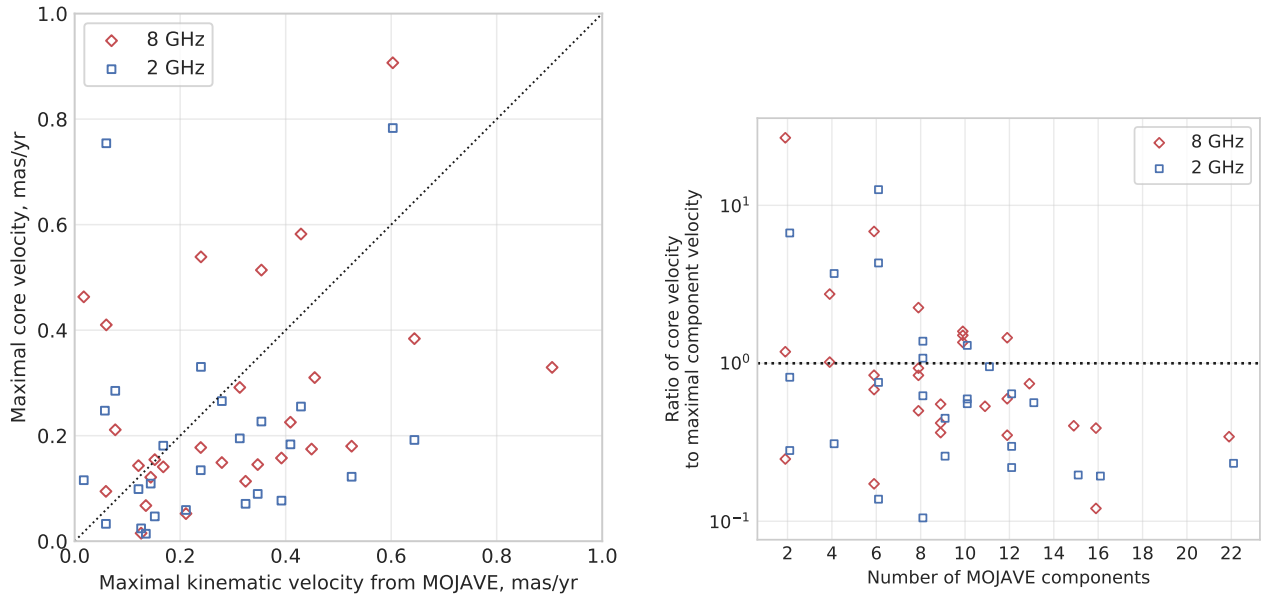


Рисунок 2.10 — Сравнение максимальных видимых скоростей ядра каждого источника с измерениями кинематики в проекте MOJAVE [11; 124]. Слева: горизонтальная ось — максимальная скорость компоненты из измерений кинематики MOJAVE; вертикальная ось — максимальная скорость ядра в нашем анализе. Справа: горизонтальная ось — количество компонент в измерениях MOJAVE; вертикальная ось — отношение максимальной скорости ядра к максимальной скорости компоненты..

в нашей выборке, поэтому для однозначного вывода потребуются дополнительные проверки.

## 2.4.2 Изменение прозрачности в ядре и скорость потока плазмы в джете

Недавно измерения сдвига ядра были применены для оценки скорости потока плазмы в джете [см. например 51; 100; 126]. В этих работах за скорость потока принимается отношение величины сдвига ядра и времени задержки между вспышками на той же паре частот. В этом методе неявно предполагается, что расстояние между ядрами, наблюдаемыми на разных частотах, не меняется во времени. В обсуждении ниже мы ослабляем это предположение и представляем

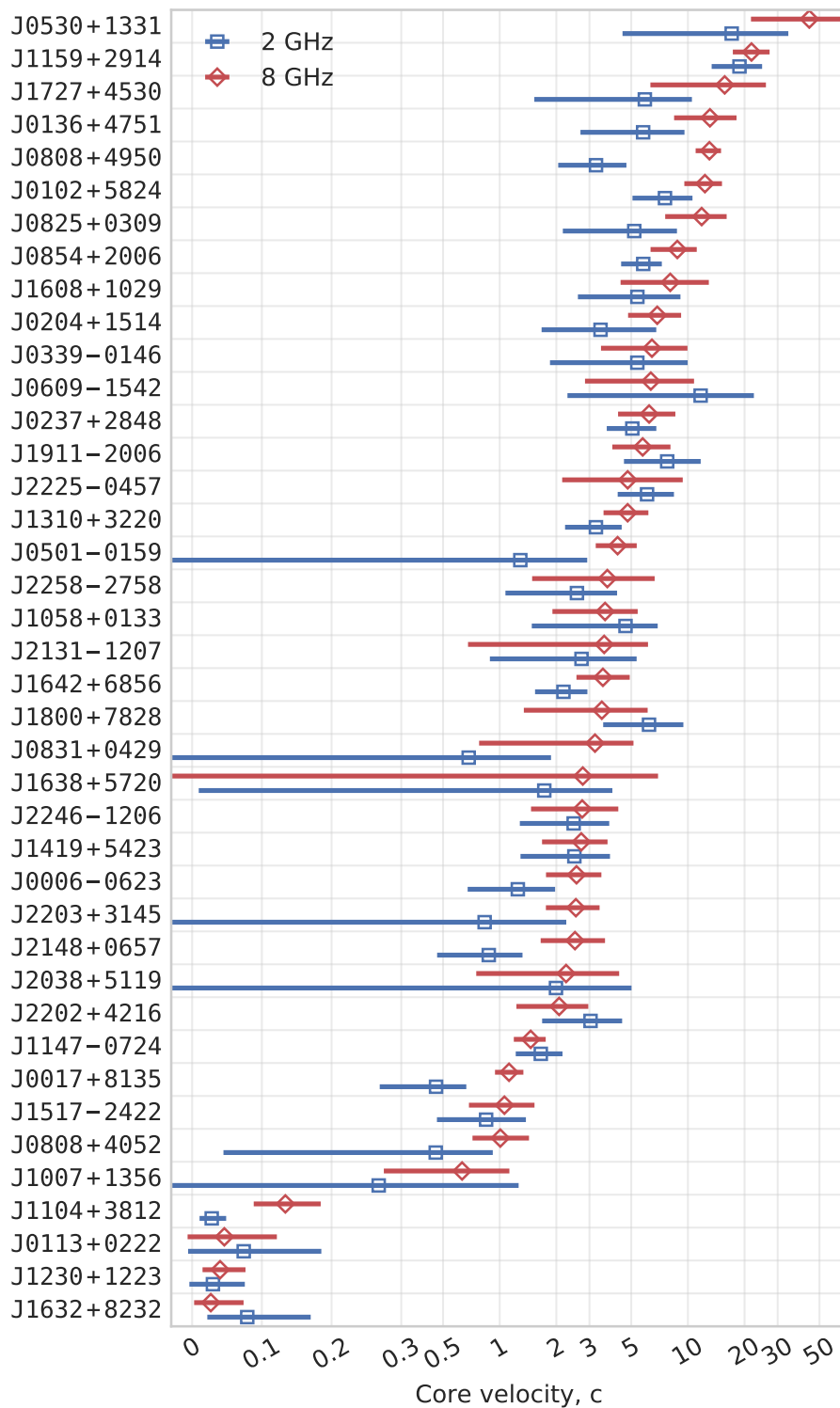


Рисунок 2.11 — Максимальные скорости видимого ядра в единицах скоростей света. Показаны медианы и 68% интервалы неопределённостей, источники упорядочены по убыванию скорости ядра на 8 ГГц. Горизонтальная ось: максимальная скорость ядра в единицах скорости света; вертикальная ось: название объекта

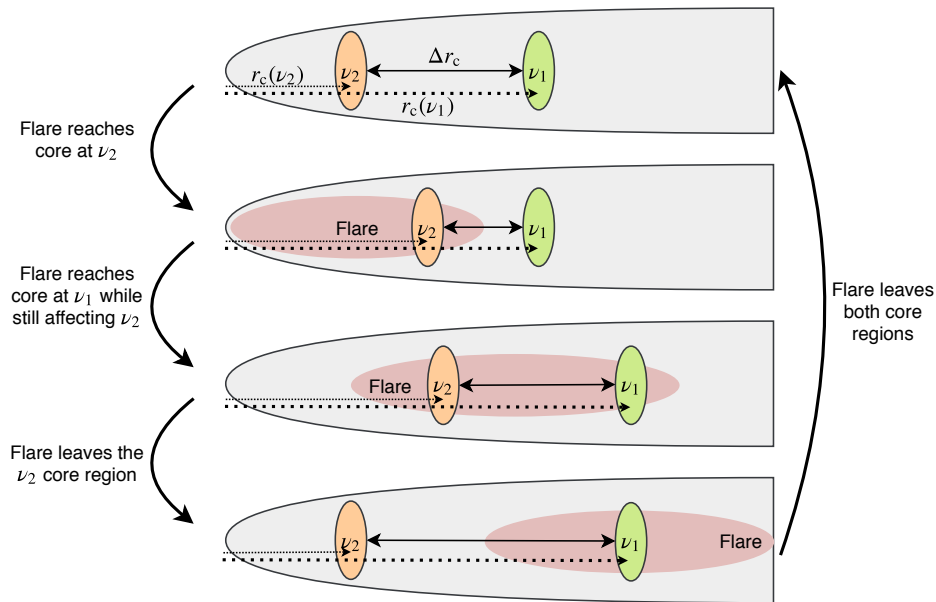


Рисунок 2.12 — Схема распространение вспыхивающей области вдоль джета, и её влияние на видимые РСДБ-ядра. Сверху вниз: спокойное состояние; плотная плазма достигла ядра на высокой частоте  $\nu_2$ ; плотная плазма достигла ядра на низкой частоте  $\nu_1$ ; плотная плазма покинула ядерную область на высокой частоте.

принципиально иной подход к оценке движения струи с помощью многоэховых измерений смещения ядра.

Подгонка модели из [разд. 2.4.1](#) дает нам возможность изучать временную эволюцию  $S_c$  и  $r_c$  на обеих частотах по отдельности. В дополнение к сглаживанию и интерполяции, как показано в [рис. 2.8](#), мы можем использовать модели гауссовских процессов для оценки скорости изменения (производной по времени) каждого из параметров модели. Особый интерес здесь представляет производная по времени  $r_c$ , которая отражает эффективную скорость ядра, вызванную переменной непрозрачностью в струе. Распределение максимальных угловых скоростей каждого источника, оцененных таким образом, приведено в [рис. 2.9](#), и имеет медианное значение 0.2 mas/год. Это означает, что положение видимого ядра в джете может перемещаться с такой угловой скоростью, по крайней мере, во время вспышек. Априори непонятно, можно ли связать эту скорость с истинной скоростью потока струйной плазмы.

Видимая скорость плазмы в джетах квазаров обычно оценивается с помощью измеряемых на РСДБ движений отдельных компонентов [например 11]. Однако неясно, отражают ли эти оценки скорость потока плазмы в целом, или являются результатом, например, ударной волны или плазменной неустойчиво-

сти, распространяющейся в струе. В последнем случае истинная скорость потока может быть выше, чем та, которая оценивается по наблюдаемым видимым движениям. Если скорость потока плазмы недооценена, это может объяснять экстремальные яркостные температуры, наблюдаемые, например, на «Радио-астроне» [108; 127–130] и существенно изменять различные другие оценки параметров струи. Изменения положения ядра, приведённые выше, могут дать независимый способ оценки скорости плазмы в струе. Если на положение ядра влияет распространение более плотной плазмы, то физически можно ожидать, что максимальная скорость, полученная из переменного положения ядра, будет близка к истинной скорости течения плазмы, уменьшенной градиентом непрозрачности в области вспышки. Это означает, что мы можем использовать наши измерения переменности положения ядра для получения нижней оценки скорости движения плазмы в джете.

Мы сравнили скорости ядра, оцененные с помощью нашей модели [разд. 2.4.1](#), с кинематическими измерениями струи по программе MOJAVE на VLBA [11; 124] для тех же источников. Это сравнение показано на [рис. 2.10](#), демонстрируя, что для большинства источников (27 на 2 ГГц и 26 на 8 ГГц) скорость ядра не превышает максимальную скорость компонентов джета. Это ожидаемый результат, если компоненты представляют истинное движение плазмы, а положение ядра меняется медленнее из-за градиента непрозрачности. Поэтому можно утверждать, что оставшиеся объекты с большими скоростями ядра не указывают на какой-либо систематический эффект. Нижний график на [рис. 2.10](#) показывает отношение максимальной скорости ядра к максимальной скорости компонента для источников с различным числом компонентов в наборе данных MOJAVE. Действительно, сильное превышение наблюдается только для объектов с 6 и менее компонентами, в то время как для большего числа кинематическая скорость значительно выше. Мы не обнаружили существенной зависимости расчетной скорости ядра от числа имеющихся измерений смещения ядра. Это сравнение обосновывает использование переменности положения ядра для установления нижней границы скорости потока плазмы в струе. Соответствующие оценки линейных скоростей показаны в [рис. 2.11](#) для каждого источника.

Зависимость отношения скоростей от числа эпох наблюдений данного объекта гораздо менее заметна, чем от числа компонентов с измеренной кинематикой, показанной на [рис. 2.10](#). Это согласуется с выводом MOJAVE, что не все



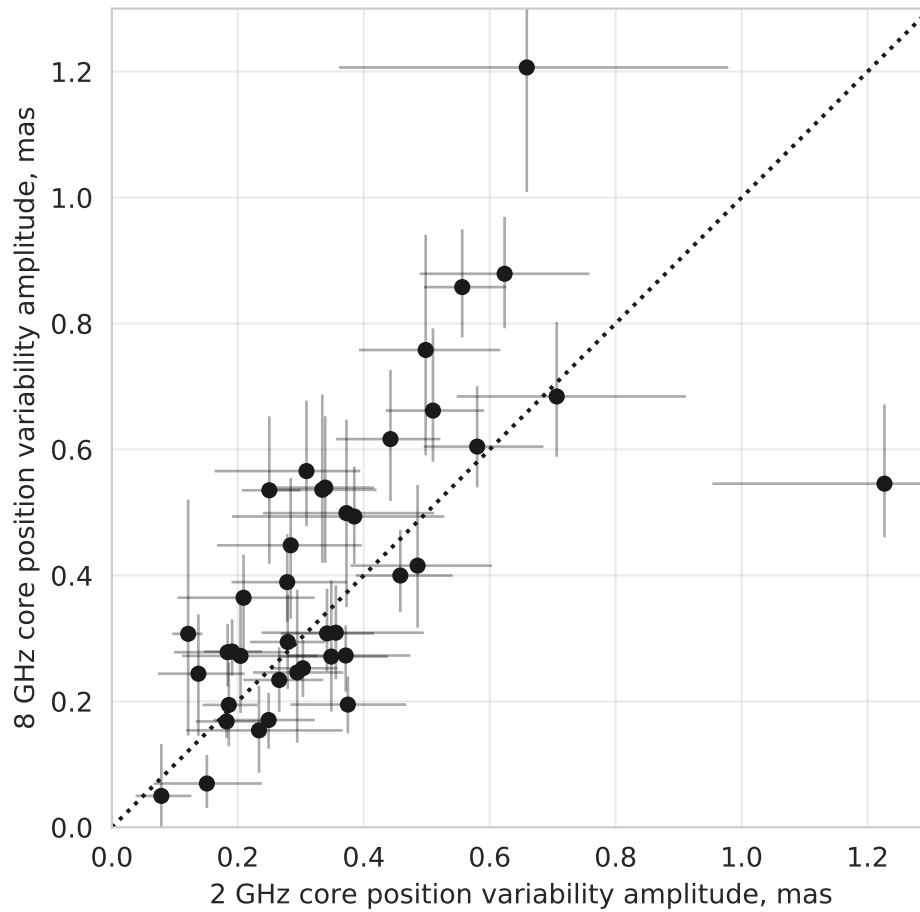


Рисунок 2.13 — Амплитуда переменности: разница между максимальным и минимальным значениями положения наблюдаемого ядра на каждой частоте. Ошибки показаны на уровне 68%. Горизонтальная ось: оценка амплитуды переменности ядра на 2 ГГц; вертикальная ось: то же на 8 ГГц.

наблюдаемые особенности движутся с характерной скоростью объемного потока [124]. Наш результат указывает на то, что для надежной оценки скорости потока плазмы обычно требуются кинематические измерения для 10 или более отдельных компонентов.

### 2.4.3 Природа вспышек в джетах блазаров

Индивидуальные кривые блеска, представленные в рис. 2.8, демонстрируют сложное поведение, но часто содержат вспышки, видимые как на 2 ГГц, так и на 8 ГГц. Такие вспышки показывают значительное перекрытие по времени между этими двумя диапазонами, что подразумевает, что размер типичной об-

ласти вспышки должен быть, по крайней мере, сопоставим с расстоянием между ядрами на обеих частотах. Вряд ли перекрывающиеся вспышки вызваны уярчением оптически тонкого компонента вблизи ядра, так как яркий компонент привел бы к крутому видимому спектру. Соотношение плотностей потока излучения в ядре на частоте 8 ГГц и 2 ГГц и изображения спектрального индекса показывают, что это не так. Таким образом, вспышки действительно часто воздействуют на ядра на обеих частотах приблизительно в одно время. Поскольку показано, что положение ядра меняется вместе с плотностью потока излучения (см. [разд. 2.4.1](#)), мы предлагаем качественную модель распространения вспышки, представленную в виде диаграммы на [рис. 2.12](#).

Мы оцениваем амплитуду переменности для каждого положения ядра и сравниваем их между двумя частотами. Это сравнение приведено на [рис. 2.13](#), показывая, что величины изменений положения ядра схожи на обеих частотах. В рамках модели [рис. 2.12](#) это означает, что величина переменности сдвига ядра должна быть меньше, чем переменность положения каждого ядра в отдельности, когда область вспышки велика по сравнению с расстоянием между ядрами на двух частотах.

Используя уравнения (2.6), (2.7) и значение  $K_{\text{IS}} = 0.28 \pm 0.05$ , определенное в [разд. 2.4.1](#), мы получаем  $K_{\text{BN}} = -0.529 \pm 0.005$  для изменений магнитного поля, описываемых  $B_c(t) \sim N_c(t)^{K_{\text{BN}}}$ . Для изменений плотности частиц, описываемых  $S_c \sim N_c^{K_{\text{SN}}}$ , эта процедура дает  $K_{\text{SN}} = 0.207 \pm 0.007$ . Мы используем эти оценки для расчета относительной переменности магнитного поля и плотности излучающих частиц во всех изученных источниках, которая представлена на двух нижних панелях [рис. 2.8](#) для каждого из источников. Эти графики показывают, что для объяснения наблюдаемой переменности плотности потока излучения и изменения положения ядра необходимы значительные изменения этих параметров, особенно плотности излучающих частиц в ядре.

#### 2.4.4 Частотная зависимость сдвига ядра

Предыдущие исследования эффекта сдвига ядра [например, [20](#)] показывают, что его величина близка к обратной частотной зависимости  $r(\nu) \propto \nu^{-1}$ ,

которая была предсказана для случая равномерного распределения [19]. Но очевидно, что, если ядра с разными частотами движутся в разные моменты времени из-за вспышек, как следует из нашего анализа, то эта зависимость не может сохраняться всегда. Это разногласие нельзя устранить, утверждая, что в предыдущих исследованиях измерения проводились в спокойные периоды без вспышек: такой отбор не проводился, и крайне маловероятно, что источники наблюдались в спокойном состоянии просто случайно.

Чтобы убедиться, что разногласий действительно нет, мы взяли измерения из [20] и подогнали обратную частотную зависимость к величине сдвига ядра для каждого источника. Затем мы рассчитали средние отклонения их измерений на 2 и 8 ГГц от кривой  $r(\nu) \sim \nu^{-1}$ : медианная сумма этих двух отклонений превышает 0.3 mas и сравнима с переменностью, которую мы обнаружили в разд. 2.3. Это означает, что положения ядра, регулярно отклоняющиеся от обратной зависимости частоты, не противоречат результатам этой главы. Результаты [20] являются усредненными по нескольким частотам в широком диапазоне, поэтому они менее чувствительны к движениям ядра. Кроме того, в разд. 2.4.3 показано, как расстояние между ядрами, которое и измерялось в [20], может меняться меньше, чем положение отдельных ядер.

## 2.4.5 Астрофизические следствия

Измерения сдвига ядра широко используются для получения оценок различных геометрических и физических параметров струй квазаров [см., например 21–24; 51; 101–103; 130]. Наш анализ показывает, что сдвиг ядра, измеренный между двумя диапазонами, может существенно меняться со временем и что эти изменения тесно связаны со вспышками, наблюдаемыми в компактных джетах. Следовательно, оценки параметров струи, основанные на измерениях сдвига ядра, сделанных на двух частотах в случайную эпоху, могут быть подвержены влиянию вспышки, происходящей в источнике. Одним из способов решения этой проблемы может быть проведение измерений сдвига ядра в периоды покоя в данном источнике. Мы подчеркиваем, что проведение измерений

на нескольких частотах не всегда устраняет эффект переменности, поскольку вспышка может влиять на ядра на разных частотах одновременно.

Наша упрощенная модель переменности, представленная в [разд. 2.4.1](#), описывает отношения между физическими параметрами струи и наблюдаемыми значениями как степенной закон. Используя оцененные экспоненты из [разд. 2.4.3](#), можно оценить переменность магнитного поля и плотности излучающих частиц из мониторинга плотности потока излучения в ядре, как мы показываем на [рис. 2.8](#). Заметим, что для этого не требуются измерения сдвига ядра, и это можно сделать даже для наблюдений на одной частоте. Кроме того, как мы показываем в [разд. 2.4.2](#), измерения переменности сдвига ядра и используемая нами модель могут быть использованы для оценки скорости потока плазмы в струе [см. также по этой теме [126](#)].

## 2.4.6 Астрометрические следствия

Выявленные в данной главе взаимосвязи означают, что для высокоточных астрометрических измерений положения внегалактических источников (например, для ICRF3 или RFC) необходимо учитывать сдвиг ядра, особенно если источник сильно переменный. Координаты, измеренные с помощью однополосных фазовых задержек, напрямую зависят от переменного положения ядра, которое обычно является самой яркой и компактной частью источника. Даже астрометрические измерения, основанные на групповых задержках между двумя различными частотами, которые не чувствительны к позиционному смещению  $r \sim \nu^{-1}$  [[52](#)], могут быть затронуты переменностью положения ядра. Действительно, наши результаты свидетельствуют о том, что сильные вспышки нарушают любую регулярную зависимость от частоты, что также влияет на астрометрические измерения, сделанные во время такой вспышки.

Как отмечает [[52](#)], учет протяженной структуры источника при проведении астрометрических измерений не помогает избавиться от эффекта смещения ядра. Это два разных эффекта, оба влияют на астрометрические положения квазаров, и о них следует заботиться отдельно. Эффект сдвига ядра должен присутствовать и для точечных объектов, у которых не видно протяженной

джетовой структуры. Мы не можем измерить его таким же образом для подобных случаев, поэтому следует использовать другие методы. См. обсуждение измерений сдвига ядра с фазовой привязкой [например 114] ранее в этой главе.

Результаты гл. 1, сравнивающие радио- и оптические [Gaia, 37; 46] координаты, указывают на то, что сдвиг ядра может влиять на измеренные положения. Смещение ядра может, по крайней мере, частично объяснить обнаруженные смещения до 2 mas между радио и оптическими положениями квазаров для случаев, когда радио смещено вниз по течению джета. Эти смещения понимаются как расстояние видимого радиоядра от центральных областей блазара, которые доминируют в оптическом диапазоне. Более того, в [60] показано, что статистически значимые собственные движения активных ядер, измеренные с помощью РСДБ, происходят преимущественно вдоль направления джета. Это может быть, по крайней мере, частично объяснено переменностью сдвига ядра из-за радиовспышек.

## 2.5 Заключение

В этой главе мы разработали и применили автоматический метод измерения эффекта смещения ядра в компактных внегалактических джетах с помощью многочастотных наблюдений на РСДБ. Мы применили этот метод к многоэпоховым наблюдениям в на 2 и 8 ГГц 40 компактных джетов и показали, что он дает более надежные и устойчивые измерения сдвига ядра по сравнению с результатами ручных методов, применявшихся в предыдущих работах.

Используемый нами набор данных содержит 1691 пару источник-эпоха: 40 источников с 11-78 наблюдениями каждый. Этот набор позволил нам впервые исследовать временную переменность сдвига ядра в компактных джетах. Значимая переменность обнаружена для 33 из 40 источников. Типичная величина изменений сдвига ядра 8-2 ГГц составляет 0.4 mas или 2 пк в проекции на небо, а самые большие изменения достигают 1 mas. Для сравнения, медианная величина сдвига ядра составляет 0.5 mas или 3.2 пк. Вдобавок, были получены карты спектральных индексов, основанные на выравнивании изображений,

необходимом для измерения смещения ядра; они доступны в электронном виде в [3].

Измерения сдвига ядра в сочетании с плотностью потока ядра на тех же частотах позволяют нам моделировать изменения положения ядра на каждой отдельной частоте. По нашим оценкам, положение ядра на частотах 2 и 8 ГГц изменяется в среднем на  $0.35 \text{ mas}$  или  $2 \text{ \mu k}$  в проекции на небо. Эту переменность мы интерпретируем как эффект вспышек в области ядра, когда вспыхивающая плазма распространяется вниз по струе и влияет на ядра на разных частотах в разное время. Наш анализ показывает, что наблюдаемые вспышки вызваны значительным увеличением плотности излучающих частиц в области ядра; магнитное поле же уменьшается, и в меньшей степени. Мы предлагаем способ оценки плотности плазмы и переменности магнитного поля, используя только измерения плотности потока излучения в ядре, на основе модели струи, которую мы используем в данной главе.

Мы показываем, что скорости видимых ядер могут служить нижними границами скорости течения плазмы в струе. Это представляет собой новый метод определения скорости течения джета, и для нескольких источников он дает более сильные ограничения, чем РСДБ кинематика компонентов струи. Наши результаты показывают, что для надежной оценки скорости потока плазмы с помощью кинематических РСДБ измерений необходимо около 10 или более отдельных компонентов, поскольку не все компоненты движутся с характерной скоростью потока плазмы.

Поскольку величина смещения ядра меняется со временем, ее вариации следует учитывать при оценке физических параметров струи. Высокоточная астрометрия активных галактик также подвержена влиянию этой переменности, поскольку любая фиксированная частотная зависимость, такая как  $r \sim \nu^{-1}$ , нарушается во время вспышек, даже если она и верна в спокойном состоянии.

## Глава 3

# Нейтрино высоких энергий и блазары

Результаты, представленные в данной главе, текст, таблицы и рисунки основаны на работах диссертанта [4; 5]. Личный вклад в данные работы отмечен во введении к диссертации.

Нейтрино космического происхождения с энергиями  $E \gtrsim 50$  ТэВ детектируются на IceCube с 2012 года ([131—133]). В 2019 году Байкал-GVD (детектор гигатонного объёма) сообщил о первых вероятных детектированиях нейтрино энергий  $E > 100$  ТэВ [134], открывая путь к проверке результатов IceCube из Северного полушария. Указания на наличие астрофизического потока нейтрино высоких энергий были также обнаружены экспериментом ANTARES в Средиземном море [135]. Несмотря на эти наблюдения, происхождение высокоэнергичных астрофизических нейтрино оставалось неизвестным (см., например, обзоры [136]). Направления прихода нейтрино не демонстрируют значительной галактической анизотропии [см., например, 137; 138], поэтому предполагается что они приходят из внегалактических источников. Активные ядра галактик, блазары, обсуждались как потенциальные источники нейтрино задолго до самого обнаружения частиц таких энергий [27—29]. Дальнейший интерес к этому классу источников был вызван наблюдением вспышки гамма-излучения блазара TXS 0506+056 в направлении прихода нейтрино 170922A, обнаруженного IceCube [31], и в близкое к этому нейтрино время. Это событие оказалось дополнено избытком нейтрино более низких энергий с того же направления, найденным в архивных данных IceCube [32].

Несмотря на отдельные вероятные ассоциации, такие как TXS 0506+056, статистически значимой связи нейтринных событий с гамма-яркими блазарами обнаружено не было: см., например, [33; 139—143]. Кроме того, блазары с достаточной яркостью в гамма-диапазоне немногочисленны, и отсутствие наблюдений отдельных ярких источников накладывает сильные ограничения на этот сценарий [144—146].

Обычно предполагается, что высокоэнергетические нейтрино образуются при распаде заряженных  $\pi$ -мезонов, которые рождаются как вторичные частицы от взаимодействия протонов с другим веществом или излучением [147]. Уско-

рение протонов до требуемых энергий порядка ПэВ и наличие достаточного количества фотонов-мишеней являются, таким образом, ключевыми условиями для рождения нейтрино. В принципе, такие условия могут быть реализованы в различных областях блазара. В моделях рассматриваются две основных зоны рождения нейтрино, расположенные либо в центральной (аккреционный диск, область запуска и начала джета, область широких линий), либо в протяженной (джеты килопарсекового масштаба) части активной галактики; см., например, [147–151]. Наблюдательно различить эти два сценария — нетривиальная задача: малое угловое разрешение нейтринных детекторов, работающих на высоких энергиях, не позволяет напрямую локализовать области, откуда приходит излучение. Более того, низкое разрешение и высокое количество фоновых атмосферных детектирований затрудняют ассоциацию астрофизических нейтрино с конкретными источниками.

В данной главе мы используем РСДБ-наблюдения для отбора активных галактик с мощным излучением из центральных областей парсекового масштаба. Отметим, что аккреционный диск невидим в радиодиапазоне, а зона ускорения и коллимации джета разрешается на РСДБ только для близких активных ядер [120]. Однако активность, наблюдаемая в видимом основании джета с типичным пространственным разрешением порядка 1 пк, является хорошим индикатором происходящих в ядре и вокруг него процессов: [152; 153]. Сложности ассоциации отдельных источников с детектированиями нейтрино мы решаем с помощью статистических подходов и работы с полной выборкой.

## 3.1 Используемые данные

### 3.1.1 Детектирования нейтрино на IceCube

IceCube детектирует высокоэнергетические нейтринные события двух типов: каскады и треки. Первые являются ливнями, которые развиваются в объеме детектора; энергия нейтрино при этом определяется относительно хорошо, в отличие от направления прихода. Для треков ситуация обратная: в детекторе



высвечиваются относительно узкие треки, угловое разрешение обычно составляет  $\approx 1^\circ$ , но при этом часть энергии частиц остается за пределами инструментального объема, и энергия нейтрино имеет больше неопределенности. В данной главе мы концентрируемся на трековых событиях из-за их лучшего углового разрешения.

### Нейтрино экстремально больших энергий

В анализе нейтрино экстремально больших энергий, мы используем события с энергиями  $E \geq 200$  ТэВ. Выше этого значения предполагается, что жёсткий компонент спектра нейтрино начинает доминировать [133]. Вдобавок, значение  $E = 200$  ТэВ является пороговым для некоторых опубликованных наборов данных мюонных треков IceCube [154; 155, p. 30], что даёт дополнительную техническую мотивацию именно такой нижней границы. Публично доступные данные IceCube по высокоэнергетическим трекам включают события, которые прошли критерий отбора [156], используемые IceCube в период с июля 2016 по май 2019. Список событий до сентября 2017 года, включая события до введения этих критериев, опубликован онлайн<sup>1</sup> [157]. Информация о подобных событиях после сентября 2017 года доступна через сеть Gamma-ray Coordinates Network<sup>2</sup> (GCN) и Astrophysical Multimessenger Observatory Network<sup>3</sup> (AMON)<sup>4</sup>. По построению критериев, такие события имеют хорошее угловое разрешение (90% область на небесной сфере имеет площадь  $\Omega_{90} < 10$  кв.градусов) и высокие оценки энергий (выше 200 ТэВ). Для того, чтобы работать с самой большой систематически построенной выборкой нейтрино высоких энергий, мы включили еще 23 события, удовлетворяющие следующим критериям: (i) трековая морфология, (ii) оценка  $E \geq 200$  ТэВ, (iii) площадь  $\Omega_{90} < 10$  кв. град. Эти события были выбраны из других доступных списков событий IceCube: [157] и сеть GCN/AMON, списки из [154; 155; 158; 159].

Для опубликованных детектирований IceCube в каталогах указаны интервалы со статистическим покрытием 90%. Кроме того, существуют неопубликованные систематические ошибки в определении направлений прихода, связанные, в частности, с недостатком знаний о свойствах неоднородностей льда. При этом, для событий с хорошим угловым разрешением вклад систематических

<sup>1</sup>[https://icecube.wisc.edu/science/data/TXS0506\\_alerts](https://icecube.wisc.edu/science/data/TXS0506_alerts)

<sup>2</sup>[https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn\\_main.html](https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn_main.html)

<sup>3</sup><https://www.amon.psu.edu>

<sup>4</sup><https://gcn.gsfc.nasa.gov/amon.html>

Таблица 4 — Высокоэнергетические нейтринные события IceCube, использованные в нашем анализе. Включены все события IceCube, отобранные в соответствии с критериями в [разд. 3.1.1](#). Полная таблица доступна в электронном виде на <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab86bd>.

Дата	Категория	$E$ (ТэВ)	RA (°)	Ошибка RA (°)	DEC (°)	Ошибка DEC (°)	Ссылка		
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
2009-08-13	MUONT	480	29.51	+0.40	-0.38	1.23	+0.18	-0.22	[154]
2009-11-06	MUONT	250	298.21	+0.53	-0.57	11.74	+0.32	-0.38	[154]
2010-06-23	MUONT	260	141.25	+0.46	-0.45	47.80	+0.56	-0.48	[154]
2010-09-25	MUONT	460	266.29	+0.58	-0.62	13.40	+0.52	-0.45	[154]
2010-10-09	ЕНЕА	660	331.09	+0.56	-0.72	11.10	+0.48	-0.58	[154; 157]

ошибок может быть важным. Не имея опубликованных систематических ошибок, мы используем в качестве ориентира опубликованный IceCube верхний предел в  $1.0^\circ$  [132] на систематическую неопределенность направлений мюонных треков. Мы пытаемся уточнить это значение в [разд. 3.2](#).

Таким образом, наша выборка высокоэнергетических нейтрино IceCube включает 57 событий с  $E \geq 200$  ТэВ, и известными направлениями прихода. Эти события перечислены в [табл. 4](#) и показаны на [рис. 3.1](#). Обратите внимание, что значительная часть событий не является астрофизическими: даже при высоких энергиях атмосферный фон даёт существенный вклад. Например, ожидаемая доля неастрофизических событий в выборке ЕНЕА, предполагая астрофизический спектр как  $E^{-2}$ , составляет 32% [156]; для более мягкого спектра или для других классов событий вклад фона может быть еще больше.

### Нейтрино всего диапазона энергий на IceCube

Для изучения нейтрино более низких энергий, мы используем трековые данные IceCube за семь лет (2008-2015), на которых основан анализ [160]. Эти данные опубликованы [161] в виде локальных  $p$ -значений на сетке пикселей, покрывающих все небо. Мы обозначаем представленные на сетке отрицательные логарифмы этих  $p$ -значений как  $L = -\log p$ , чтобы не путать их со статистическими  $p$ -значениями анализа в данной главе; распределение по небу показано на [рис. 3.2](#). Мы рассматриваем  $L$  как меру обнаруженного нейтринного потока: большее значение  $L$  соответствует большей вероятности того, что точечный источник астрофизических нейтрино расположен в данном направлении на небе.

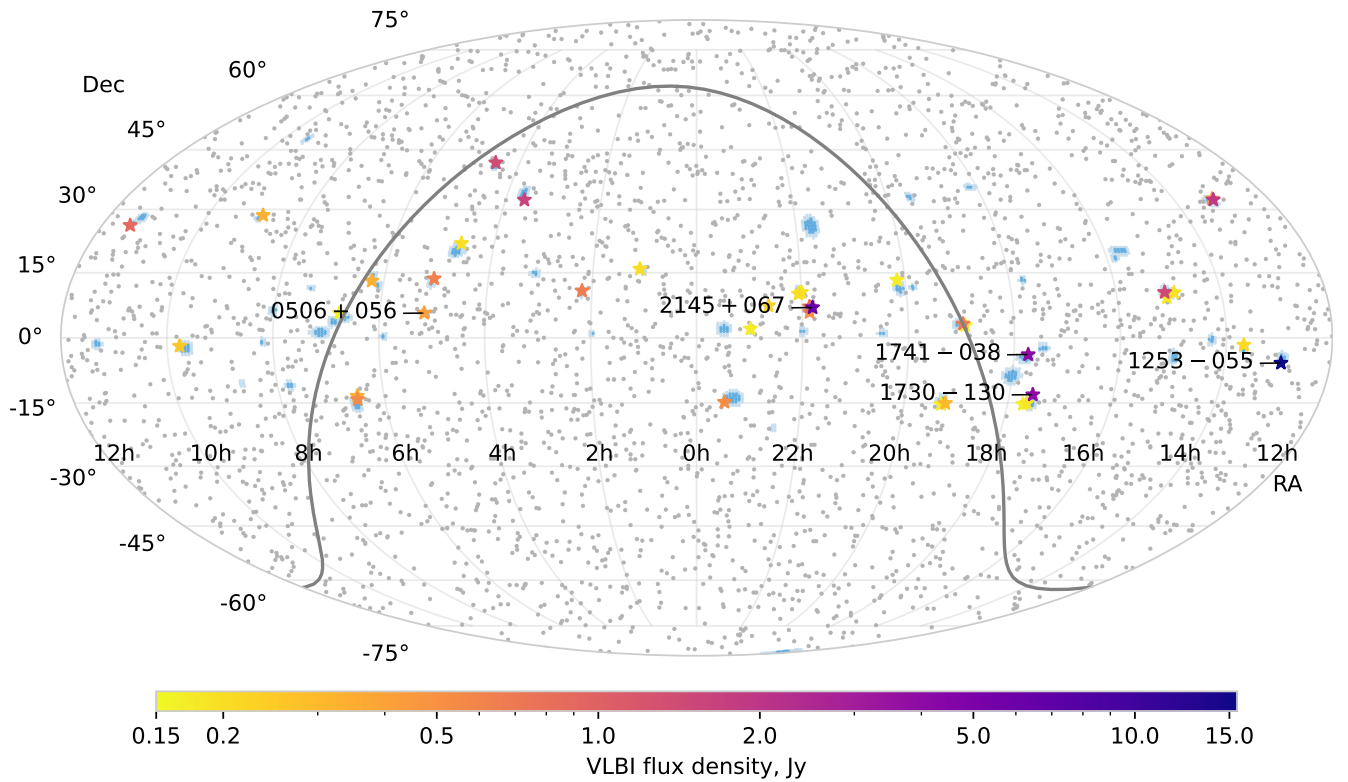


Рисунок 3.1 — Расположение высокоэнергичных нейтринных событий IceCube на небе, представленное синими эллипсами в экваториальных координатах. Темно-синие эллипсы — это исходные области позиционных ошибок, светло-синие увеличены для учета заранее неизвестной систематики согласно нашему анализу в [разд. 3.2.1](#). Звездами отмечены активные галактики из полной РСДБ выборки в пределах областей нейтринных ошибок; их цвет обозначает плотность РСДБ потока на 8 ГГц. Члены полной 8 ГГц РСДБ выборки от 150 мЯн, расположенные вне эллипсов ошибок нейтрино, показаны серыми точками. Подписанные названия соответствуют четырём объектам с самыми сильными парсековыми джетами, которые являются наиболее вероятными нейтринными ассоциациями согласно нашему анализу: 1253–055 (3C 279), 1730–130 (NRAO 530), PKS 1741–038 и PKS 2145+067. Мы также показываем местоположение исторически первой ассоциации нейтрино с блазаром TXS 0506+056.

Карта значений  $L$  основана на 712830 обнаруженных IceCube событиях, но не содержит информации об их индивидуальных свойствах: она накапливает информацию о приходах нейтрино в той или иной области неба за весь период наблюдений в семь лет. Совокупный эффект чувствительности и разрешения в зависимости от энергии нейтрино говорит, что в вычислении  $L$  доминируют нейтрино с типичными энергиями в десятки ТэВ и выше [160]. Мы исключаем южное небо (склонения  $\delta < -5^\circ$ ) из нашего анализа: чувствительность IceCube

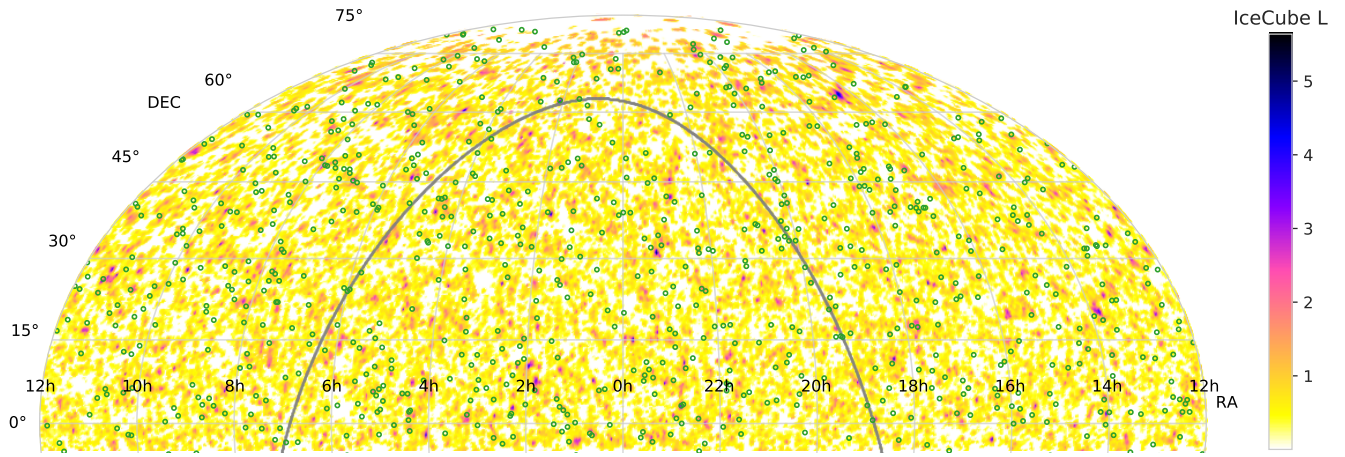


Рисунок 3.2 — Карта локальных  $p$ -значений IceCube по северному небу,  $\delta = -5^\circ$ , в экваториальных координатах. Цветом показаны  $L$ , т.е. логарифмы этих  $p$ -значений, более тёмные области соответствуют большим вероятностям наличия источника астрофизических нейтрино в этом направлении, см. [разд. 3.1.1](#). Зелеными кругами отмечены активные галактики из полной РСДБ выборки от 0.33 Ян.

к астрофизическим нейтрино над горизонтом сильно ухудшается, см. обсуждение этого эффекта в [160]. Далее в этой главе мы называем оставшийся диапазон  $\delta > -5^\circ$  северным небом.

### 3.1.2 РСДБ наблюдения активных ядер

Для анализа в данной главе мы использовали РСДБ наблюдения на 8 ГГц, собранные в базе данных Astrogateo<sup>5</sup>, и полученные в геодезических РСДБ наблюдениях [49; 68; 69], обзорах калибраторов на VLBA (VCS; [62–67; 72; 162]), а также других глобальных наблюдениях на 8 ГГц [73; 163–169]. Положения активных галактик определены по этим наблюдениям и представлены в рамках фундаментального радиокаталога<sup>6</sup> (RFC). Отметим, что в ходе наблюдений по программам VCS были предприняты особые усилия для получения полной подвыборки активных галактик, ограниченной плотностью РСДБ потока  $S_{8\text{GHz}}^{\text{VLBI}} > 150$  мЯн на частоте 8 ГГц; аналогичные усилия были предприняты при наблюдениях на LBA (Массив с длинной базой, Австралия). Эта полная выбор-

<sup>5</sup>[http://astrogeo.org/vlbi\\_images/](http://astrogeo.org/vlbi_images/)

<sup>6</sup><http://astrogeo.org/rfc/>

ка состоит из 3388 объектов, показанных серыми точками на [рис. 3.1](#). База Astrogeo и каталог RFC содержат также данные и для других частот наблюдений (2.3, 5, 15, 22 ГГц), и включают более 16 000 объектов. Однако единственной глубокой статистически полной выборкой является вышеупомянутая.

В анализе мы используем плотность потока, интегрированную по РСДБ изображениям. У большинства активных ядер с доплеровским усилением, составляющих нашу выборку, в излучении доминирует видимое начало джета парсекового масштаба, см. обсуждение в [разд. 3.3.1](#). Для объектов, наблюдаемых более одного раза, используется среднее значение всех измерений. Количество наблюдений для каждого источника варьируется от 1 до более чем 150, с медианой 5.

### 3.1.3 Мониторинг на РАТАН-600

Радиотелескоп РАТАН-600 [170] специальной астрофизической обсерватории проводит мониторинг активных галактик на частотах от 1 до 22 ГГц с конца 1980-х годов. Подробности наблюдений, анализа данных, и результаты можно найти в [171–174]. Измерения происходят одновременно на всех частотах, 1, 2, 5, 8, 11 и 22 ГГц; для анализа в данной главе мы опускаем две самые низкие частоты, поскольку на них часто влияют радиочастотные помехи. Выборка для наблюдений на РАТАН-600 была первоначально отобрана по плотности РСДБ-потока [175], и позже дополнялась новыми объектами, найденными в ходе обзора VCS. Таким образом, выборка мониторинга содержит объекты с сильными радиоджетами на парсековых масштабах, и имеет хорошие характеристики полноты вплоть до  $S_{8\text{GHz}}^{\text{VLBI}} \approx 0.4$  Ян. Из-за ограничений основного сектора наблюдений – северного – и режима транзитных наблюдений телескопа РАТАН-600, плотно наблюдаемая часть выборки с 3-4 эпохами в год ограничена диапазоном склонений от  $-30^\circ$  до  $+43^\circ$ ; этот диапазон охватывает почти все высокоэнергетические события IceCube. Полный набор данных РАТАН-600, который мы используем в нашем анализе, содержит 1099 источников, наблюдавшихся не менее пяти раз, 758 из которых наблюдались не менее десяти раз.

## 3.2 Статистический анализ

### 3.2.1 Ассоциация нейтрино с радиояркими блазарами

#### Нейтрино энергий $\geq 200$ ТэВ

В данном разделе мы определяем, есть ли значимая связь между радиоизлучением с парсековых масштабов и рождением нейтрино в активных галактиках. Для этого мы используем среднюю за всё время плотность потока РСДБ (разд. 3.1.2). При поиске ассоциаций для нейтрино высоких энергий,  $\geq 200$  ТэВ, плотность потока усредняется по всем объектам попадающим внутрь областей ошибок нейтринных событий IceCube, и это среднее значение используется в качестве тестовой статистики  $v$ . Для тестовой статистики мы проверяем, оказывается ли она значимо выше, чем могла возникнуть случайно безо всякой связи нейтрино и блазаров. А именно, метод Монте-Карло используется следующим образом:

- Вычислим тестовую статистику. Обозначим ее значение как  $v_{\text{real}}$ .
- Повторим  $N = 10000$  раз следующие действия:
  - Сместим события IceCube на случайные значения по прямому восхождению;
  - Вычислим ту же статистику для случайно смещенных событий вместо реальных. Обозначим это значение  $v_i$ ,  $1 \leq i \leq N$ .
- Эмпирическое распределение  $v_i$  представляет собой ожидаемое распределение тестовой статистики при верности нулевой гипотезы — отсутствии связи активных галактик с нейтрино. Мы вычисляем доверительные интервалы для нулевой гипотезы используя квантили этого распределения.
- Вычислим количество случайных реализаций со значениями не ниже реального:  $M = \sum_i [v_i \geq v_{\text{real}}]$ .  $P$ -значение, определяемое как вероятность случайного совпадения, выражается  $p = \frac{M + 1}{N + 1}$ , следуя [177].

В этой процедуре используются области ошибок отдельных нейтринных событий. Как указано в разд. 3.1.1, помимо опубликованных случайных ошибок присутствуют также и систематические, но их значения не приводятся.



Поэтому мы вводим величину систематической ошибки как свободный параметр — одинаковый для всех событий и направлений на небе — и определяем его значение в нашем анализе. Для этого используется процедура, широко распространённая в физике и астрофизике частиц, [например, применительно к направлениям прихода космических лучей 178]. Процедура состоит в том, чтобы попробовать несколько значений неизвестного параметра и выбрать одно с самым сильным сигналом. При этом возникает проблема множественных сравнений: при  $K$  испытаний ожидается, что хотя бы один раз в результате статистической флуктуации будет получено значение  $p$ , равное  $1/K$ . Таким образом, для обеспечения несмещенного финального результата после испытания необходима коррекция; мы используем процедуру Монте-Карло для учета множественных испытаний при подгонке неизвестного параметра. Сначала находятся предварительные значения  $p$  следующим образом:

- Для каждого предполагаемого значения систематической ошибки  $0 \leq x \leq 1^\circ$  (мы берем 11 значений с интервалом в  $0.1^\circ$ ) вычисляется  $p$ -значение, как описано в начале этого раздела. Единственное отличие состоит в том, что области ошибок всех событий увеличиваются на величину  $x$  во всех направлениях. Обозначим эти  $p$ -значения как  $p_j$ ,  $j = 1, \dots, 11$ .
- Находится минимальное из этих значений  $p_j$ , которое соответствует значению  $x$ , дающему наиболее значимую разницу в плотности потока. Этот минимум называется предварительным  $p$ -значением.

Окончательное значение  $p$  с учётом испытаний рассчитывается путем полного повторения всех этих шагов для искусственных выборок Монте-Карло как в предыдущем алгоритме выше, чтобы определить, как часто они дают меньшее значение  $p$  (более значимую разницу) в результате случайной флуктуации. Вычисленное таким образом значение  $p$  уже не подвержено проблеме множественных сравнений.

В результате, мы получаем вероятность  $p = 0.07\%$  ( $3.4\sigma$ ) случайно получить настолько же яркий радиопоток вблизи детектированных IceCube, как и наблюдается на самом деле. Таким образом, ассоциация нейтрино высоких энергий  $\geq 200$  ТэВ с активными галактиками является значимой. Минимальное предварительное  $p$ -значение в  $0.09\%$  соответствует добавлению ошибки  $x = 0.5^\circ$ . Это значение  $x$  можно интерпретировать как грубую оценку систематических ошибок IceCube. Отметим, что этот результат хорошо согласуется



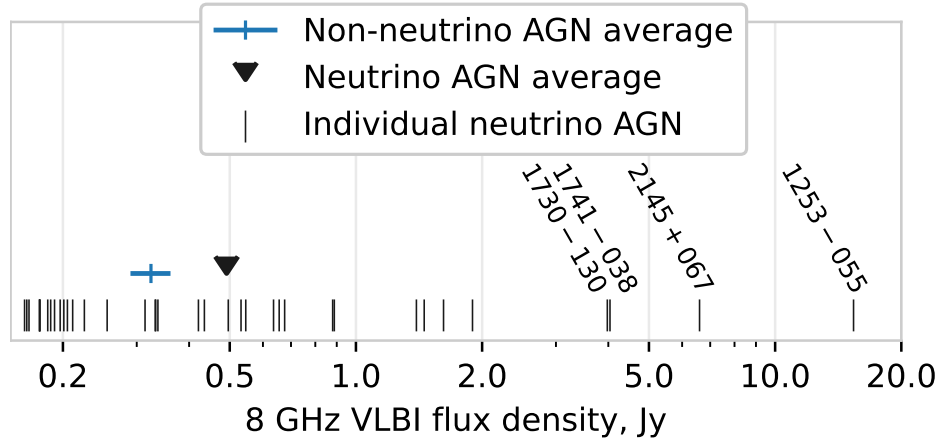


Рисунок 3.3 — Среднее значение плотности РСДБ-потока для активных галактик внутри ошибок локализации IceCube показано чёрным треугольником. Для сравнения приведён 68% Монте-Карло интервал (синяя линия) для событий, случайно сдвинутых по небу. Вертикальные чёрные штрихи отмечают плотности потока отдельных объектов внутри областей ошибок локализации нейтрино на небе. Горизонтальная ось: плотность РСДБ потока на 8 ГГц в Ян.

с независимой оценкой систематических ошибок IceCube,  $< 1^\circ$ , обсуждаемой в разд. 3.1.1.

Рис. 3.1 демонстрирует высокоэнергичные события IceCube на небе вместе с активными ядрами из нашей полной выборки. Рис. 3.3 сравнивает среднее значение наблюдаемой плотности РСДБ-потока активных галактик в областях нейтринных ошибок с Монте-Карло реализацией этого среднего значения для случайно смещенных позиций нейтринных событий. Этот рисунок показывает, что активные галактики выбранные в качестве возможных нейтринных ассоциаций, в среднем ярче других на парсековых масштабах. Отметим, что аналогичный анализ, проведенный нами для наблюдений на частотах 2, 5, 15 и 22 ГГц вместо 8 ГГц, привел к аналогичному статистическому результату. Однако мы не используем эти результаты здесь, потому что именно РСДБ выборка на частоте 8 ГГц является наиболее полной до уровня в 150 мЯн, как обсуждалось в разд. 3.1.2.

### Нейтрино всего диапазона энергий IceCube

При сопоставлении с активными ядрами нейтрино более низких энергий, представленных в виде пиксельной карты  $L$  (разд. 3.1, рис. 3.2), мы используем несколько другой подход. А именно, выбираем все объекты с интегральной плотностью РСДБ потока на 8 ГГц выше некоторого порога  $S_{\min}$ , и берём медиану значений  $L$  в их положениях в качестве тестовой статистики. Пороговые

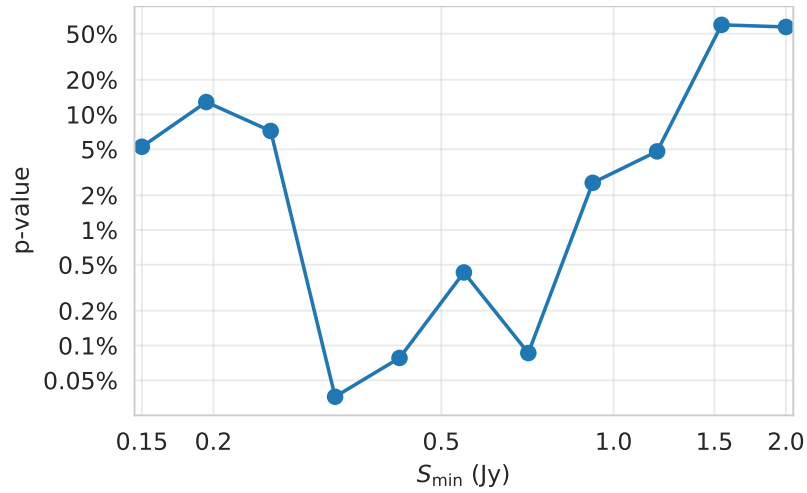


Рисунок 3.4 —  $P$ -значения (вертикальная ось) связи блазаров с нейтрино всего диапазона энергий IceCube для разных отсечек по интегральной плотности РСДБ потока (горизонтальная ось). Каждое  $p$ -значение это вероятность случайно получить наблюдаемую корреляцию между нейтрино и блазарами более яркими, чем отсечка потока; см. [разд. 3.2.1](#). Значения отсечки  $S_{\min}$  разбивают интервал 0.15-2 Ян на десять частей равномерно в логарифмической шкале.

Наименьшее  $p$ -значение  $4 \cdot 10^{-4}$  достигается для  $S_{\min} = 0.33$  Ян.

значения  $S_{\min}$  берутся из интервала [150 мЯн; 2 Ян], разделенного на десять частей равномерно в логарифмическом масштабе; нижняя граница определяется полнотой выборки ([разд. 3.1.2](#)), а верхняя выбирается так, чтобы оставалось не менее 40 объектов. Для этой тестовой статистики мы проверяем, является ли её значение выше, чем могло бы возникнуть случайно: так же, как описано выше, рассчитываются предварительные и окончательные  $p$ -значения.

Предварительные  $p$ -значения для каждого порога  $S_{\min}$  показаны в [рис. 3.4](#): минимум  $p = 4 \cdot 10^{-4}$  достигается для  $S_{\min} = 0.33$  Ян. Глобальное  $p$ -значение представляет собой вероятность случайно получить медиану  $L$  в направлениях ярких блазаров настолько же высокую, как наблюдаемая в действительности. Эта вероятность равна  $3 \cdot 10^{-3}$  ( $3.0\sigma$ ). Само значение  $S_{\min}$ , дающее минимальное  $p$ -значение, вряд ли имеет конкретный астрофизический смысл: оно представляет собой компромисс между меньшим количеством источников, остающихся при более высоких отсечках, и более слабыми источниками, покрывающими большую часть неба при более низких. Этот компромисс зависит от чувствительности и эффективного разрешения нейтринных телескопов, и оптимальное значение  $S_{\min}$ , вероятно, будет различным для разных наборов данных. Тем не менее, по имеющимся данным наблюдений IceCube, мы обнаружили, что

объекты ярче  $0.33$  Ян доминируют в ассоциации с нейтрино. Это значение используется в [разд. 3.3.2](#) для грубых оценок потока нейтрино от блазаров.

### Объединение проведённых анализов

Наконец, мы объединяем результаты для нейтрино энергий  $\geq 200$  ТэВ и для более низких, с целью оценки совместного уровня значимости ассоциации ярких активных галактик с нейтрино. Такая комбинация оправдана, поскольку каждый из двух используемых наборов данных IceCube содержит важную информацию, недоступную в другом. Каталог высокоэнергетичных событий охватывает годы с 2010 по 2019 и содержит подробную информацию о каждом событии, такую как его направление и энергия. Однако в нем перечислены только нейтрино самых высоких энергий, которые с высокой вероятностью имеют астрофизическое происхождение. Анализ пиксельной карты неба наоборот, основан на всех обнаруженных событиях независимо от их энергии, но содержит только агрегированную информацию и охватывает период с 2008 по 2015 год.

Для того, чтобы выполнить объединение наиболее консервативным способом, мы применяем маску к карте IceCube  $L$  ([рис. 3.2](#)), чтобы избавиться от вклада отдельных нейтрино, учтенных в анализе событий  $E \geq 200$  ТэВ. Мы маскируем те пиксели карты, которые находятся вблизи любого из высокоэнергетичных событий IceCube ([табл. 4](#)) ранее 2016 года. Порог близости принимается равным ошибкам измерения координат этих событий при добавлении систематической неопределенности в  $0.5^\circ$ , согласно обсуждению в [разд. 3.2.1](#). При маскировке этих областей,  $p$ -значение в анализе карты всего неба незначительно увеличивается: с  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $4 \cdot 10^{-3}$ . Наконец, следуя методу Фишера по объединению  $p$ -значений из независимых анализов [[179](#)], мы получаем совместную вероятность случайного совпадения  $p = 4 \cdot 10^{-5}$  ( $4.1\sigma$  для нормального распределения).

## 3.2.2 Количество активных ядер — источников нейтрино

После того, как мы установили связь радиоярких активных галактик с рождением нейтрино, оценим сколько источников вызывают этот эффект. Для этого повторим наш анализ треков выше 200 ТэВ, отбрасывая один за другим

самые сильные источники по РСДБ плотности потока, пока значимый эффект не исчезнет. Значение  $p$  поднимается выше уровня 5% при удалении четырех объектов, и мы интерпретируем это число как нижнюю границу количества активных ядер, испускающих высокоэнергетические нейтрино. Четыре самых ярких блазара это 1253–055 (3C 279), PKS 2145+067, PKS 1741–038 и 1730–130 (NRAO 530), и ни один из них не выделялся ранее в литературе как источник наблюдаемых на IceCube нейтрино. Их имена указаны на графиках 3.1 и 3.3. Информация про все активные галактики, позиционно совпавшие с нейтринными детектированиями, приведена в табл. 5.

Отметим, что блазар TXS 0506+056, связанный с нейтрино 170922A [31], не входит в число этих четырех объектов. Его средняя плотность РСДБ-потока за 13 эпох наблюдений в 1995-2018 годах составляет всего 0.4 Ян, что не намного выше среднего значения по всей выборке. Однако, к 2019 году плотность его РСДБ потока выросла до более чем 1,5 Ян [например, 180; 181]. Это говорит о том, что четыре ярчайших блазара, перечисленные выше как наиболее вероятные ассоциации с нейтрино, не исчерпывают источников нейтрино в списке РСДБ-ярких объектов.

На более низких энергиях нейтрино количество событий намного больше (разд. 3.1), но и доля атмосферного фона в них тоже больше. Для оценки количества ассоциаций, мы подсчитываем количество блазаров со значениями  $L$  в их положениях выше некоторого порога — величина порога проходит весь диапазон значений  $L$ . Из этого количества вычитается аналогичное, вычисленное при случайном смещении объектов по прямому восхождению. Избыток и представляет собой оценку количества блазаров, ассоциированных с такими нейтрино. Максимальное его число составило  $104 \pm 32$  для порога  $L$  близкого к медианному. Это говорит о том, что большинство нейтрино-ассоциированных блазаров имеют значения  $L$  IceCube, которые не являются чрезвычайно высокими, а напротив близки к типичным. Такие объекты можно выделить только с помощью статистического подхода, и они были бы пропущены при любом анализе, сосредоточенном на самых ярких областях карты IceCube.

Таблица 6 — Активные ядра галактик из программы мониторинга РАТАН-600, которые попадают в области ошибок обнаружения высокоэнергетических нейтрино IceCube, при добавлении систематической ошибки в  $0.7^\circ$ . См. разд. 3.1.3 для описания программы мониторинга, разд. 3.1.1 для критериев отбора событий IceCube, и разд. 3.2.3 для деталей того, как мы оцениваем систематическую неопределенность. Если в области ошибок данного события обнаружено несколько объектов из программы мониторинга, мы перечисляем их все в порядке уменьшения средней плотности потока. Значения колонок следующие: (1) — (6) и (10) — (12) То же, что и соответствующие столбцы в табл. 5; (7) Число наблюдений РАТАН-600 с 2009 по 2019 год; (8) Средняя плотность потока на 22 ГГц; (9) Отношение средней плотности потока в пределах 0.9 года (т.е.  $\pm 0.45$  года) вокруг соответствующего события IceCube к среднему значению за пределами этого периода.

Событие IceCube			Активная галактика								
Дата	Категория	$E$ (ТэВ)	Название		$z$	# эпох	$S_{22\text{GHz}}^{\text{РАТАН}}$ (Ян)	$R_{22\text{GHz}}$	$d$ ( $^\circ$ )	$d - \text{err}_{\text{event}}$ ( $^\circ$ )	( $10^{-9}$ с)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
2011-07-14	HESEA	253	0429+415	J0432+4138	1.02	81	1.09	1.07	1.34	0.41	
			0424+414	J0427+4133	-	19	0.36	1.24	1.41	0.53	
2011-09-30	EHEA	-	1741-038	J1743-0350	1.05	80	4.02	1.16	0.75	0.00	
2012-05-15	MUONT	200	1308+326	J1310+3220	1.00	81	1.39	1.72	1.02	0.00	
2012-05-23	EHEA	-	1123+264	J1125+2610	2.35	69	0.56	1.29	0.44	0.00	
2013-06-27	HESEA	200	0611+131	J0613+1306	0.74	40	0.33	1.32	0.91	0.00	
2014-01-08	EHEA	-	2256+017	J2258+0203	2.66	36	0.23	3.70	0.53	0.04	
2014-02-03	EHEA	-	2325-150	J2327-1447	2.46	55	0.40	1.95	2.58	0.05	
2015-08-12	EHEA	380	2145+067	J2148+0657	0.99	81	3.94	0.75	1.38	0.40	
			2149+069	J2151+0709	1.36	59	0.54	0.95	1.00	0.39	
			2149+056	J2151+0552	0.74	57	0.31	1.29	0.44	0.00	
2015-08-31	EHEA	-	0333+321	J0336+3218	1.26	82	1.45	0.67	1.76	0.29	
2015-09-26	EHEA	-	1253-055	J1256-0547	0.54	83	16.97	1.02	1.52	0.26	
2015-11-14	MUONT	740	0459+135	J0502+1338	0.45	69	0.40	1.34	1.22	0.39	
2016-01-28	EHEA	-	1730-130	J1733-1304	0.90	84	3.63	0.85	1.71	0.43	
2017-09-22	EHEA	290	0502+049	J0505+0459	0.95	62	0.62	1.41	1.30	0.65	
			0506+056	J0509+0541	0.34	76	0.62	1.16	0.08	0.00	
2018-09-08	EHEA	-	0943-016	J0945-0153	2.37	11	0.25	1.27	1.87	0.00	
2018-10-23	EHEA	-	1749-101	J1752-1011	-	43	0.29	1.66	2.58	0.62	
2019-07-30	GOLD	299	1502+106	J1504+1029	1.84	76	1.49	2.36	0.31	0.00	

### 3.2.3 Временная корреляция вспышек в джетах блазаров с приходом нейтрино

Исходя из моделей излучения ожидается [например, 148], что нейтрино могут быть связаны со вспышками в центральных областях активных галактик — в непосредственной близости от черной дыры или в джете вблизи его начала. Исследования блазара TXS 0506+056 [например, 31; 180; 181] подтверждают это предсказание, однако оно оставалось под вопросом для более крупных выборок объектов.

Мы исследуем корреляцию радиопеременности с детектированиями нейтрино энергий  $\geq 200$  ТэВ используя данные мониторинга активных ядер на РАТАН-600 (разд. 3.1.3). Этот набор данных не зависит от РСДБ измерений,

использованных в предыдущих разделах, и данный анализ также представляет собой независимую проверку того, что блазары являются источниками нейтрино высоких энергий. Для статистического анализа мы используем наблюдения на самой высокой частоте РАТАН-600 в 22 ГГц: вспышки обычно более выражены на коротких длинах волн из-за эффектов непрозрачности синхротронного излучения и происходят ближе к центральной машине (разд. 3.3.1; см. также обсуждение в гл. 2).

Для каждого источника в областях ошибок высокоэнергичных треков IceCube мы вычисляем индекс активности  $R_{22\text{GHz}}$ , определяемый как отношение средней плотности потока в интервал  $\Delta T$  (т.е.  $\pm\Delta T/2$ ) вокруг времени обнаружения нейтрино к среднему значению потока вне этого временного диапазона. Коэффициенты  $R_{22\text{GHz}}$ , соответствующие всем источникам в пределах областей ошибок, усредняются; полученное среднее значение принимается за тестовую статистику. Если это значение оказалось выше, чем можно ожидать из случайных флуктуаций, то нейтрино действительно коррелируют с радиовспышками. Мы проверяем эту гипотезу точно так же, как описано в разд. 3.2.1, и используя дополнительный диапазон параметров  $0.1 \text{ года} \leq \Delta T \leq 2 \text{ года}$  с 20 значениями, разнесенными на 0.1 года. Финальное  $p$ -значение составило 5%, что не является сильно значимым, но, в контексте наших результатов из разд. 3.2.1, определенно может считаться указанием на наличие связи. Минимальное предварительное  $p$ -значение 1% получено при  $\Delta T = 0.9 \text{ г}$  и дополнительной позиционной ошибке, равной  $0.7^\circ$ .

Величины  $R_{22\text{GHz}}$  каждого блазара приведены в табл. 6 для полученной оптимальной ширины временного интервала и значения добавленной систематической ошибки. Наибольшее значение  $R_{22\text{GHz}}$  достигается у блазара PKS 1502+106: он испытал сильную вспышку в 2019 году, во время которой пришло нейтрино.

Стоит отметить, что оптимальное значение систематической ошибки в разд. 3.2.1 оказалось несколько иным, но близким:  $0.5^\circ$ . В силу статистической природы проведённых анализов, а также различия систематических ошибок между событиями, можно ожидать некоторого различия между оценками из разных подходов. Их близость является дополнительной проверкой согласованности нашего анализа.

Для визуализации корреляции мы вычислили индекс активности  $R^t$  для различных временных задержек  $t$ : измерения на РАТАН-600 для всех объектов

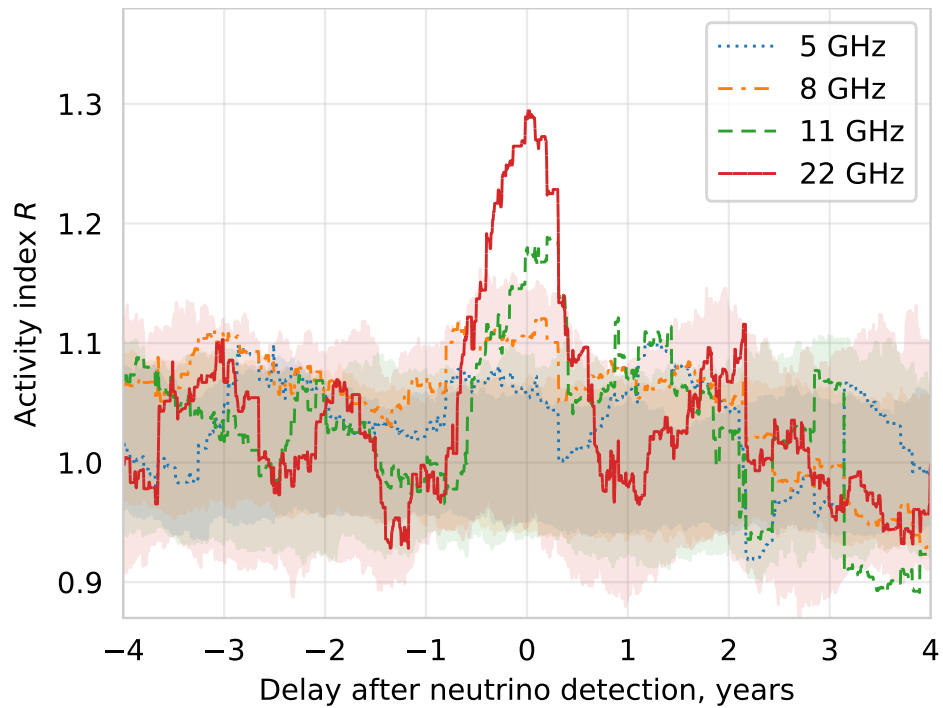


Рисунок 3.5 — Индекс активности, то есть отношение плотности радиопотока на РАТАН-600, усредненной по окну шириной 0.9 лет, к средней плотности потока за пределами этого окна. Каждая точка кривой представляет это отношение, усредненное по всем активным галактикам внутри областей ошибок нейтрино; по горизонтали отмечена к временная задержка между центром окна и соответствующим событием IceCube. Закрашенные области соответствуют кривым того же цвета и показывают 68% интервалы реализаций Монте-Карло для случайно смещенных позиций нейтринных событий. Горизонтальная ось: задержка между приходом нейтрино и наблюдениями в радиодиапазоне; вертикальная ось: усреднённый по всем объектам индекс активности, см. [разд. 3.2](#).

были искусственно сдвинуты во времени на  $t$ , в то время как даты обнаружения нейтрино оставались фиксированными. Мы приводим значения  $R^t$ , усредненные по всем активным ядрам, для четырех частотных диапазонов 5, 8, 11 и 22 ГГц на [рис. 3.5](#). Этот график показывает, что на самых высоких частотах, 22 ГГц и, в меньшей степени, 11 ГГц, существует ярко выраженный пик около нулевой задержки, тогда как на 8 и 5 ГГц значимой структуры не видно. Это находится в качественном согласии с природой радиоизлучения ядер блазаров на масштабах парсек, см. [обсуждение в разд. 2.4](#).

### 3.3 Астрофизические следствия

#### 3.3.1 Рождение нейтрино в центральных парсеках блазаров

В выборках активных галактик, отобранных на основе их радиопотока с масштабов парсек, преобладают джеты с малыми углами наблюдения и типичным доплер-фактором в диапазоне от 3 до 10 [8]. В РСДБ-потоке доминирует излучение непрозрачного ядра, которое является видимым основанием струи (например, [49; 109]; см. также гл. 2). Ядро расположено на типичных расстояниях порядка 10 пк от истинного начала джета в проекции на небесную сферу [21; 3], и его переменность превышает изменения в других областях активных галактик, что подтверждается наблюдательно [109] и следует из аргументов причинности.

Вместе с результатами, представленными в предыдущем разделе, это означает, что нейтрино испускаются узкими пучками вдоль джетов блазаров в направлении наблюдателя. В результате такой анизотропии оказывается возможно обнаружить эти нейтрино на Земле. Мы предсказываем, что анализ РСДБ выборок активных галактик позволит найти ещё больше таких блазаров в будущем, и значимо связать рождение нейтрино с их активностью. Аналогичные эффекты направленности стоят за гамма-излучением большого количества РСДБ-блазаров [91; 182; 183]. Несмотря на то, что происхождение гамма-лучей и нейтрино может быть не связано напрямую, возможность обнаружения далёких активных галактик с помощью РСДБ и детектирование их гамма- и нейтринного излучения требует малого угла наблюдения джета.

Обнаруженная временная корреляция между приходом нейтрино и увеличением плотности радиопотока наблюдается только на самой высокой частоте в нашем анализе, 22 ГГц, см. рис. 3.5. Именно такой эффект можно ожидать исходя из физики синхротронного излучения джетов. Действительно, доля излучения ядра и относительная сила вспышек в ядре уменьшаются с уменьшением частоты [174; 184; 185]. Эта зависимость обусловлена крутым синхротронным спектром протяженных частей джета [например, 106]. Кроме того, на более



низких радиочастотах, вспышки ядра достигают пика со всё увеличивающейся задержкой и показывают более длинные характерные временные шкалы из-за эффекта непрозрачности синхротронного излучения (см. гл. 2). Отметим, что пик на частоте 11 ГГц слабее и немного (примерно на 1/4 года) запаздывает по сравнению с 22 ГГц, как и ожидалось, хотя мы не оцениваем статистическую значимость этого различия.

Итак, можно сделать вывод, что центральные области активных ядер на масштабах парсек являются местом рождения большого числа нейтрино, обнаруженных на IceCube. В следующих разделах мы дадим и обсудим численные оценки, основанные на этом результате, и следствия для механизмов образования нейтрино высоких энергий.

### 3.3.2 Нейтринный поток от активных галактик

На основе полученных в разд. 3.2 результатов, представляется возможным дать оценку общего потока нейтрино от активных галактик по порядку величины. Для этого мы используем анализ нейтрино всего диапазона энергий на основе карты IceCube  $L$ . Этот анализ показал, что по крайней мере 70 блазаров с РСДБ-потокм выше 0.33 Ян связаны с нейтрино, обнаруженными за семь лет на IceCube. Это дает нижний предел в 10 обнаруженных нейтрино в год от таких объектов, даже если каждый объект привел только к одному обнаружению нейтрино. В карте  $L$  преобладают события выше 40 ТэВ [186]; нейтрино более низких энергий, связанные с блазарами, также могут присутствовать, но при расчете карты их вклад сильно уменьшается. Поэтому мы принимаем 40 ТэВ в качестве энергии типичного события, существенно влияющего на значение  $L$ . Эффективная площадь IceCube при таких энергиях составляет около  $30 \text{ м}^2$  [160]. При этих предположениях мы получаем нижний предел на поток мюонных нейтрино от таких объектов на всем небе:  $F_{\nu}^{>0.33 \text{ Ян}} \gtrsim 80 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Согласно [186], полный астрофизический поток мюонных нейтрино энергий выше 40 ТэВ составляет  $F_{\nu}^{\text{total}} \approx 835 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, наша грубая оценка  $F_{\nu}^{>0.33 \text{ Ян}}$  составляет почти 10% от  $F_{\nu}^{\text{total}}$ . Учет других блазаров из нашей выборки, с более низкой плотностью потока 0.15 Ян, приведет к значению  $F_{\nu}^{>0.15 \text{ Ян}} \approx (1.5 \dots 2.5) \cdot F_{\nu}^{>0.33 \text{ Ян}}$ , где коэффициент зависит от наличия или

отсутствия связи между радио и нейтринными потоками блазаров. Эти оценки показывают, что  $F_{\nu}^{>0.15 \text{ Jy}}$  составляет 1/4 от  $F_{\nu}^{\text{total}}$ . Если на самом деле 70 связанных блазаров испустили в среднем несколько обнаруженных нейтрино, то эта доля пропорционально увеличивается. Таким образом, оказывается возможно объяснить большую часть потока астрофизических нейтрино активными ядрами, содержащими радиояркие джеты на масштабах парсек, и это не требует каких-либо экстремальных предположений.

Мы также оценим мощность нейтрино, испускаемую типичным блазаром из тех, что связаны с детектированиями IceCube в разд. 3.2.1. Для блазаров ярче 0.33 Ян реалистичная ситуация находится где-то между двумя возможными противоположными сценариями: (i) только 70 таких блазаров испускают нейтрино: в этом случае мы нашли их все в разд. 3.2.1; (ii) все 700 настолько ярких блазаров ( $> 0.33 \text{ Ян}$ ) испускают нейтрино с одинаковой интенсивностью, а 70 объектов просто случайно были обнаружены в рассматриваемый период времени. Соответствующие оценки среднего потока нейтрино на источник составляют от 1/70 до 1/7 нейтрино в год, если было обнаружено по одному нейтрино от каждого из этих блазаров. Принимая те же предположения относительно энергий нейтрино и эффективной площади IceCube, как и выше, мы получаем наблюдаемый поток нейтрино от отдельного блазара  $F_{\nu} \approx (0.06 \dots 0.6) \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Типичные РСДБ-видимые блазары расположены на расстоянии  $z \sim 1$  [8]. Средний угол раскрытия струи оценивается [119] в  $1.3^\circ$ , а средний угол наблюдения джета составляет около  $5^\circ$  [8]. Мы предполагаем, что нейтрино, как и фотоны, испускаются изотропно в системе отсчёта джета; тогда характерный угол в системе наблюдателя составляет около  $6^\circ$  от направления струи. Отсюда мы получаем полную нейтринную светимость характерного активного ядра  $L_{\nu} \approx (4 \cdot 10^{42} \dots 4 \cdot 10^{43}) \text{ эрг с}^{-1}$ . Обе оценки оказываются на несколько порядков ниже типичной болометрической светимости ярких блазаров,  $L_{\text{bol}} \sim 10^{45} \text{ эрг с}^{-1}$  [например, 187]. Эти нейтринные светимости, низкие по сравнению с  $L_{\text{bol}}$ , достаточны чтобы удовлетворить ограничения, связанные с отсутствием наблюдений отдельных ярких нейтринных источников [145; 188].

### 3.3.3 Механизм рождения нейтрино

Результаты данной главы связывают рождение нейтрино широкого диапазона энергий с центральными областями радиоярких блазаров на масштабах парсек, что дает сильные ограничения на механизм производства нейтрино. Вообще, нейтрино высоких энергий могут быть произведены в адронных (протон-протон,  $pp$ ) или фотоадронных (протон-фотон,  $p\gamma$ ) взаимодействиях. В ярких центральных областях активных галактик,  $pp$  взаимодействия подавлены по отношению к  $p\gamma$  [189], хотя степень подавления зависит от энергии частиц [например, 190; 191].

Для начала мы кратко суммируем следствия наших результатов в феноменологическом контексте. Эта систематизация необходима для дальнейшего понимания механизма рождения нейтрино.

1. Ассоциация направлений прихода нейтрино с РСДБ-отобранными блазарами говорит о важности джетов с доплеровским усилением в обнаружении нейтрино.
2. Нейтринные события коррелируют с радиовспышками на масштабах месяцев. Это указывает на то, что нейтрино могут рождаться вблизи наблюдаемого начала джета на парсековых масштабах.
3. Нейтрино с энергиями от ТэВ до нескольких ПэВ, скорее всего, возникают в объектах одного класса — блазарах. В рамках сценария  $p\gamma$  это требует присутствия фотонов-мишеней соответствующего диапазона энергий.
4. Предыдущие исследования не выявили массовой значимой связи нейтрино с гамма-излучением блазаров, как в спокойном состоянии, так и во время вспышек. Это можно объяснить, если основная масса гамма-фотонов испускается в других областях, и фотоны-мишени для  $p\gamma$ -взаимодействий не связаны с наблюдаемым гамма-излучением.
5. Отдельные блазары не проявляют себя как мощные источники нейтрино в имеющихся данных. В то же время, наш статистический анализ всей выборки позволяет установить такую ассоциацию. Он показывает, что большое количество блазаров вносит вклад в поток нейтрино, и согласуется с происхождением всего астрофизического потока нейтрино в источниках этого класса.

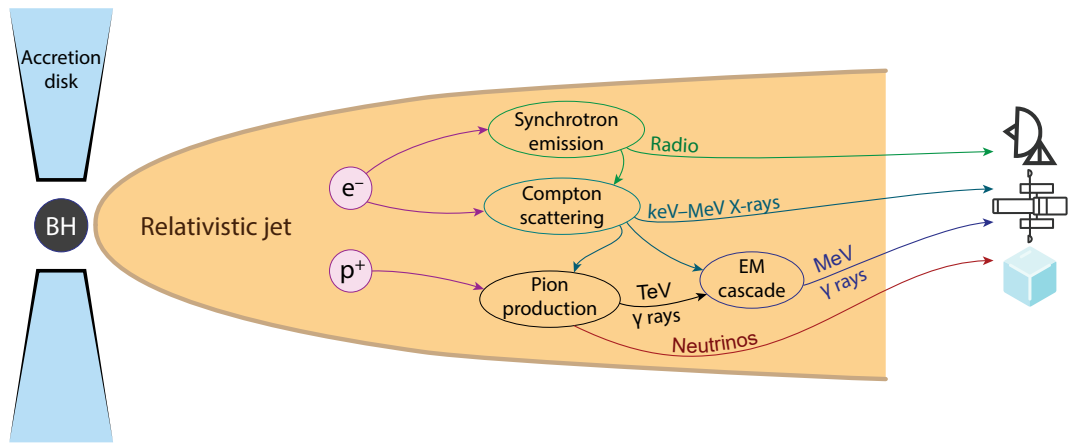


Рисунок 3.6 — Схематичная иллюстрация рождения нейтрино и излучения связанных в парсековых релятивистских джетах блазаров. Обсуждение см. в разд. 3.3.3. Показана центральная чёрная дыра, аккреционный диск, и джет; в джете, сверху вниз, синхротронное излучение радиофотонов, их комптоновское рассеяние с образованием рентгеновских лучей, рождение нейтрино и гамма-лучей.

Хотя, для построения рабочей количественной модели производства нейтрино требуется гораздо больше исследований, ниже мы представляем возможный сценарий, который качественно объясняет данные наблюдений и подчеркивает связь между радиоизлучением и рождением нейтрино.

В первом приближении, сечение  $p\gamma$  взаимодействия насыщено  $\Delta$  резонансом, который ограничивает произведение энергий протона и фотона, при этом энергия протона всегда в  $\sim 20$  раз больше энергии нейтрино [например, 192]. Принимая во внимание доплеровское усиление, требуемые энергии фотон-мишеней в системе отсчёта джета составляют  $\sim 200$  эВ – 200 кэВ для наблюдаемых нейтрино с энергиями 1 ТэВ – 1 ПэВ. Эти энергии слишком высоки для фотонов из аккреционного диска, на которые ранее ссылались в попытках объяснения рождения нейтрино ПэВных энергий в квазарах [193; 194]; возможным исключением является хвост излучения короны аккреционного диска [190; 191].

Наблюдаемое радиоизлучение блазаров — это синхротронное излучение от популяции нетепловых электронов в джете [195]. Оно неизбежно сопровождается обратным комптоновским рассеянием, то есть синхротронными фотонами, рассеянными до высоких энергий теми же релятивистскими электронами. Такие фотоны могут доминировать или не доминировать в наблюдаемом потоке на высоких энергиях, но они обязаны присутствовать. Мы предлагаем сценарий,

в котором именно Комптоновские фотоны играют роль мишеней для рождения нейтрино. Действительно, типичные энергии таких фотонов лежат в диапазоне кэВ-МэВ, что подходит под требования  $\Delta$ -резонанса. Более того, наблюдаемая временная корреляция между радиовспышками блазаров и приходом нейтрино предполагает физическую связь между синхротронным и нейтринным излучением — этой связью и может являться обратное Комптоновское рассеяние. Общий механизм производства нейтрино и фотонов, включая комптоновское рассеяние, схематически показан на [рис. 3.6](#). Заметим, что производство наблюдаемого излучения энергий ГэВ-ТэВ в гамма-ярких блазарах обычно не связано с процессами рассеяния синхротронных фотонов. Излучение на этих энергиях связано с еще более компактными областями ближе к центральной черной дыре, что следует, например, из внутрисуточной переменности [[196](#); [197](#)]. Там может быть важно обратное комптоновское рассеяние внешних фотонов, приходящих из-за пределов джета и возникающих в аккреционном диске, его горячей короне, области широких эмиссионных линий и пылевом торе. Это излучение становится менее значимым на расстоянии  $\sim 10$  пк (в проекции на небо) от черной дыры, где обычно наблюдается радиоизлучение [[21](#); [153](#)]. Кроме того, внешнее излучение испытывает красное смещение в системе отсчёта джета, что делает эти фотоны ещё менее значимыми в контексте производства нейтрино.

Другой составляющей  $p\gamma$  взаимодействий является популяция нетепловых протонов. Для наблюдаемых энергий нейтрино  $E_\nu$  между 1 ТэВ и 1 ПэВ и  $\Delta$ -резонансного канала их рождения, необходимые энергии протонов в системе излучающей области  $E'_p \approx 20E'_\nu(1+z)/\delta$  находятся в диапазоне  $\sim 10$  ТэВ – 10 ПэВ. Эти энергии достигаются в ударных волнах вблизи основания радиоджета, если эти волны слабо релятивистские [[198](#); [199](#)]. Ожидается, что такие медленные ударные волны присутствуют в области запуска джета [[86](#); [200–205](#)], и они часто наблюдаются на РСДБ вблизи основания джета как стационарные или медленно смещающиеся компоненты [например, [8](#); [69](#); [76](#); [120](#); [206](#); [207](#)]. Отметим, что требуемые энергии протонов могут быть достигнуты и прямым ускорением в магнитосфере черной дыры: см. режим “высокой светимости” в [[208](#)], и, например, [[209](#)] для других подходов. Эффективное попадание этих протонов в струю, однако, потребует специального механизма [[210](#)].

Во взаимодействиях  $p\gamma$  помимо нейтрино рождаются и гамма-фотоны энергий порядка ТэВ. Однако, они производят электрон-позитронные пары на тех же фотонах, которые являются мишенью в  $p\gamma$  процессах; см. схематичное

изображение на [рис. 3.6](#). В джетах блазаров находится достаточно фотонов, чтобы это рождение пар было эффективным на энергиях от долей ГэВ и выше, что соответствует нижней границе чувствительности телескопа Fermi LAT. Действительно, для фотонов с наблюдаемой энергией  $E_1 \sim 0.5$  ГэВ оптимальная энергия фотона-мишени в системе отсчёта излучающей области  $E'_2 \approx \frac{4m_e^2 c^4}{E_1} \frac{\delta}{1+z} \approx 10$  кэВ: это близко к требуемым для  $p\gamma$  взаимодействия энергиям (см. выше). Таким образом, образовавшиеся гамма-лучи теряют энергию на образование таких электрон-позитронных пар, и не выходят из джета. Этим эффектом можно объяснить то, что прямой массовой связи гамма-излучения блазаров с приходом нейтрино пока не было обнаружено.

### 3.4 Заключение

В этой главе мы значимо установили, что астрофизические нейтрино с энергиями от ТэВ до ПэВ рождаются в многочисленных ярких блазарах, то есть активных галактических ядрах с направленными в нашу сторону джетами. Сопоставление выборки РСДБ-блазаров с направлениями нейтринных треков IceCube даёт ассоциацию со значимостью  $4.1\sigma$ : вероятность случайного совпадения составляет  $p = 4 \cdot 10^{-5}$ . Показано, что существует более 70 радиоярких блазаров, испускающих нейтрино таких энергий. Более того, мы обнаружили временную корреляцию прихода нейтрино и радиовспышек на частотах выше 10 ГГц, наблюдаемых телескопом РАТАН-600. Наиболее ярким примером такой корреляции является блазар PKS 1502+106, который испытал сильную вспышку в 2019 году.

Рождение нейтрино настолько широкого спектра в блазарах меняет наше понимание механизма производства этих частиц: для рождения нейтрино более низких энергий в  $p\gamma$  взаимодействиях, которые являются наиболее вероятным каналом в блазарах, требуются фотоны-мишени более высоких энергий. В радиоярких блазарах эти фотоны могут быть получены из рентгеновского самокомптоновского излучения, которое неизбежно сопровождает синхротронное радиоизлучение нетепловых электронов. Высокоэнергетическое нейтринное излучение и гамма-излучение могут быть в определенной степени независимыми

и излучаться из разных зон центральных парсек блазаров. Это объясняет отсутствие систематической связи между гамма-излучением блазаров и нейтрино IceCube, о которой сообщалось в многочисленных предыдущих исследованиях.

Связь, о которой мы сообщаем здесь, была обнаружена на статистической основе, а не отдельно по каждому событию. Это означает, что источников нейтрино много и большинство из них не выделяются индивидуально в данных IceCube. Мы ожидаем, что даже в будущих исследованиях с большей статистикой любой анализ, фокусирующийся только на самых ярких пятнах на карте IceCube, приведёт к пропуску большинства источников. В целом, мы объясняем по крайней мере  $1/4$  астрофизического потока мюонных нейтрино, полученного из данных треков IceCube [186], РСДБ-отобранными блазарами с радиоизлучением сильнее  $0.15$  Ян на  $8$  ГГц. Наши результаты согласуются и с тем, что весь поток высокоэнергичных нейтрино производится в центральных парсеках радиоярких блазаров. Проведённая ассоциация позволила оценить величину систематической ошибки определения направлений прихода на IceCube. Для нейтрино с энергиями  $\geq 200$  ТэВ эта ошибка составила в среднем  $0.5^\circ$ , что согласуется с верхними пределами в [132]

Представленные в данной главе результаты уже нашли независимые подтверждения: в [39] также обнаружена временная корреляция радиовспышек и прихода нейтрино на основе мониторинга OVRO и Metsahovi; есть предварительные выводы о корреляции нейтрино, детектируемых на ANTARES и Байкал-GVD, с блазарами [40–42]. Кажущимся исключением является работа [211], в которой попытка найти корреляцию нейтрино с радиоблазарами не оказалась успешной. Однако, в противоречие с представленными нами результатами это не вступает; см. подробное обсуждение потенциальных различий в [212].

Будущие исследования помогут уточнить связь между радиояркими активными галактиками и нейтрино и подробно понять механизмы их образования. С 2020 года вслед за оповещениями IceCube мы немедленно проводим радионаблюдения на РСДБ сети VLBA и на телескопе РАТАН-600. Независимо от этого, набор вероятных источников высокоэнергетических нейтрино постоянно отслеживается радиотелескопами и их сетями. В ближайшем будущем проведённое исследование будет расширено на нейтринные события телескопа Байкал-GVD [213], который был полноценно введён в эксплуатацию в 2021 году. В дальнейшем, КМЗНеТ [214] и PONE [215] в нейтрино, eASTROGAM [216],

AMEGO [217], и SRG [218] в электромагнитном спектре от кэВ до ГэВ дополняют наш анализ важной многоканальной информацией.



## Заключение

Диссертация посвящена исследованию центральных областей ядер активных галактик и высокоэнергетических процессов в них. Использование наблюдений на радиоинтерферометрах со сверхдлинной базой дало возможность напрямую изучать области масштаба парсек благодаря экстремальному угловому разрешению. Привлечение к совместному анализу высокоточных измерений космического оптического телескопа *Gaia* и результатов наблюдений нейтринных телескопов позволило существенно продвинуться в понимании, откуда и каким образом происходит соответствующее излучение активных галактик.

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Показано, что смещения измеренных положений активных галактик между РСДБ и *Gaia* преимущественно сонаправлены с джетами на масштабах парсек. Для большинства объектов эти смещения оказались физически связаны с джетами. Их можно объяснить только ярким протяжённым оптическим излучением на масштабах десятков парсек. Сделан вывод, что такие протяжённые оптические джеты широко распространены среди активных ядер.
- Часть более коротких смещений РСДБ-*Gaia* у активных галактик нельзя объяснить оптическим излучением джетов. Оказалось, что измеренные РСДБ положения тоже могут смещаться вниз по джету на величины до 2 миллисекунд дуги. Это может быть вызвано протяжённой или частотно-зависимой видимой структурой в радиодиапазоне.
- Показано, что можно использовать астрометрические измерения РСДБ и *Gaia* для разделения оптического излучения активных ядер на компоненты: джет, аккреционный диск, хозяйская галактика. Наблюдаемое разделение полностью согласуется с унифицированной схемой активных галактик.
- На основе массовых измерений эффекта сдвига ядра из-за синхротронной непрозрачности его излучения открыта переменность положения видимого начала радиоджета. Эта переменность оказалась тесно связанной со вспышками в околядерной области активных галактик, и вид связи указывает на увеличение плотности излучающих частиц как причину вспышек.

- Предложен новый независимый способ оценки скорости течения плазмы в джете на основе измерений сдвига ядра. Показано, что результаты этого способа качественно согласуются с кинематическими измерениями на РСДБ, и для некоторых объектов он может давать более точные результаты.
- Установлено, что нейтрино широкого диапазона энергий, от ТэВ до ПэВ, массово рождаются в блазарах. Те космические нейтрино, которые обнаруживаются на Земле, приходят преимущественно от активных галактик, джеты которых направлены на наблюдателя. Именно из-за направленности излучения возможно обнаружение достаточного количества нейтрино от таких объектов.
- Нейтрино рождаются в блазарах преимущественно во время вспышек в их центральных областях. Это накладывает дополнительные ограничения на возможные механизмы производства нейтрино, один из которых представлен в данной диссертации.

Результаты диссертации представляют большой интерес для широкого астрофизического сообщества, используются в работах других авторов и групп, и уже получили независимые подтверждения и расширения. Диссертантом в составе научных групп проводятся дальнейшие исследования на основе открытых явлений, разработанных методов и полученных выводов. Так, диссертант плотно работает совместно с коллаборациями нейтринных телескопов Байкал-GVD, ANTARES и KM3Net для получения наиболее точных новых результатов о рождении нейтрино в блазарах. С непосредственным участием диссертанта проводятся наблюдения оптических джетов активных ядер на космическом телескопе Хаббл; объекты для наблюдения отобраны на основе анализа, представленного в диссертации. Диссертант участвует в анализе новых РСДБ наблюдений, как с целью более детального изучения эффектов синхротронной непрозрачности, так и для понимания причин сильных сдвигов астрометрических РСДБ координат. Полученные выводы о переменности положения видимого начала радиоджета и о смещениях оптических координат из-за излучения джета важны для построения и сличения высокоточных систем координат на Земле и в космосе.

Автор диссертации выражает глубокую благодарность: научному руководителю Юрию Юрьевичу Ковалеву за руководство проектом, ценные крити-

ческие комментарии, и комфортную рабочую обстановку в группе; соавторам опубликованных статей; сотрудникам Астрокосмического центра ФИАН и коллегам из других научных организаций за плодотворные обсуждения.

В работе использовались результаты РСДБ наблюдений, собранные и открыто доступные в базе данных *Astrogeo*<sup>7</sup>; данные проекта MOJAVE [8]; данные космического телескопа *Gaia* Европейского космического агентства; внегалактическая база данных NASA (NED).

---

<sup>7</sup><http://astrogeo.org/>

## Список литературы

6. *Urry C. M., Padovani P.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *PASP.* — 1995. — Сент. — Т. 107. — С. 803.
7. *Padovani P.* [и др.]. Active galactic nuclei: what's in a name? // *A&A Rev.* — 2017. — Авг. — Т. 25. — С. 2.
8. *Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // *ApJ.* — 2019. — Март. — Т. 874, № 1. — С. 43.
9. *Smith H. J., Hoeffleit D.* Light Variations in the Superluminous Radio Galaxy 3C273 // *Nature.* — 1963. — Май. — Т. 198, № 4881. — С. 650—651.
10. *Blandford R. D., Konigl A.* Relativistic Jets as Compact Radio Sources // *Bulletin of the American Astronomical Society.* Т. 10. — 09.1978. — С. 629.
11. *Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei // *AJ.* — 2013. — Ноябрь. — Т. 146. — С. 120.
12. *Falomo R., Pian E., Treves A.* An optical view of BL Lacertae objects // *A&A Rev.* — 2014. — Сент. — Т. 22. — С. 73.
13. *Fossati G., Maraschi L., Celotti A., Comastri A., Ghisellini G.* A unifying view of the spectral energy distributions of blazars // *MNRAS.* — 1998. — Сент. — Т. 299, № 2. — С. 433—448.
14. *Giommi P.* [и др.]. Simultaneous Planck, Swift, and Fermi observations of X-ray and  $\gamma$ -ray selected blazars // *A&A.* — 2012. — Май. — Т. 541. — A160.
15. *Abdollahi S.* [и др.]. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog // *ApJS.* — 2020. — Март. — Т. 247, № 1. — С. 33.
16. *Bulgarelli A.* [и др.]. Second AGILE catalogue of gamma-ray sources // *A&A.* — 2019. — Июль. — Т. 627. — A13.
17. *Kraus J. D.* Radio astronomy. — Cygnus-Quasar Books, 1966.
18. Многоканальная астрономия / под ред. А. М. Черепашук. — Фрязино : Век 2, 2019. — С. 528.
19. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources // *ApJ.* — 1979. — Авг. — Т. 232. — С. 34—48.

20. *Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P.* A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity // *A&A.* — 2011. — Август. — Т. 532. — А38.
21. *Pushkarev A. B.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *A&A.* — 2012. — Сентябрь. — Т. 545. — А113.
22. *Hada K.* [и др.]. An origin of the radio jet in M87 at the location of the central black hole // *Nature.* — 2011. — Сентябрь. — Т. 477. — С. 185—187.
23. *Lobanov A. P.* Ultracompact jets in active galactic nuclei // *A&A.* — 1998. — Февраль. — Т. 330. — С. 79—89.
24. *Kovalev Y. Y., Lobanov A. P., Pushkarev A. B., Zensus J. A.* Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies // *A&A.* — 2008. — Июнь. — Т. 483. — С. 759—768.
25. *Biermann P. L., Strittmatter P. A.* Synchrotron Emission from Shock Waves in Active Galactic Nuclei // *ApJ.* — 1987. — Ноябрь. — Т. 322. — С. 643.
26. *Matthews J. H., Bell A. R., Blundell K. M., Araudo A. T.* Fornax A, Centaurus A, and other radio galaxies as sources of ultrahigh energy cosmic rays // *MNRAS.* — 2018. — Сентябрь. — Т. 479, № 1. — С. L76—L80.
27. *Berezinsky V.* // *Proceedings of the Neutrino-77 Conference, Moscow.* — 1977. — С. 177.
28. *Eichler D.* High-energy neutrino astronomy: a probe of galactic nuclei? // *ApJ.* — 1979. — Август. — Т. 232. — С. 106—112.
29. *Berezinskii V. S., Ginzburg V. L.* On high-energy neutrino radiation of quasars and active galactic nuclei // *MNRAS.* — 1981. — Январь. — Т. 194. — С. 3—14.
30. *Hillas A. M.* The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *ARA&A.* — 1984. — Январь. — Т. 22. — С. 425—444.
31. *IceCube Collaboration* [и др.]. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A // *Science.* — 2018. — Июль. — Т. 361, № 6398.
32. *IceCube Collaboration* [и др.]. Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922A alert // *Science.* — 2018. — Июль. — Т. 361, № 6398. — С. 147—151.
33. *Huber M.* Searches for steady neutrino emission from 3FHL blazars using eight years of IceCube data from the Northern hemisphere // *36th International*

- Cosmic Ray Conference (ICRC2019). Т. 36. — 07.2019. — С. 916. — (International Cosmic Ray Conference).
34. *Albert A.* [и др.]. ANTARES and IceCube Combined Search for Neutrino Point-like and Extended Sources in the Southern Sky // *ApJ*. — 2020. — Апр. — Т. 892, № 2. — С. 92.
  35. *Arias E. F., Charlot P., Feissel M., Lestrade J. .-.-F.* The extragalactic reference system of the International Earth Rotation Service, ICRS. // *A&A*. — 1995. — Ноябрь. — Т. 303. — С. 604—608.
  36. *Fey A. L.* [и др.]. The Second Extension of the International Celestial Reference Frame: ICRF-EXT.1 // *AJ*. — 2004. — Июнь. — Т. 127, № 6. — С. 3587—3608.
  37. *Gaia Collaboration* [и др.]. Gaia Data Release 2. The celestial reference frame (Gaia-CRF2) // *A&A*. — 2018. — Август. — Т. 616. — A14.
  38. *Xu M. H.* [и др.]. Evidence of the Gaia-VLBI position differences being related to radio source structure // *A&A*. — 2021. — Март. — Т. 647. — A189.
  39. *Hovatta T.* [и др.]. Association of IceCube neutrinos with radio sources observed at Owens Valley and Metsähovi Radio Observatories // *A&A*. — 2021. — Июнь. — Т. 650. — A83.
  40. *Illuminati G.* ANTARES search for neutrino flares from VLBI radio blazars // *PoS*. — — Т. ICRC2021. — С. 1137.
  41. *Aublin J., Plavin A.* Search for an association between neutrinos and radio-selected blazars with ANTARES // *PoS*. — — Т. ICRC2021. — С. 1240.
  42. *Allakhverdyan V.* [и др.]. The Baikal-GVD neutrino telescope: search for high-energy cascades // *PoS*. — — Т. ICRC2021. — С. 900.
  43. *Lindgren L.* [и др.]. Gaia Data Release 1. Astrometry: one billion positions, two million proper motions and parallaxes // *A&A*. — 2016. — Ноябрь. — Т. 595. — A4.
  44. *Gaia Collaboration* [и др.]. The Gaia mission // *A&A*. — 2016. — Ноябрь. — Т. 595. — A1.
  45. *Fey A. L.* [и др.]. The Second Realization of the International Celestial Reference Frame by Very Long Baseline Interferometry // *AJ*. — 2015. — Август. — Т. 150. — С. 58.
  46. *Mignard F.* [и др.]. Gaia Data Release 1. Reference frame and optical properties of ICRF sources // *A&A*. — 2016. — Ноябрь. — Т. 595. — A5.

47. *Petrov L., Kovalev Y. Y.* On significance of VLBI/Gaia position offsets // MNRAS. — 2017. — Май. — Т. 467. — С. L71—L75.
48. *Marcaide J. M., Shapiro I. I.* VLBI study of 1038 + 528 A and B - Discovery of wavelength dependence of peak brightness location // ApJ. — 1984. — ЯНВ. — Т. 276. — С. 56—59.
49. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Single-epoch VLBI imaging study of bright active galactic nuclei at 2 GHz and 8 GHz // A&A. — 2012. — АВГ. — Т. 544. — А34.
50. *Fromm C. M.* [и др.]. Catching the radio flare in CTA 102. III. Core-shift and spectral analysis // A&A. — 2013. — СЕНТ. — Т. 557. — А105.
51. *Kutkin A. M.* [и др.]. The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // MNRAS. — 2014. — ФЕВР. — Т. 437. — С. 3396—3404.
52. *Porcas R. W.* Radio astrometry with chromatic AGN core positions // A&A. — 2009. — ОКТ. — Т. 505. — С. L1—L4.
53. *Charlot P.* Radio-Source Structure in Astrometric and Geodetic Very Long Baseline Interferometry // AJ. — 1990. — АПР. — Т. 99. — С. 1309.
54. *Charlot P.* Modeling Radio Source Structure for Improved VLBI Data Analysis // International VLBI Service for Geodesy and Astrometry: General Meeting Proceedings / под ред. N. R. Vandenberg, K. D. Baver. — 06.2002. — С. 233.
55. *Sovers O. J., Charlot P., Fey A. L., Gordon D.* Structure Corrections in Modeling VLBI Delays for RDV Data // International VLBI Service for Geodesy and Astrometry: General Meeting Proceedings / под ред. N. R. Vandenberg, K. D. Baver. — 06.2002. — С. 243.
56. *Prieto M. A., Fernández-Ontiveros J. A., Markoff S., Espada D., González-Martin O.* The central parsecs of M87: jet emission and an elusive accretion disc // MNRAS. — 2016. — АПР. — Т. 457, № 4. — С. 3801—3816.
57. *Falomo R., Scarpa R., Treves A., Urry C. M.* The Hubble Space Telescope Survey of BL Lacertae Objects. III. Morphological Properties of Low-Redshift Host Galaxies // ApJ. — 2000. — ОКТ. — Т. 542, № 2. — С. 731—739.
58. *Gaia Collaboration* [и др.]. Gaia Data Release 2 - Summary of the contents and survey properties // A&A. — 2018. — Т. 616. — А1. — URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833051>.

59. *Petrov L., Kovalev Y. Y.* Observational consequences of optical band milliarcsec-scale structure in active galactic nuclei discovered by Gaia // MNRAS. — 2017. — Ноябрь. — Т. 471. — С. 3775—3787.
60. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Plavin A. V.* A quantitative analysis of systematic differences in the positions and proper motions of Gaia DR2 with respect to VLBI // MNRAS. — 2019. — ЯНВ. — Т. 482. — С. 3023—3031.
61. *Weiler M.* Revised Gaia Data Release 2 passbands // A&A. — 2018. — Май.
62. *Beasley A. J.* [и др.]. The VLBA Calibrator Survey-VCS1 // ApJS. — 2002. — ИЮЛЬ. — Т. 141. — С. 13—21.
63. *Fomalont E. B., Petrov L., MacMillan D. S., Gordon D., Ma C.* The Second VLBA Calibrator Survey: VCS2 // AJ. — 2003. — Ноябрь. — Т. 126. — С. 2562—2566.
64. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Third VLBA Calibrator Survey: VCS3 // AJ. — 2005. — ФЕВР. — Т. 129. — С. 1163—1170.
65. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Fourth VLBA Calibrator Survey: VCS4 // AJ. — 2006. — Март. — Т. 131. — С. 1872—1879.
66. *Kovalev Y. Y., Petrov L., Fomalont E. B., Gordon D.* The Fifth VLBA Calibrator Survey: VCS5 // AJ. — 2007. — АПР. — Т. 133. — С. 1236—1242.
67. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Sixth VLBA Calibrator Survey: VCS6 // AJ. — 2008. — АВГ. — Т. 136. — С. 580—585.
68. *Petrov L.* [и др.]. Precise geodesy with the Very Long Baseline Array // Journal of Geodesy. — 2009. — ФЕВР. — С. 8.
69. *Piner B. G.* [и др.]. Relativistic Jets in the Radio Reference Frame Image Database. II. Blazar Jet Accelerations from the First 10 Years of Data (1994-2003) // ApJ. — 2012. — ОКТ. — Т. 758, № 2. — С. 84.
70. *Helmboldt J. F.* [и др.]. The VLBA Imaging and Polarimetry Survey at 5 GHz // ApJ. — 2007. — Март. — Т. 658. — С. 203—216.
71. *Petrov L., Taylor G. B.* Precise Absolute Astrometry from the VLBA Imaging and Polarimetry Survey at 5 GHz // AJ. — 2011. — СЕНТ. — Т. 142. — С. 89—+.
72. *Petrov L.* VLBA Calibrator Survey 9 (VCS-9) // Transactions of IAA RAS. — 2017. — ОКТ. — ВЬШ. 40. — С. 64—67. — URL: <http://iaaras.ru/en/library/paper/1681/>.



73. *Schinzel F. K.* [и др.]. New Associations of Gamma-Ray Sources from the Fermi Second Source Catalog // *ApJS*. — 2015. — Март. — Т. 217, № 1. — С. 4.
74. *Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. V. Multi-Epoch VLBA Images // *AJ*. — 2009. — Март. — Т. 137. — С. 3718—3729.
75. *Charlot P.* [и др.]. The Celestial Reference Frame at 24 and 43 GHz. II. Imaging // *AJ*. — 2010. — Май. — Т. 139, № 5. — С. 1713—1770.
76. *Jorstad S. G.* [и др.]. Kinematics of Parsec-scale Jets of Gamma-Ray Blazars at 43 GHz within the VLBA-BU-BLAZAR Program // *ApJ*. — 2017. — Сент. — Т. 846, № 2. — С. 98.
77. *Agudo I.* [и др.]. Superluminal non-ballistic jet swing in the quasar <ASTROBJ>NRAO 150</ASTROBJ> revealed by mm-VLBI // *A&A*. — 2007. — Дек. — Т. 476, № 3. — С. L17—L20.
78. *Guillamón A., Navarro J., Ruiz J.* Kernel density estimation using weighted data // *Communications in Statistics - Theory and Methods*. — 1998. — Т. 27, № 9. — С. 2123—2135. — URL: <https://doi.org/10.1080/03610929808832217>.
79. *Marscher A. P.* [и др.]. The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- $\gamma$ -ray outburst // *Nature*. — 2008. — Апр. — Т. 452, № 7190. — С. 966—969.
80. *Marscher A. P.* [и др.]. Probing the Inner Jet of the Quasar PKS 1510-089 with Multi-Waveband Monitoring During Strong Gamma-Ray Activity // *ApJ*. — 2010. — Февр. — Т. 710, № 2. — С. L126—L131.
81. *Antonucci R.* Unified models for active galactic nuclei and quasars // *ARA&A*. — 1993. — Т. 31. — С. 473—521.
82. *Véron-Cetty M. P., Véron P.* The emission line spectrum of active galactic nuclei and the unifying scheme // *A&A Rev*. — 2000. — Т. 10. — С. 81—133.
83. *Barthel P. D.* Is Every Quasar Beamed? // *ApJ*. — 1989. — Янв. — Т. 336. — С. 606.
84. *Véron-Cetty M.-P., Véron P.* A catalogue of quasars and active nuclei: 13th edition // *A&A*. — 2010. — Июль. — Т. 518. — A10.
85. *Ghisellini G., Tavecchio F., Foschini L., Ghirlanda G.* The transition between BL Lac objects and flat spectrum radio quasars // *MNRAS*. — 2011. — Июль. — Т. 414. — С. 2674—2689.

86. *Mimica P.* [и др.]. Spectral Evolution of Superluminal Components in Parsec-Scale Jets // *ApJ*. — 2009. — Май. — Т. 696, № 2. — С. 1142–1163.
87. *Weedman D. W.* Seyfert galaxies // *ARA&A*. — 1977. — Т. 15. — С. 69–95.
88. *Antonucci R. R. J., Miller J. S.* Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068 // *ApJ*. — 1985. — Окт. — Т. 297. — С. 621–632.
89. *Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W.* A Search for “Dwarf” Seyfert Nuclei. VI. Properties of Emission-Line Nuclei in Nearby Galaxies // *ApJ*. — 2003. — ЯНВ. — Т. 583. — С. 159–177.
90. *Skipper C. J., Browne I. W. A.* Spatially offset AGN candidates in the CLASS survey // *MNRAS*. — 2018. — Апр. — Т. 475. — С. 5179–5193.
91. *Savolainen T.* [и др.]. Relativistic beaming and gamma-ray brightness of blazars // *A&A*. — 2010. — Март. — Т. 512. — A24.
92. *Lambert S.* [и др.]. Parsec-scale alignments of radio-optical offsets with jets in AGNs from multifrequency geodetic VLBI, Gaia EDR3, and the MOJAVE program // *A&A*. — 2021. — Июль. — Т. 651. — A64.
93. *Liu N.* [и др.]. Comparison of multifrequency positions of extragalactic sources from ICRF3 and Gaia EDR3 // *A&A*. — 2021. — АВГ. — Т. 652. — A87.
94. *Königl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources // *ApJ*. — 1981. — Февр. — Т. 243. — С. 700–709.
95. *Hirota K., Iguchi S., Kimura M., Wajima K.* Pair Plasma Dominance in the Parsec-Scale Relativistic Jet of 3C 345 // *ApJ*. — 2000. — Дек. — Т. 545. — С. 100–106.
96. *Hirota K.* Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // *ApJ*. — 2005. — ЯНВ. — Т. 619. — С. 73–85.
97. *Rioja M. J., Dodson R., Porcas R. W., Suda H., Colomer F.* Measurement of core-shifts with astrometric multi-frequency calibration // *Proceedings of 17th Working Meeting on European VLBI for Geodesy and Astrometry*; arXiv:astro-ph/0505475. — 2005. — Май.
98. *Lobanov A. P., Zensus J. A.* Spectral Evolution of the Parsec-Scale Jet in the Quasar 3C 345 // *ApJ*. — 1999. — АВГ. — Т. 521. — С. 509–525.
99. *Niinuma K.* [и др.]. Discovery of a Wandering Radio Jet Base after a Large X-Ray Flare in the Blazar Markarian 421 // *ApJ*. — 2015. — Июль. — Т. 807. — С. L14.

100. *Lisakov M. M., Kovalev Y. Y., Savolainen T., Hovatta T., Kutkin A. M.* A connection between  $\gamma$ -ray and parsec-scale radio flares in the blazar 3C 273 // MNRAS. — 2017. — ИЮЛЬ. — Т. 468. — С. 4478–4493.
101. *O’Sullivan S. P., Gabuzda D. C.* Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets // MNRAS. — 2009. — НОЯБ. — Т. 400. — С. 26–42.
102. *Kravchenko E. V., Kovalev Y. Y., Hovatta T., Ramakrishnan V.* Multiwavelength observations of the  $\gamma$ -ray flaring quasar S4 1030+61 in 2009-2014 // MNRAS. — 2016. — НОЯБ. — Т. 462. — С. 2747–2761.
103. *Pushkarev A. B., Butuzova M. S., Kovalev Y. Y., Hovatta T.* Multifrequency study of the gamma-ray flaring BL Lacertae object PKS 2233-148 in 2009-2012 // MNRAS. — 2019. — ЯНВ. — Т. 482, № 2. — С. 2336–2353.
104. *Högbom J. A.* Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines // A&AS. — 1974. — ИЮНЬ. — Т. 15. — С. 417.
105. *Shepherd M. C., Pearson T. J., Taylor G. B.* DIFMAP: an interactive program for synthesis imaging. // Bulletin of the American Astronomical Society. Т. 26. — 05.1994. — С. 987–989. — (BAAS).
106. *Hovatta T.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // AJ. — 2014. — ИЮНЬ. — Т. 147. — С. 143.
107. *Lobanov A. P.* Spectral distributions in compact radio sources. I. Imaging with VLBI data // A&AS. — 1998. — ОКТ. — Т. 132. — С. 261–273.
108. *Gómez J. L.* [и др.]. Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // ApJ. — 2016. — ФЕВР. — Т. 817. — С. 96.
109. *Kovalev Y. Y.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // AJ. — 2005. — ДЕК. — Т. 130. — С. 2473–2505.
110. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* Milky Way scattering properties and intrinsic sizes of active galactic nuclei cores probed by very long baseline interferometry surveys of compact extragalactic radio sources // MNRAS. — 2015. — ОКТ. — Т. 452. — С. 4274–4282.
111. *Jennison R. C.* A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent // MNRAS. — 1958. — Т. 118. — С. 276.

112. *Байкова А., Пушкарев А.* Многочастотный метод картографирования активных ядер галактик с учетом частотно-зависимого сдвига изображений // Письма в Астрономический журнал. — 2010. — Т. 36, № 7. — С. 483—493.
113. *Fomalont E.* Astrometry [VLBI techniques]. // Very Long Baseline Interferometry and the VLBA. Т. 82 / под ред. J. A. Zensus, P. J. Diamond, P. J. Napier. — 1995. — С. 363. — (Astronomical Society of the Pacific Conference Series).
114. *Войцук П. А.* [и др.]. Сдвиг положения ядра с частотой в ультракомпактных квазарах // Астрономический журнал. — 2018. — Ноябрь. — Т. 62. — С. 787—813.
115. *Walker R. C., Dhawan V., Romney J. D., Kellermann K. I., Vermeulen R. C.* VLBA Absorption Imaging of Ionized Gas Associated with the Accretion Disk in NGC 1275 // ApJ. — 2000. — Февр. — Т. 530. — С. 233—244.
116. *Croke S. M., Gabuzda D. C.* Aligning VLBI images of active galactic nuclei at different frequencies // MNRAS. — 2008. — Май. — Т. 386. — С. 619—626.
117. *Homan D. C.* [и др.]. MOJAVE. XIX. Brightness Temperatures and Intrinsic Properties of Blazar Jets // ApJ. — 2021. — Дек. — Т. 923, № 1. — С. 67.
118. *Chen T., Guestrin C.* XGBoost: A Scalable Tree Boosting System // Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. — San Francisco, California, USA, 2016. — С. 785—794.
119. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Savolainen T.* MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets // MNRAS. — 2017. — Июль. — Т. 468. — С. 4992—5003.
120. *Kovalev Y. Y.* [и др.]. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // MNRAS. — 2020. — Апр. — Т. 495, № 4. — С. 3576—3591.
121. *Marscher A. P.* Synchro-Compton emission from superluminal sources // Superluminal Radio Sources / под ред. J. A. Zensus, T. J. Pearson. — 1987. — С. 280—300.
122. *Agudo I., Thum C., Gómez J. L., Wiese Meyer H.* A simultaneous 3.5 and 1.3 mm polarimetric survey of active galactic nuclei in the northern sky // A&A. — 2014. — Июнь. — Т. 566. — A59.

123. *Rasmussen C. E., Williams C. K. I.* Gaussian Processes for Machine Learning (Adaptive Computation and Machine Learning). — The MIT Press, 2005.
124. *Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz // *AJ*. — 2016. — Июль. — Т. 152. — С. 12.
125. *Salvatier J., Wiecki T. V., Fonnesbeck C.* Probabilistic programming in Python using PyMC3 // *PeerJ Computer Science*. — 2016. — Апр. — Т. 2. — e55. — URL: <https://doi.org/10.7717/peerj-cs.55>.
126. *Kutkin A. M.* [и др.]. Opacity, variability, and kinematics of AGN jets // *MNRAS*. — 2019. — Июнь. — Т. 486, № 1. — С. 430–439.
127. *Kovalev Y. Y.* [и др.]. RadioAstron Observations of the Quasar 3C273: A Challenge to the Brightness Temperature Limit // *ApJ*. — 2016. — Март. — Т. 820. — С. L9.
128. *Kardashev N. S.* [и др.]. RadioAstron Science Program Five Years after Launch: Main Science Results // *Solar System Research*. — 2017. — Дек. — Т. 51. — С. 535–554.
129. *Pilipenko S. V.* [и др.]. The high brightness temperature of B0529+483 revealed by RadioAstron and implications for interstellar scattering // *MNRAS*. — 2018. — Март. — Т. 474. — С. 3523–3534.
130. *Kutkin A. M.* [и др.]. The extreme blazar AO 0235+164 as seen by extensive ground and space radio observations // *MNRAS*. — 2018. — Апр. — Т. 475. — С. 4994–5009.
131. *Aartsen M. G.* [и др.]. First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Июль. — Т. 111, № 2. — С. 021103.
132. *IceCube Collaboration.* Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector // *Science*. — 2013. — Ноябрь. — Т. 342, № 6161. — С. 1242856.
133. *Aartsen M. G.* [и др.]. The IceCube Neutrino Observatory – Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019) // 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019) Madison, Wisconsin, USA, July 24-August 1, 2019. — 2019.
134. *Avrorin A. D.* [и др.]. Search for cascade events with Baikal-GVD // *Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019)*. — 2019.

135. *Fusco L. A., Versari F.* Study of the high-energy neutrino diffuse flux with the ANTARES neutrino telescope // Proceedings of the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019). T. 36. — 07.2019. — С. 891. — (International Cosmic Ray Conference).
136. *Ahlers M., Halzen F.* Opening a new window onto the universe with IceCube // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2018. — Сент. — Т. 102. — С. 73—88.
137. *Troitsky S.* Search for Galactic disk and halo components in the arrival directions of high-energy astrophysical neutrinos // JETP Lett. — 2015. — Т. 102, № 12. — С. 785—788. — [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.102,no.12,899(2015)].
138. *Albert A.* [и др.]. Joint Constraints on Galactic Diffuse Neutrino Emission from the ANTARES and IceCube Neutrino Telescopes // Astrophys. J. — 2018. — Т. 868, № 2. — С. L20.
139. *Aartsen M. G.* [и др.]. The Contribution of Fermi-2LAC Blazars to Diffuse TeV-PeV Neutrino Flux // ApJ. — 2017. — ЯНВ. — Т. 835, № 1. — С. 45.
140. *Neronov A., Semikoz D. V., Ptitsyna K.* Strong constraints on hadronic models of blazar activity from Fermi and IceCube stacking analysis // A&A. — 2017. — ИЮЛЬ. — Т. 603. — A135.
141. *Palladino A., Vissani F.* Can BL Lacertae emission explain the neutrinos above 0.2 PeV? // Astron. Astrophys. — 2017. — Т. 604. — A18.
142. *Righi C., Tavecchio F., Pacciani L.* A multiwavelength view of BL Lac neutrino candidates // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2019. — Т. 484, № 2. — С. 2067—2077.
143. *Aartsen M. G.* [и др.]. Time-Integrated Neutrino Source Searches with 10 Years of IceCube Data // Phys. Rev. Lett. — 2020. — ФЕВР. — Т. 124, № 5. — С. 051103.
144. *Yuan C., Murase K., Mészáros P.* Complementarity of Stacking and Multiplet Constraints on the Blazar Contribution to the Cumulative High-energy Neutrino Intensity // ApJ. — 2020. — ФЕВР. — Т. 890, № 1. — С. 25.
145. *Neronov A., Semikoz D.* Self-Consistent Model of Extragalactic Neutrino Flux from Evolving Blazar Population // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2020. — Сент. — Т. 131, № 2. — С. 265—272.

146. *Capel F., Mortlock D. J., Finley C.* Bayesian constraints on the astrophysical neutrino source population from IceCube data // *Phys. Rev. D.* — 2020. — ИЮНЬ. — Т. 101, № 12. — С. 123017.
147. *Троцкий С. В.* Ограничения на модели происхождения астрофизических нейтрино высоких энергий // *Усп. физ. наук.* — 2021. — Т. 191, № 12. — С. 1333—1360.
148. *Murase K.* Active Galactic Nuclei as High-Energy Neutrino Sources // *Neutrino Astronomy: Current Status, Future Prospects.* Edited by Thomas Gaisser Albrecht Karle. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2017. ISBN #9789814759410, pp. 15-31 / под ред. Т. Gaisser, А. Karle. — 2017. — С. 15—31.
149. *Mészáros P.* Astrophysical Sources of High-Energy Neutrinos in the IceCube Era // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* — 2017. — ОКТ. — Т. 67. — С. 45—67.
150. *Böttcher M.* Progress in Multi-wavelength and Multi-Messenger Observations of Blazars and Theoretical Challenges // *Galaxies.* — 2019. — ЯНВ. — Т. 7, № 1. — С. 20.
151. *Cerruti M.* Neutrinos from blazars // *Journal of Physics Conference Series.* Т. 1468. — 02.2020. — С. 012094. — URL: <http://taup2019.icrr.u-tokyo.ac.jp/>.
152. *Marscher A. P.* [и др.]. Observational evidence for the accretion-disk origin for a radio jet in an active galaxy // *Nature.* — 2002. — ИЮНЬ. — Т. 417, № 6889. — С. 625—627.
153. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L.* Radio/Gamma-ray Time Delay in the Parsec-scale Cores of Active Galactic Nuclei // *ApJ.* — 2010. — ОКТ. — Т. 722, № 1. — С. L7—L11.
154. *Aartsen M. G.* [и др.]. Observation and characterization of a cosmic muon neutrino flux from the Northern hemisphere using six years of IceCube data // *The Astrophysical Journal.* — 2016. — Дек. — Т. 833, № 1. — С. 3. — URL: <https://doi.org/10.3847%2F0004-637x%2F833%2F1%2F3>.
155. *Aartsen M. G.* [и др.]. The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2017 Part II: Properties of the Atmospheric and Astrophysical Neutrino Flux. — 2017.
156. *Aartsen M. G.* [и др.]. The IceCube Realtime Alert System // *Astropart. Phys.* — 2017. — Т. 92. — С. 30—41.

157. *IceCube Collaboration*. IceCube catalog of alert events up through IceCube-170922A. — 2018. — URL: [https://icecube.wisc.edu/science/data/TXS0506\\_alerts](https://icecube.wisc.edu/science/data/TXS0506_alerts).
158. *Aartsen M. G.* [и др.]. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Т. 113. — С. 101101.
159. *Aartsen M. G.* [и др.]. The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2015 Part II: Atmospheric and Astrophysical Diffuse Neutrino Searches of All Flavors // *Proceedings, 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2015): The Hague, The Netherlands, July 30-August 6, 2015.* — 2015.
160. *Aartsen M. G.* [и др.]. All-sky Search for Time-integrated Neutrino Emission from Astrophysical Sources with 7 yr of IceCube Data // *ApJ.* — 2017. — Февр. — Т. 835, № 2. — С. 151.
161. *IceCube Collaboration*. All-Sky Point-Source IceCube Data: Years 2012-2015. — 2020. — URL: <https://icecube.wisc.edu/science/data/7yrPS> (дата обр. 18.08.2020).
162. *Gordon D.* [и др.]. Second Epoch VLBA Calibrator Survey Observations: VCS-II // *AJ.* — 2016. — Июнь. — Т. 151, № 6. — С. 154.
163. *Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D.* The Very Long Baseline Array Galactic Plane Survey—VGaPS // *AJ.* — 2011. — Авг. — Т. 142, № 2. — С. 35.
164. *Petrov L.* The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-1 // *AJ.* — 2011. — Окт. — Т. 142, № 4. — С. 105.
165. *Petrov L., Phillips C., Bertarini A., Murphy T., Sadler E. M.* The LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS1 // *MNRAS.* — 2011. — Июль. — Т. 414, № 3. — С. 2528—2539.
166. *Petrov L.* The EVN Galactic Plane Survey - EGaPS // *MNRAS.* — 2012. — Янв. — Т. 419, № 2. — С. 1097—1106.
167. *Petrov L.* The Catalog of Positions of Optically Bright Extragalactic Radio Sources OBRS-2 // *AJ.* — 2013. — Июль. — Т. 146, № 1. — С. 5.
168. *Shu F.* [и др.]. VLBI Ecliptic Plane Survey: VEPS-1 // *ApJS.* — 2017. — Июнь. — Т. 230, № 2. — С. 13.
169. *Petrov L., de Witt A., Sadler E. M., Phillips C., Horiuchi S.* The Second LBA Calibrator Survey of southern compact extragalactic radio sources - LCS2 // *MNRAS.* — 2019. — Май. — Т. 485, № 1. — С. 88—101.



170. *Korolkov D. V., Pariiskii I. N.* The Soviet RATAN-600 radio telescope // S&T. — 1979. — Апр. — Т. 57. — С. 324–329.
171. *Kovalev Y. A.* IKI/ASC at the RATAN-600 in 1979-1996: spectra monitoring and the nature of long-term variability of extragalactic radio sources. // Bulletin of the Special Astrophysics Observatory. — 1997. — ЯНВ. — Т. 44. — С. 50–60.
172. *Kovalev Y. Y.* [и др.]. Survey of instantaneous 1-22 GHz spectra of 550 compact extragalactic objects with declinations from  $-30^\circ$  to  $+43^\circ$  // A&AS. — 1999. — Нояб. — Т. 139. — С. 545–554.
173. *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. 1027–1036.
174. *Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Nizhelsky N. A., Bogdantsov A. B.* Broad-band Radio Spectra Variability of 550 AGN in 1997-2001 // PASA. — 2002. — Т. 19. — С. 83–87.
175. *Preston R. A.* [и др.]. A VLBI survey at 2.29 GHz. // AJ. — 1985. — Сент. — Т. 90. — С. 1599–1603.
176. *Abdollahi S.* [и др.]. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog // ApJS. — 2020. — Март. — Т. 247, № 1. — С. 33.
177. *Davison A. C., Hinkley D. V.* Bootstrap Methods and Their Application. — New York, NY, USA : Cambridge University Press, 2013.
178. *Tinyakov P., Tkachev I.* Cuts and penalties: Comment on The clustering of ultrahigh energy cosmic rays and their sources // Phys. Rev. — 2004. — Т. D69. — С. 128301.
179. *Fisher R. A.* Statistical methods for research workers // Statistical methods for research workers. — 1925.
180. *Ros E.* [и др.]. Apparent superluminal core expansion and limb brightening in the candidate neutrino blazar TXS 0506+056 // A&A. — 2020. — ЯНВ. — Т. 633. — С. L1.
181. *Kovalev Y. A.* [и др.]. RATAN-600 and RadioAstron reveal the neutrino-associated blazar TXS 0506+056 as a typical variable AGN // Advances in Space Research. — 2020. — ЯНВ. — Т. 65, № 2. — С. 745–755.
182. *Lister M. L.* [и др.]. Why Have Many of the Brightest Radio-loud Blazars Not Been Detected in Gamma-Rays by Fermi? // ApJ. — 2015. — Сент. — Т. 810, № 1. — С. L9.

183. *Stecker F. W., Shrader C. R., Malkan M. A.* The Extragalactic Gamma-Ray Background from Core-dominated Radio Galaxies // *ApJ.* — 2019. — ИЮЛЬ. — Т. 879, № 2. — С. 68.
184. *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.
185. *Fuhrmann L.* [и др.]. The F-GAMMA programme: multi-frequency study of active galactic nuclei in the Fermi era. Programme description and the first 2.5 years of monitoring // *A&A.* — 2016. — Ноябрь. — Т. 596. — A45.
186. *Stettner J.* Measurement of the diffuse astrophysical muon-neutrino spectrum with ten years of IceCube data // 36th International Cosmic Ray Conference. — 07.2019. — С. 1017.
187. *Woo J.-H., Urry C. M.* Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities // *ApJ.* — 2002. — Ноябрь. — Т. 579, № 2. — С. 530—544.
188. *Murase K., Waxman E.* Constraining high-energy cosmic neutrino sources: Implications and prospects // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Ноябрь. — Т. 94, № 10. — С. 103006.
189. *Sikora M., Kirk J. G., Begelman M. C., Schneider P.* Electron Injection by Relativistic Protons in Active Galactic Nuclei // *ApJ.* — 1987. — СЕНТ. — Т. 320. — С. L81.
190. *Inoue Y., Khangulyan D., Inoue S., Doi A.* On High-energy Particles in Accretion Disk Coronae of Supermassive Black Holes: Implications for MeV Gamma-rays and High-energy Neutrinos from AGN Cores // *ApJ.* — 2019. — ИЮЛЬ. — Т. 880, № 1. — С. 40.
191. *Murase K., Kimura S. S., Meszaros P.* Hidden Cores of Active Galactic Nuclei as the Origin of Medium-Energy Neutrinos: Critical Tests with the MeV Gamma-Ray Connection // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Т. 125, № 1. — С. 011101.
192. *Dermer C. D., Menon G.* High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos. — Princeton University Press, 2009.
193. *Kalashov O., Semikoz D., Tkachev I.* Neutrinos in IceCube from active galactic nuclei // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2015. — Т. 120, № 3. — С. 541—548.

194. *Dermer C. D., Murase K., Inoue Y.* Photopion Production in Black-Hole Jets and Flat-Spectrum Radio Quasars as PeV Neutrino Sources // JHEAp. — 2014. — Т. 3/4. — С. 29–40.
195. *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* Theory of extragalactic radio sources // Reviews of Modern Physics. — 1984. — Апр. — Т. 56, № 2. — С. 255–351.
196. *Aharonian F.* [и др.]. Fast Variability of Tera-Electron Volt  $\gamma$  Rays from the Radio Galaxy M87 // Science. — 2006. — Дек. — Т. 314, № 5804. — С. 1424–1427.
197. *Hayashida M.* [и др.]. Rapid Variability of Blazar 3C 279 during Flaring States in 2013-2014 with Joint Fermi-LAT, NuSTAR, Swift, and Ground-Based Multiwavelength Observations // ApJ. — 2015. — Июль. — Т. 807, № 1. — С. 79.
198. *Bykov A.* [и др.]. Particle Acceleration in Relativistic Outflows // Space Sci. Rev. — 2012. — Ноябрь. — Т. 173, № 1–4. — С. 309–339.
199. *Lemoine M., Waxman E.* Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies // J. Cosmology Astropart. Phys. — 2009. — Ноябрь. — Т. 2009, № 11. — С. 009.
200. *Daly R. A., Marscher A. P.* The Gasdynamics of Compact Relativistic Jets // ApJ. — 1988. — Ноябрь. — Т. 334. — С. 539.
201. *Gómez J. L., Martí J. M., Marscher A. P., Ibáñez J. M., Alberdi A.* Hydrodynamical Models of Superluminal Sources // ApJ. — 1997. — Июнь. — Т. 482, № 1. — С. L33–L36.
202. *Agudo I.* [и др.]. Jet Stability and the Generation of Superluminal and Stationary Components // ApJ. — 2001. — Март. — Т. 549, № 2. — С. L183–L186.
203. *Cawthorne T. V.* Polarization of synchrotron radiation from conical shock waves // MNRAS. — 2006. — Апр. — Т. 367, № 2. — С. 851–859.
204. *Sironi L., Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Magnetized Collisionless Pair Shocks: Dependence of Shock Acceleration on Magnetic Obliquity // ApJ. — 2009. — Июнь. — Т. 698, № 2. — С. 1523–1549.
205. *Fromm C. M., Perucho M., Mimica P., Ros E.* Spectral evolution of flaring blazars from numerical simulations // A&A. — 2016. — Апр. — Т. 588. — A101.

206. *Fromm C. M.* [и др.]. Catching the radio flare in CTA 102. II. VLBI kinematic analysis // *A&A.* — 2013. — Март. — Т. 551. — A32.
207. *Cawthorne T. V., Jorstad S. G., Marscher A. P.* Polarization Structure in the Core of 1803+784: A Signature of Recollimation Shocks? // *ApJ.* — 2013. — Июль. — Т. 772, № 1. — С. 14.
208. *Ptitsyna K., Neronov A.* Particle acceleration in the vacuum gaps in black hole magnetospheres // *A&A.* — 2016. — Август. — Т. 593. — A8.
209. *Istomin Y. N., Gunya A. A.* Acceleration of high energy protons in AGN relativistic jets // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Август. — Т. 102, № 4. — С. 043010.
210. *Neronov A., Semikoz D., Aharonian F., Kalashev O.* Large-Scale Extragalactic Jets Powered by Very-High-Energy Gamma Rays // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Янв. — Т. 89, № 5. — С. 051101.
211. *Zhou B., Kamionkowski M., Liang Y.-f.* Search for high-energy neutrino emission from radio-bright AGN // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Июнь. — Т. 103, № 12. — С. 123018.
212. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Kovalev Y. A., Troitsky S. V.* Radio astronomy locates the neutrino origin in bright blazars // *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021).* Т. 395. — 2021. — С. 967.
213. *Aurorin A.* [и др.]. The Gigaton Volume Detector in Lake Baikal // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 2011. — Май. — Т. 639, № 1. — С. 30–32.
214. *Katz U. F.* KM3NeT: Towards a km<sup>3</sup> Mediterranean neutrino telescope // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 2006. — Ноябрь. — Т. 567, № 2. — С. 457–461.
215. *Agostini M.* [и др.]. The Pacific Ocean Neutrino Experiment // *Nature Astronomy.* — 2020. — Сент. — Т. 4. — С. 913–915.
216. *de Angelis A.* [и др.]. Science with e-ASTROGAM. A space mission for MeV-GeV gamma-ray astrophysics // *Journal of High Energy Astrophysics.* — 2018. — Август. — Т. 19. — С. 1–106.
217. *McEnery J.* [и др.]. All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory: Exploring the Extreme Multimessenger Universe // *Bulletin of the American Astronomical Society.* Т. 51. — 09.2019. — С. 245.

218. *Pavlinisky M.* [и др.]. The ART-XC Instrument on board the SRG Mission // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. T. 8147 / под ред. S. L. O'Dell, G. Pareschi. — 09.2011. — С. 814706.