

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
КРЫМСКАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 524.7

Бутузова Марина Сергеевна

**Джеты активных ядер галактик
на различных пространственных масштабах:
форма, ориентация, физические условия и
переменность наблюдаемых параметров**

Специальность 1.3.1 – «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2025

Содержание

	стр.
Используемые обозначения	4
Используемые сокращения.....	5
Введение.....	6
Глава 1. Форма и кинематика джетов на парсековых масштабах.....	17
1.1 Наблюдаемые свойства джетов	17
1.2 Модель винтового джета для блазара S5 0716+714	19
1.3 Кинематика деталей джета блазара S5 0716+714	24
1.4 Корреляция между наблюдаемыми величинами и периоды переменности	27
1.5 Джет блазара OJ 287 и его связь с 12-летней кварипериодичностью потока оптического излучения	37
1.5.1 Джет блазара OJ 287	38
1.5.2 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца	44
1.5.3 Прецессия винтового джета	46
1.5.4. Оптическая переменность блазара OJ 287	52
Глава 2. Моделирование свойств поляризации парсековых джетов	55
2.1 Описание моделирования	56
2.2 Линейный джет с радиальным движением	61
2.3 Винтовой джет с нерадиальным движением	65
2.4 Сравнение с данными наблюдений	69
2.5 Распределения EV в зависимости от параметров модели	74
2.5.1 Винтовое магнитное поле	75
2.5.2 Топология «канал-оболочка»	78
2.6 Обсуждение и основные выводы	81
Глава 3. Джеты блазаров на субпарсековых масштабах	84
3.1 Свойства внутрисуточной оптической переменности	84
3.2 Внутрисуточная переменность за 2014-2015 гг.	85
3.3 Модель переменности потока излучения	91
3.4 Влияние изменений доплер-фактора на IDV	95

3.5 Изменение показателя цвета при IDV	97
3.6 Наблюдательные доказательства	102
3.7 Оценка напряженности магнитного поля	105
3.8 Переменность блазара S5 1803+784 на короткой временной шкале.....	107
3.9 Обсуждение и выводы	118
Глава 4. Джеты на килопарсековых масштабах	121
4.1 Определяющие факторы для обнаружения джетов в рентгеновском диапазоне	123
4.1.1 Модельные распределения ДРА	124
4.1.2 Отбор объектов	125
4.1.3 ДРА: определение и анализ распределения	127
4.2 Обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника ...	134
4.3 Скорость и угол с лучом зрения	141
4.4 Магнитное поле	142
4.5 Результаты для отдельных источников	144
4.5.1 PKS 1127–145	144
4.5.2 Скорость и ориентация кпк-джетов квазаров	152
4.5.2.1 PKS 0637–752	157
4.5.2.2 3C 273	163
4.5.2.3 PKS 1510–089	167
4.5.2.4 PKS 1045–188	171
4.6 Джет блазара OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов	175
4.6.1 Джет блазара OJ 287 в рентгеновском диапазоне	176
4.6.2 Ожидаемый поток от джета блазара OJ 287 в гамма-диапазоне	180
4.6.3 Прецессия килопарсекового джета блазара OJ 287	183
4.7 Результаты и обсуждение	186
Заключение	188
Список литературы	191

Используемые обозначения

PA_{in} – позиционный угол внутреннего (ближайшей к РСДБ-ядру части) джета

ΔPA – модуль разницы позиционных углов джета на парсековых и килопарсековых масштабах

$|PA_{jet} - EVPA|$ – модуль разницы позиционных углов оси джета и электрического вектора в волне

m – степень поляризации

P – интенсивность поляризованного излучения

p – угол между вектором скорости компонента джета и образующей конуса

r_p – коэффициент корреляции Пирсона

s – спектральный индекс энергетического распределения ультрарелятивистских электронов

α – спектральный индекс излучения, носящего нетепловой характер

β – скорость в единицах скорости света c

δ – доплер-фактор

θ_0 – угол между осью воображаемого конуса и лучом зрения

θ_p – угол между осью джета и лучом зрения

θ_p – угол вектора скорости компонента джета с лучом зрения

ξ – угол полураствора воображаемого конуса

ρ – угол между осью компонента джета и образующей конуса

φ – азимутальный угол

χ – угол отклонения траектории субкомпонента от общего направления движения

ψ' – угол между направлением винтового магнитного поля и осью компонента джета в системе отсчета источника

В диссертации жирным шрифтом отмечены векторные параметры.

Используемые сокращения

АЯГ – активное ядро галактики

ОКР – обратное комптоновское рассеяние

РСДБ – радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

СМДЧ – сверхмассивная черная дыра

ЦИ – центральный источник

ЧД – черная дыра

«beamed IC/CMB» – обратное комптоновское рассеяние реликтового фона при ультрарелятивистском кпк-джете, направленном под малым углом к лучу зрения

FSRQ – flat spectrum radio quasar (квазары с плоским радиоспектром)

IDV – intra-day variability (внутрисуточная переменность)

MOJAVE – monitoring of jets in active galactic nuclei with VLBA experiments (мониторинг джетов активных ядер галактик с помощью наблюдений на VLBA)

VLBA – Very Long Baseline Array

Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) представляют собой самые мощные по энерговыделению на космологическом интервале времени объекты во Вселенной. Их чрезвычайно высокую яркость во всем доступном для наблюдения диапазоне электромагнитного спектра обеспечивает эффективная аккреция вещества на центральную сверхмассивную черную дыру (СМЧД), масса которой от 10^8 до 10^{10} солнечных масс. В результате аккреции формируются хорошо коллимированные биполярные струи плазмы (джеты), распространяющиеся в пространство на расстояния вплоть до 1 Мпк, что существенно превышает размеры родительских галактик. Коллимация джетов и их ускорение до ультрарелятивистских скоростей происходит на крайне малых расстояниях от СМДЧ — в несколько десятков гравитационных радиусов (см, например, [1, 2]). Определяющую роль в коллимации и ускорении джетов играет магнитное поле [3]. Общепринято считать, что в джете присутствуют ультрарелятивистские электроны, возможно, есть некоторая доля позитронов и протонов. Электроны, двигаясь в магнитном поле джета производят синхротронное излучение, а в поле низкочастотного излучения порождают излучение в рентгеновском и гамма-диапазонах за счет обратного комптоновского рассеяния. При этом в спектральном спектре излучения отсутствуют спектральные линии. Поэтому истинная скорость джетов до сих пор неизвестна. Некоторые оценки можно сделать из наблюдаемого сверхсветового движения излучающих деталей джета, наблюдаемых при максимально достижимом угловом разрешении методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) [4]. Анализ 30-летнего ряда РСДБ-наблюдений нескольких десятков АЯГ, выполненных в рамках обзора неба на частоте 2 см и в программе MOJAVE («Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments»), выявил инжекцию деталей под разными позиционными углами, изогнутые траектории их движения и ускорение [5, 6]. Причем на малых расстояниях от видимого начала джета источники проявляют как положительное ускорение, так и замедление, тогда как с депроекционных расстояний в 100 пк наблюдается только замедление [7]. Наблюдения с высоким угловым разрешением показали вращение компонентов вокруг оси джета М 87 [8] и спиральные нити в потоке джетов М 87 [9, 10], 3С 279 [11]. Все вышеперечисленное указывает на необходимость применения к джетам АЯГ более сложных геометрических и кинематических моделей, чем их представление в виде прямого и радиально движущегося потока.

Актуальность темы. Со сверхмассивными черными дырами и джетами активных ядер галактик связаны уникальные результаты, полученные в рамках крупных

международных проектов, за последнее десятилетие. Прежде всего, это обнаружение экстремальной яркости блазаров по данным наземно-космического радиоинтерферометра «РадиоАстрон» [12]; ассоциация высокоэнергетического нейтрино как с отдельными блазарами (TXS 0506+056 [13], PKS 0735+17 [14], PKS 1741-03 [15]) и сейфертовской галактикой NGC 1068 [16], так и присутствие статистически значимой корреляции между популяцией блазаров и нейтринными событиями (см., например, одни из первых работ [17, 18]. Учитывая ввод в эксплуатацию Байкальского глубоководного нейтринного телескопа, всестороннее исследование активных ядер галактик будет крайне востребованным ещё многие годы. Также развитие радиоинтерферометрической сети, а именно, переход на более высокие частоты наблюдений (проекты Event Horizon Telescope (EHT) и Global Millimeter VLBI Array (GMVA)), вынос антенны на высокую эллиптическую геоцентрическую орбиту («Радиоастрон») позволило обнаружить тень черной дыры у ближайшей галактики M 87 (см., например, [19]) и изогнутые на субпарсековых масштабов джеты (например, S5 0716+714 [20], OJ 287 [21], 3C 279 [22]). Будущий качественный скачок в технике и получаемых результатах ожидается в разрабатываемом проекте «Миллиметрон» (см., например, [23, 24]). Изогнутые джеты могут быть результатом действия неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, что ставит вопросы к существующим представлениям об удержании струй магнитным полем. Также изогнутая форма джетов может быть результатом прецессии в компактной двойной системе сверхмассивных черных дыр, находящихся в центре активных ядер галактик. На детектирование гравитационных волн от таких систем направлены проекты пульсарного тайминга (Pulsar Timing Array, PTA) и космической гравитационно-волновой обсерватории (Laser Interferometer Space Antenna, LISA). Из вышесказанного следует, что активные ядра галактик являются актуальными объектами для исследований.

Целями диссертационной работы являются:

- анализ формы джетов от парсековых до килопарсековых масштабов;
- изучение влияния искривленной формы джетов и нерадиального движения вещества на поперечное распределение свойств поляризации при различных топологиях магнитного поля;
- исследование корреляции и связи периодов переменности наблюдаемых величин, относящихся к различным областям винтового джета;
- анализ механизмов переменности потока излучения блазаров на различных временных масштабах в предположении винтовой формы джета и нерадиального движения его деталей;
- определение механизмов, искривляющих форму джетов.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить нижеперечисленные **задачи**:

- Разработать геометрическую и кинематическую модель для описания винтовой формы джетов.
- Применить разработанную модель винтового джета к интерпретации данных фотометрических и радиоинтерферометрических наблюдений отдельных блазаров.
- Рассмотреть прецессию центральной машины и неустойчивость Кельвина-Гельмгольца как причины формирования винтовой формы струй на примере джета блазара OJ 287.
- Провести моделирование поперечных распределений свойств поляризации в рамках разработанной модели винтового джета с нерадиальным движением и сравнить с результатами РСДБ-наблюдений.
- Исследовать внутрисуточную и долговременную переменность потока излучения блазаров и сделать вывод относительно возможности образования переменности вследствие искривленного движения субкомпонентов джета.
- Проанализировать обратное комптоновское рассеяние излучения центрального источника как возможный механизм образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров.
- Определить скорость и угол килопарсековых джетов с лучом зрения в рамках предложенного выше механизма образования их рентгеновского излучения.
- Сделать выводы относительно формы и кинематики джетов от парсековых до килопарсековых масштабов.

Научная новизна состоит в том, что, во-первых, впервые проведено комплексное исследование влияния винтовой формы парсековых джетов и нерадиального движения их компонентов на наблюдаемые фотометрические и радиоинтерферометрические параметры блазаров. В ходе этих исследований были впервые получены важные следствия. А именно, чередование периодов сильной и слабой корреляции наблюдаемых величин, относящихся к различным областям винтового джета; отсутствие однозначности в определении направления закрутки магнитного поля на основании асимметрии в поперечном распределении направления поляризации; доказано присутствие хорошо упорядоченного магнитного поля в джетах активных галактик на парсековых масштабах.

Во-вторых, в рамках интерпретации рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров обратным комптоновским рассеянием излучения, образованного в парсековом джете, получено не только простое объяснение наблюдаемым в радио- и рентгеновском диапазонах свойствам узлов этих джетов, но и предложен универсальный

способ исследования ориентации и скорости килопарсековых джетов квазаров, одним из следствий которого стало получение аргумента в пользу одиночной сверхмассивной черной дыры в центре блазара OJ 287, подвергающейся прецессии Лензе-Тирринга.

Теоретическая и практическая значимость заключается в том, что предложена модель винтового джета с нерадиальным движением компонентов и дифференциацией областей джета, которые ассоциируются с различными наблюдаемыми величинами (плотностью потока излучения на разных длинах волн и измерение позиционного угла деталей парсекового джета) и продемонстрирована возможность ее применения для широкого круга задач. С учетом того, что появляются все больше наблюдательных подтверждений квази-периодической изогнутости потока джетов, теоретических исследований развития (магнито)-гидродинамических неустойчивостей в джете, предложенная модель является связующим звеном между теоретическими ожиданиями и их наблюдательными проявлениями.

Показано, что интерпретация фотометрической оптической переменности блазаров на различных временных шкалах в рамках предложенной модели винтового джета позволяет делать выводы относительно структуры потока джета и физических условий в излучающей области. Так для широко известного блазара S5 0716+714 было доказано действие синхротронного самопоглощения в области формирования оптического излучения. Этот результат был отмечен Научным советом по астрономии РАН как важнейшее достижение в секции Внегалактической астрономии за 2022 год.

Диссертантом получены важные следствия для периодов переменности наблюдаемых величин, относящихся к разным расстояниям джета от центрального сверхмассивного объекта. И, совместно с исследованиями формы джета блазара OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов, доказано отсутствие компактной двойной системы черных дыр. Выводы о структуре и массе центрального объекта в активных ядрах галактик являются необходимыми для эволюционных моделей как отдельных галактик, так и Вселенной в целом, а также для прогнозирования детектирования гравитационных волн от слияния сверхмассивных компактных объектов в разрабатываемых сейчас проектах пульсарного тайминга и космического лазерного интерферометра LISA.

Присутствие хорошо упорядоченного глобального магнитного поля дает ограничения на природу ярких деталей джета, механизмов переменности излучения блазаров во всем диапазоне электромагнитного спектра, а также моделей распространения джета как (магнито)-гидродинамического потока. Поэтому результаты представляемых работ могут быть использованы в широком круге исследовательских задач.

Методология и методы исследования.

Исследования проводились следующим образом. Во-первых, для исследования свойств объектов на парсековых и субпарсековых масштабах, было получено аналитическое описание движения компонента изогнутого джета по винтовой траектории и рассмотрены различные варианты движения субкомпонентов относительно основного компонента. На основе этого был выполнен переход к наблюдаемым величинам, таким как угол раствора потока джета, позиционный угол и видимая скорость деталей джета, поток излучения на различных частотах и спектральный индекс, свойства поляризации. Затем, из сопоставления данных наблюдений, определялись геометрические и кинематические параметры винтового джета и заключенного в него магнитного поля.

При исследовании джетов на килопарсековых масштабах использовалась гипотеза об образовании их рентгеновского излучения за счет обратного комптоновского рассеяния излучения парсековых джетов, которое в системе отсчета килопарсекового джета, движущегося с умеренно релятивистской скоростью, подвергается доплеровскому усилению. При этом аналитическое выражение для наблюдаемой плотности потока рассеянного излучения было получено из решения кинетического уравнения Больцмана. Подстановкой в полученное выражение данных наблюдений в радио- и рентгеновском диапазонах, с учетом соответствующих поправок на релятивистские эффекты, определены скорости и углы с лучом зрения нескольких джетов квазаров. В рамках предположения о джете, как о едином потоке вещества, параметры, полученные на различных рассматриваемых масштабах, были согласованы между собой. Исходя из этого, можно делать выводы относительно свойств центрального сверхмассивного объекта в АЯГ, как это было продемонстрировано на примере OJ 287.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Предложена и успешно применена для описания различных, иногда противоречивых наблюдаемых свойств блазаров, модель винтового парсекового джета с нерадиальным движением компонентов и в предположении различного расстояния от истинного начала джета областей, ответственных за различные наблюдаемые величины (поток излучения на различных частотах, позиционный угол и параметры Стокса Q и U).

2. Дана интерпретация различному поведению наблюдаемых свойств блазаров в различные интервалы времени. А именно, различной видимой скорости компонентов парсекового джета, имеющих одинаковый позиционный угол, и чередованию интервалов сильной положительной, отрицательной корреляции и её отсутствия между наблюдаемыми величинами, образующимися на разных расстояниях от истинного начала джета.

3. Впервые предложен способ определения угла между вектором скорости компонента джета и радиальным направлением из отношения наибольшей и наименьшей видимой скорости компонентов джета.

4. Винтовые модели джета предполагают циклическое изменение доплер-фактора при последовательном изменении ориентации искривленного джета относительно луча зрения. При этом, в диссертационной работе впервые показано изменение квази-периода вариации наблюдаемых величин, образующихся на разных расстояниях от истинного начала джета.

5. Впервые показано, что наблюдаемые свойства блазара OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов могут быть обусловлены прецессией с периодом около 1200 лет винтового джета, образованного развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Сама прецессия является результатом эффекта Лензе-Тирринга в системе одиночной сверхмассивной черной дыры и её аккреционного диска.

6. Для блазара S5 0716+714 впервые предложена единая модель образования переменности, позволяющая самосогласованно описать различные, иногда противоположные, поведения спектра излучения при переменности блеска на различных масштабах времени – от суток до десятков лет. Эта модель состоит в постоянном появлении и эволюции в потоке джета субкомпонентов, вектор скорости которых немного отклоняется от общей траектории и изменяется, например, из-за вращательного движения субкомпонентов. При этом спектр излучения изогнутый.

7. Предложен и успешно применен метод определения кратчайшего времени переменности с высоким уровнем статистической значимости.

8. Получены убедительные доказательства присутствия хорошо упорядоченного глобального магнитного поля в джетах на парсековых масштабах на основе сопоставления многолетних данных поляризационных РСДБ-наблюдений с моделированием поперечных распределений свойств поляризации, выполненном в рамках разработанной в диссертационной работе модели винтового джета с нерадиальным движением компонентов и при широком наборе топологий магнитного поля.

9. Впервые показано, что по асимметрии поперечного джету распределения направлений электрического вектора в волне невозможно однозначно определить направление закрутки винтового магнитного поля.

10. Впервые продемонстрировано существенное изменение свойств поляризации в зависимости от геометрических и кинематических параметров джета при магнитном поле с фиксированной топологией. Ранее это изменение интерпретировалось исключительно вариацией конфигурации магнитного поля.

11. На большой выборке объектов доказано, что скорость и направление килопарсекового джета не являются параметрами, на основе которых определяется возможность его детектирования в рентгеновском диапазоне. Как зарегистрированные в рентгеновском диапазоне килопарсековые джеты, так и не зарегистрированные имеют между парсековым и килопарсековым масштабами изгиб, величина которого примерно в полтора раза меньше угла парсекового джета с лучом зрения.

12. Для килопарсекового джета квазара 3C 273 подтверждено, а для блазаров PKS 1127–145, OJ 287, PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 что рентгеновское излучение ближних к центральному источнику узлов их килопарсековых джетов образуется вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения парсекового джета. На основе этого разработан метод определения скорости продвижения и нижнего ограничения на угол с лучом зрения килопарсековых джетов. Получены субрелятивистские скорости килопарсековых джетов, которые с лучом зрения составляют углы более 20° .

Достоверность проведенных исследований подтверждается использованием стандартных математических методов при численном моделировании. Аналитические выражения для обратного комптоновского рассеяния получены с учетом перехода в соответствующие системы отсчета при релятивистском движении и с использованием широко известного метода кинетического уравнения Больцмана. Все оценки физических параметров объектов получены на основе надежных данных наблюдений. Все результаты диссертации докладывались и обсуждались на конференциях и семинарах и используются другими исследователями в своих работах.

Апробация результатов. Исследования, выполненные в рамках диссертационной работы, докладывались и обсуждались на семинарах Крымской астрофизической обсерватории и Астрокосмического центра ФИАН. Основные результаты были представлены на следующих российских и международных конференциях:

- Всероссийские астрономические конференции, г. Ялта (2017), г. Москва (2021), п. Нижний Архыз (2024).
- «Актуальные проблемы внегалактической астрономии», Пушино (2016, 2017, 2018, 2019).
- 11-я молодежная научная школа-конференция «Исследования космоса: микро- и макромир», п. Научный и г. Симферополь (2016).
- «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», г. Москва (2018, 2019).
- 15th Potsdam Thinkshop «The role of feedback in galaxy formation: from small-scale winds to large-scale outflow», г. Потсдам, Германия (2018).

- European VLBI Network (EVN) Symposium and Users Meeting, г. Гранада, Испания (2018); г. Корк, Ирландия (2021).
- International conference on gravitation, cosmology and astrophysics, г. Санкт-Петербург (2020).
- Международная конференция «Extragalactic jets on all scales - launching, propagation, termination», online (2021)
- Международная конференция «Galaxies with Active Nuclei on Scales from Black Hole to Host Galaxy» dedicated to the E.A. Dibai's 90th anniversary, п. Научный (2021).
- Конференция «Вселенная: от большого взрыва до наших дней», посвященная 90-летию Н. С. Кардашева, г. Москва (2022).
- Конференция «Многоликая Вселенная: теория и наблюдения», посвященная 90-летию академика Ю. Н. Парийского, п. Нижний Архыз (2022).
- Международная научная конференция «Активные галактики на разных масштабах и длинах волн», п. Нижний Архыз (2024).

Публикации автора по теме диссертации

Результаты диссертационной работы содержатся в 12 научных статьях [A1—A12], опубликованных в рецензируемых журналах, базами данных Web of Science и Scopus. Все статьи опубликованы после защиты кандидатской диссертации.

A1. *Butuzova M. S.* Search for differences in the velocities and directions of the kiloparsec-scale jets of quasars with and without X-ray emission // *Astronomy Reports*. – 2016. – V. 60, Is. 3. – P. 313-321.

A2. *Raiteri C. M., Villata M., Acosta-Pulido J. A., ..., Butuzova M. S., ... (86 авторов)* Blazar spectral variability as explained by a twisted inhomogeneous jet // *Nature*. – 2017. – V. 552, Is. 7685. – P. 374.

A3. *Butuzova M. S.* Geometrical and kinematic parameters of the jet of the blazar S5 0716+71 in a helical-jet model // *Astronomy Reports*. – 2018. – V. 62, Is. 2. – P. 116-122.

A4. *Butuzova M. S.* Periods of the long-term variability of the blazar 0716+714 and their inter-correlations in a helical jet model // *Astronomy Reports*. – 2018. – V. 62, Is. 10. – P. 654-663.

A5. *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 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – V. 482, Is. 2. – P. 2336-2353.

A6. *Butuzova M. S., Pushkarev A. B.* Inverse Compton Scattering of the Central Source Photons as an X-Ray Emission Mechanism on Kiloparsec Scales in PKS 1127-145 // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – V. 883, Is. 2. – P. 131-141.

- A7. *Vercellone S., Romano P., Piano G., ..., Butuzova M.S., ... (59 ағмороғ) AGILE, Fermi, Swift, and GASP/WEBT multi-wavelength observations of the high-redshift blazar 4C +71.07 in outburst // 2019. – Astronomy & Astrophysics. – V. 621. – id. A82.*
- A8. *Raiteri C. M., Villata M., Carnerero M. I., ..., Butuzova M.S., ... (64 ағмороғ) The beamed jet and quasar core of the distant blazar 4C 71.07 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2019. – V. 489, Is. 2. – P. 1837.*
- A9. *D'Ammando F.; Raiteri C. M.; Villata M., , Butuzova M.S., ... (99 ағмороғ) Investigating the multiwavelength behaviour of the flat spectrum radio quasar CTA 102 during 2013-2017 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – V. 490, Is. 4. – P. 5300.*
- A10. *Butuzova M. S., Pushkarev A. B., Shablovinskaya E. S., Nazarov S. V. Inverse Compton Scattering of Radiation from a Central Source as a Possible Mechanism for the Formation of X-Ray Radiation from Kiloparsec Jets of Core-Dominated Quasars // Astronomy Reports. – 2020. – V. 64, Is. 11. – P. 894-914.*
- A11. *Butuzova M. S., Pushkarev A. B. Is OJ 287 a Single Supermassive Black Hole? // Universe. – 2020. – V. 6, Is. 11. – id. 191.*
- A12. *Butuzova M. S. A geometrical interpretation for the properties of multiband optical variability of the blazar S5 0716+714 // Astroparticle Physics. – 2021. – V. 129. – id. 102577.*
- A13. *Butuzova M. S. The Blazar OJ 287 Jet from Parsec to Kiloparsec Scales // Astronomy Reports. – 2021. – V. 65, Is. 8. – P. 635-644.*
- A14. *Gorbachev M. A., Butuzova M. S., Sergeev S. G., Nazarov S. V., Zhovtan A. V. Long-term Multiband Optical Variability of Blazar S5 0716+714 // The Astrophysical Journal. – 2022. – V. 928, Is. 1. – P. 86-104.*
- A15. *Butuzova M. S. The Observed Polarization Direction Depending on Geometrical and Kinematic Parameters of Relativistic Jets // Astronomy Reports. – 2022. – V. 66, Is. 10. – P. 845-871.*
- A16. *Butuzova M. S., Pushkarev A. B. Configuration of the global magnetic field in AGN parsec-scale jets // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2023. – V. 520, Is. 4. – P. 6335-6349.*
- A17. *Gorbachev M. A., Butuzova M. S., Nazarov S. V., Zhovtan A. V. Evidence of jet-caused 12-year optical periodicity of blazar OJ 287 // Astroparticle Physics. – 2024. – V. 160. – id. 102965.*
- A18. *Butuzova M. S., Guseva V. A., Gorbachev M. A., Krivenko A. S., Nazarov S. V. A new method for studying the blazar variability on the shortest time scales and its application to S5 1803+784 // Journal of High Energy Astrophysics. – 2025. – V. 45. – P. 19.*

Личный вклад автора в совместные работы. В работах A2, A7 – A9 соискателем были выполнены оптические фотометрические наблюдения на телескопе АЗТ-8 КрАО РАН, вклад с другими сотрудниками КрАО РАН равный.

В работе A5 соискателем производилась обработка данных РСДБ-наблюдений блазара PKS 2233-148, расчет смещения видимого начала джета на различных частотах и вывод аналитического выражения для перпендикулярной лучу зрения составляющей магнитного поля из радиоспектра с завалом на низких частотах, обусловленным синхротронным самопоглощением при учете релятивистских эффектов. В работе A6 диссертантом поставлена задача, получены аналитические выражения для наблюдаемой плотности потока излучения, образованного обратным комптоновским рассеянием релятивистски усиленного излучения парсекового джета, для интервалов возможных значений угла килопарсекового джета с лучом зрения. Промоделирован спектр рассеянного излучения с учетом границ степенного спектра рассеиваемых фотонов и электронов. Предсказан излом в спектре высокоэнергетического излучения. Предложен метод определения скорости килопарсекового джета PKS 1127–145. Получены оценки напряженности и концентрации электронов в узлах джета. В статье A10 диссертантом проведена обработка наблюдений рентгеновской обсерватории Chandra килопарсекового джета квазара PKS 1045–18, определены физические параметры узлов джетов рассматриваемых объектов, проведена оценка углов зрения и скоростей килопарсековых джетов. Также для исследуемых объектов были построены спектры высокочастотного излучения в предположении его образования вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения парсекового джета. В статье A11 диссертантом разработана концепция исследования, получены геометрические и кинематические параметры используемой модели винтового джета. Рассмотрена неустойчивость Кельвина-Гельмгольца как причина изогнутой формы джета и прецессия центральной машины при интерпретации вековых изменений на кривой блеска блазара OJ 287. В работе A14 диссертантом поставлена задача, проведена часть фотометрических наблюдений, выполнена их обработка, получены оценки концентрации излучающих электронов. В работе A16 диссертантом применена модель винтового джета с нерадиальным движением его деталей при моделировании поперечных джету распределений свойств поляризации в различных топологиях магнитного поля и выполнено сравнение с наблюдаемыми распределениями соответствующих параметров. В статье A17 соискателем поставлена задача, определены геометрические параметры части джета блазара OJ 287, от которой приходит наблюдаемое излучение в оптическом диапазоне и проведено соответствие с геометрическими параметрами части джета, наблюдаемой на VLBA. Вклад первых двух авторов в обсуждение результатов определяющий и равноценный.

В работе A18 диссертантом разработан метод определения кратчайшего времени переменности и проведена фотометрическая обработка объекта по суммированным вырезкам из полнокадровых изображений TESS.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех Глав, Заключения и Библиографии. Общий объем диссертации составляет 212 страниц, включая 89 рисунков и 23 таблицы. Библиография состоит из 288 наименований.

Глава 1. Форма и кинематика джетов на парсековых масштабах

Представленные в Главе 1 результаты основаны на работах диссертанта [A2 – A4, A7 – A9, A11, A17], личный вклад в которые указан во Введении.

1.1 Наблюдаемые свойства джетов

Джеты АЯГ с разрешением порядка миллисекунды дуги (mas) наблюдаются благодаря применению метода РСДБ [4]. На радио-картах подавляющего числа объектов выделяют одну наиболее компактную и ярчайшую деталь, называемую РСДБ-ядро, и несколько протяженных и более слабых деталей, относящихся к джету. РСДБ-ядро частично непрозрачно на частоте наблюдения [25]. Для ярких деталей на РСДБ-картах было обнаружено смещение астрометрического положения в зависимости от частоты, которое предположительно вызвано частотной зависимостью коэффициента поглощения среды [26, 27]. Позже этот эффект был обнаружен для нескольких сотен джетов АЯГ [28, 29] и интерпретирован действием синхротронного самопоглощения в струе. Таким образом, чем больше частота, тем ближе к истинному началу струи находится РСДБ-ядро, которое в большинстве случаев доминирует в общей интенсивности радиоизлучения, регистрируемого одиночными антеннами [30]. Поэтому часто запаздывание переменности спектральной плотности потока¹ радиоизлучения с меньшей частотой относительно переменности на большей частоте связывают с синхротронным самопоглощением (например, [31]).

Наиболее длительный мониторинг нескольких сотен парсековых джетов реализован с помощью системы 25-метровых антенн Very Long Baseline Array (VLBA) в рамках программы MOJAVE и предшествующего ей обзора неба, проводимого на длине волны 2 см. Основные выводы, сделанные на основе этих данных, следующие:

- 1) движение деталей джетов с ускорением [7] и по искривлённым траекториям (см., например, [6, 32]);
- 2) изменение позиционного угла (РА) внутреннего (ближайшей к РСДБ-ядру части) парсекового джета PA_{in} [6, 32]. Более того, для 12 из 60 объектов с изменяющимся PA_{in} есть некоторые указания на его квази-периодичность [6], которая в дальнейшем подтвердилась [6].
- 3) распространение деталей джета внутри фиксированного интервала позиционных углов, который, при учете эффектов проекции, лежит в пределах от 0.5 до 3° [33].

¹ Далее в диссертации для краткости используется термин «поток», подразумевающая плотность потока излучения.

4) замедление деталей джетов, которое проявляется для всех объектов выборки MOJAVE, начиная с депроекционных расстояний 100 пк [7].

Всё вышеперечисленное призывает рассматривать джеты как более сложные образования, чем линейный поток вещества, что имеет важные следствия. Во-первых, изменения PA_{in} указывают на изменение угла джета с лучом зрения θ , что приводит к переменности коэффициента релятивистского усиления излучения (доплер-фактора):

$$\delta = \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos \theta}, \quad (1.1)$$

где β – скорость в единицах скорости света c . Поток в системе отсчета, сопутствующей релятивистски движущемуся источнику, F' в системе отсчета наблюдателя равен

$$F(\nu) = \delta^{2+\alpha} F'(\nu), \quad (1.2)$$

где α – спектральный индекс степенного спектра излучения $F(\nu) = Q\nu^{-\alpha}$, Q – нормировочный коэффициент, $\nu = \nu' \delta$ – частота наблюдения, штрих означает систему отсчета, сопутствующую релятивистски движущейся плазме. Подобный нетепловой спектр в широком диапазоне энергий присущ джетам АЯГ, так как они содержат ультрарелятивистские электроны со степенным распределением по энергии

$$N(E) = K E^{-s}, \quad (1.3)$$

где E – энергия электронов, K – нормировочная константа, $s = 2\alpha + 1$ – спектральный индекс. Эти электроны излучают синхротронным механизмом в диапазонах от радио- до рентгеновского и за счет обратного комптоновского рассеяния в высоко-энергетической области электромагнитного спектра.

Из формул (1.1) и (1.2) следует, что в отсутствие внутренних изменений яркости джета, изменение скорости и направления излучающих компонентов джета приводит к переменности потока в системе отсчета наблюдателя. Поэтому, для понимания физических условий и процессов, действующих в джете, необходимо правильно учитывать переменность, вызванную изменением δ , т.е. так называемыми геометрическими эффектами. Особенно это важно для блазаров – класса АЯГ, парсековый джет которых направлен под углом $<10^\circ$ к лучу зрения в системе отсчета наблюдателя. Блазары, характеризуемые нетепловым континуальным излучением и сильной переменностью потока во всем доступном спектральном диапазоне, подразделяются на два подкласса: объекты типа BL Lac и квазары с плоским радиоспектром (flat spectrum radio quasar, FSRQ). В первом случае спектральные линии излучения в оптическом диапазоне слабые или вообще отсутствуют, тогда как для FSRQ линии хорошо детектируемые.

1.2 Модель винтового джета для блазара S5 0716+714

Объект типа BL Lac S5 0716+714 благодаря своему высокому склонению и относительно высокой яркости (максимальная звездная величина в полосе R $m_R = 15.37$ зарегистрирована в JD 2456573.3 [A14], минимальный поток на частоте 37 ГГц ≈ 2 mJy [34]) часто включается в мониторинговые программы. В оптическом спектре S5 0716+714 линии отсутствуют [35], поэтому красное смещение объекта определено косвенно по галактикам, расположенным в картинной плоскости рядом с блазаром, и оценки находятся в пределах от $z=0.26$ до $z \geq 0.52$ [36, 37, 38]. S5 0716+714 характеризуется сильной переменностью во всем доступном для наблюдений диапазоне электромагнитного спектра (см., например, [36, 39 – 41, A14]). Более двух десятилетий блазар S5 0716+714 наблюдался на радиоинтерферометре VLBA. В данных, полученных за период с 1992.74 по 2001.2 на частотах 5, 8.4, 15 и 22 ГГц, обнаружено циклическое изменение PA_{in} (т.е. в пределах до 1-2 mas от РСДБ-ядра) с амплитудой 3.5° и периодом 7.4 ± 1.5 лет [42]. Анализ более продолжительного ряда РСДБ-наблюдений, выполненных в рамках проекта MOJAVE на частоте 15 ГГц, указывает на изменения PA_{in} с периодом в 10.9 лет и амплитудой 11° [32]. Квазипериодичность изменения PA_{in} подтверждается и в новых данных до августа 2019 г. [6]. Этот факт естественным образом объясняется винтовой формой джета [6, 32, 42].

Винтовая форма джетов широко используется для интерпретации свойств АЯГ, так как существуют различные механизмы её формирования. Это прецессия сопла струи (см., например, [43]) и развитие (магнито-)гидродинамических неустойчивостей в потоке джета (см., например, [44]). Винтовая форма струи может сформироваться в результате скручивания силовых линий магнитного поля внутри и снаружи конического джета [45]. Также вблизи аккреционного диска, обладающего сильным магнитным полем, плазма движется по винтовым траекториям [46]. В случае блазара S5 0716+714 движение ударной волны по изогнутой, возможно, винтовой, траектории, предполагалось для объяснения многочастотных вспышек [47 – 49].

Найдем геометрические параметры винтовой линии джета блазара S5 0716+714 безотносительно к процессам, приводящим к изогнутой форме струи. Предположим, что ось джета формирует винтовую линию на поверхности воображаемого конуса (см. Рисунок 1.1). Вершина конуса не совпадает ни с истинным началом струи, ни с положением сверхмассивной черной дыры. Мы рассматриваем масштабы, на которых можно пренебречь параболической формой джета вблизи его начала [50-52]. Расположим систему координат таким образом, чтобы её начало было в вершине конуса, а оси OZ и OX были направлены вдоль луча зрения и вдоль проекции конуса OA на картинную плоскость, соответственно.

Обозначим через ξ и θ_0 угол полураскрытия конуса и угол оси конуса ОА с лучом зрения. PA_{in} в данных наблюдений часто определяется для деталей или линии хребта джета в пределах некоторого расстояния от РСДБ-ядра, в данном случае от 0.1 до 1 mas [6, 32, A11]. Но мы в модели считаем, что измерения позиционного угла компонентов джета производится при достижении ими фиксированного расстояния d от вершины конуса. Для однозначного задания положения компонента на оси конуса используется азимутальный угол φ , представляющий собой угол между плоскостями OAB_1 и OXZ . В случае непрерывно излучающего джета, его компонентом может быть часть потока, ограниченная поперечными сечениями. Если излучение производится в отдельных частях струи, например, в местах локализации повторного ускорения излучающих частиц на ударных волнах или в отдельных сгустках релятивистских электронов (плазмоедов), эти образования также можно считать компонентами, используемыми в модели. Таким образом, мы не ассоциируем компоненты джета напрямую с наблюдаемыми на РСДБ-картах деталями, но эти детали отражают положение джета на картинной плоскости.

При движении винтового джета наружу происходит плавное изменение значения угла φ компонентов, последовательно достигающих расстояния d . Это приводит к циклическому изменению PA_{in} с амплитудой, зависящей от соотношения между ξ и θ_0 . Например, в случае $\theta_0 < \xi$ луч зрения проходит внутри винтовой линии джета, поэтому PA_{in} изменяется за период на 360° . Эта ситуация не соответствует данным наблюдений S5 0716+714 [32, 42]. Поэтому далее мы рассматриваем исключительно случай $\theta_0 < \xi$. Для определенности полагаем, что винтовая линия джета закручена в такую сторону, что φ возрастает для каждого следующего компонента, достигающего расстояния d .

Видимое положение компонентов, находящихся в плоскости XOZ , соответствует среднему значению позиционного угла внутреннего джета PA_0 (Рисунок 1.1а). Тогда разница между измеряемым PA_{in} и PA_0 , представляющая собой угол между осью OX и проекцией радиус-вектора компонента на картинную плоскость, может быть выражена через φ , θ_0 и ξ при использовании проекций OA , OB_1 , B_1C на картинную плоскость (Рисунок 1.1б):

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Delta PA &= \frac{\sin \xi \sin \varphi}{\cos \xi \sin \theta_0 + \sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi} \approx \\ &\approx \frac{\sin \varphi}{\theta_0 / \xi + \cos \varphi}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где приблизительное равенство выполняется при малых значениях углов θ_0 и ξ . Изменения $PA_{in} - PA_0$ за период в зависимости от величины θ_0 / ξ проиллюстрированы на

Рисунке 1.2. Видно, что при уменьшении отношения углов возрастает степень асимметрии и амплитуда вариации PA_{in} .

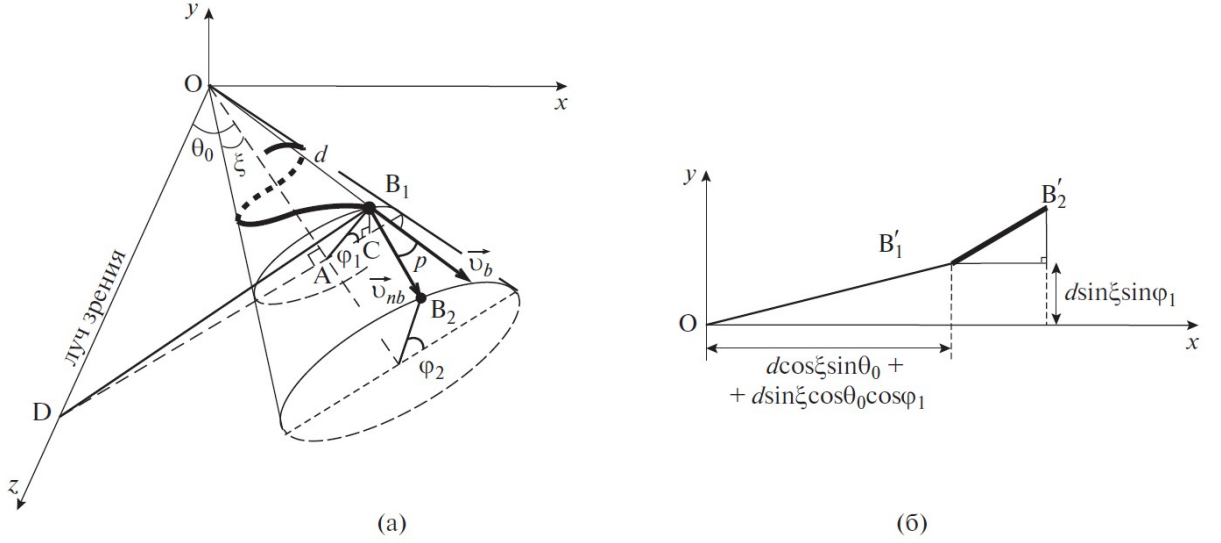


Рисунок 1.1 – Схема винтового джета с отмеченными параметрами модели (а). Джет проиллюстрирован жирной линией, пунктиром отмечена его часть, располагающаяся относительно наблюдателя с обратной стороны конуса. В момент времени, представленный на рисунке, компонент B_1 находится на расстоянии d от вершины конуса. Указаны вектора скорости при баллистическом (v_b) и небаллистическом (v_{nb}) движении. (б) – проекция схемы (а) на картинную плоскость. Отрезок $B_1'B_2'$ – проекция траектории компонента, движущегося со скоростью v_{nb} в течение времени dt . Геометрическая модель разработана диссертантом самостоятельно в работе [A3].

Как следует из выражения (1.4), при

$$\varphi = \pm \arccos(-\operatorname{tg} \xi \cdot \operatorname{ctg} \theta_0), \quad (1.5)$$

PA_{in} приобретает максимальное (соответствует «+» в формуле (1.5)) и минимальное («-») значения. Подставив (1.5) в (1.2) и проведя тригонометрические преобразования, нашли амплитуду вариации PA_{in} :

$$\begin{aligned} PA_{\max} &= \arctg \left[\sin \xi \left(\cos^2 \xi \sin^2 \theta_0 - \sin^2 \xi \cos^2 \theta_0 \right)^{-1/2} \right] \approx \\ &\approx \left[\left(\theta_0 / \xi \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Видно, что PA_{\max} при малых углах θ_0 и ξ зависит от их отношения. Используя формулу (1.6) и принимая $PA_{\max} = 11^\circ$ [32], получено

$$\theta_0/\xi \approx 5.3. \quad (1.7)$$

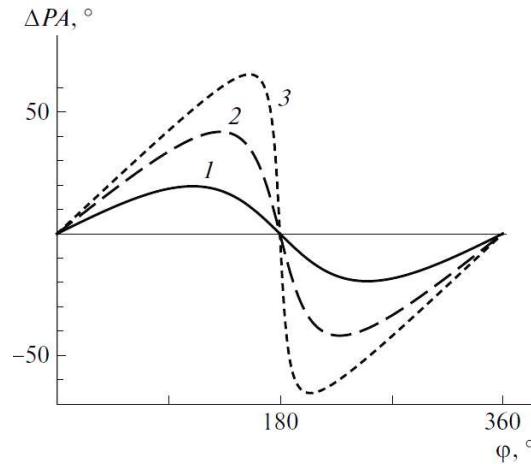


Рисунок 1.2 – Ожидаемое в модели отклонение PA_{in} от среднего значения за период изменения φ . Кривые построены для различных значений $\theta_0/\xi = 3$ (1), 1.5 (2) и 1.1 (3). Результат получен лично диссертантом в работе [A3].

Различные оценки углов джета S5 0716+714 с лучом зрения, основанные на анализе кинематики РСДБ-деталей, находятся в пределах от 0.5 до 12° [32, 42, 53]. Важно отметить, что эти оценки выполнены по данным наблюдений, выполненных в различные эпохи, охватывающие относительно малый интервал времени. Наиболее полный анализ кинематики деталей парсековых джетов АЯГ был выполнен в работе [33], который для S5 0716+714 по максимальной видимой скорости компонента, движущегося радиально без ускорения и наблюдаемого не менее 5 эпох, позволил определить $\theta_0 = 5.3^\circ$. Схожая величина получена коллективом авторов [54]. Как следует из формулы (1.7), $\xi \approx 1^\circ$. То есть угол, в пределах которого могут находиться компоненты джета равен $2\xi = 2^\circ$. Угол раствора джета блазара S5 0716+714, определенный по РСДБ-наблюдениям, выполняемым в рамках программы MOJAVE, равен 1.6° [33]. Имеется хорошее соответствие между оценками ξ , выполненными различными способами.

Найдем аналитическое выражение для угла между вектором скорости компонента и лучом зрения при баллистическом (радиальном) и небаллистическом движении. В первом случае скорость компонента \mathbf{v}_b направлена вдоль образующей конуса. Из Рисунка 1.1a видно, что угол θ_b между \mathbf{v}_b и лучом зрения может быть определен из треугольника OB_1D . Для этого сторону OD нашли из треугольника OAD с учетом, что $\angle DOA = \theta_0$ и $OA = d \cos \xi$,

а сторону B_1D – из треугольника AB_1D при $\angle DAB_1 = 180^\circ - \varphi$, $AB_1 = d \sin \xi$ и $AD = d \cos \xi \operatorname{tg} \theta_0$. В итоге:

$$\cos \theta_b = \cos \xi \cos \theta_0 - \sin \xi \sin \theta_0 \cos \varphi. \quad (1.8)$$

Изменения θ_b за период происходят в пределах от $\theta_0 + \xi = 6.3^\circ$ до $\theta_0 - \xi = 4.3^\circ$, минимальное и максимальное значения достигаются при $\varphi = 180^\circ$ и 0° , соответственно (Рисунок 1.3).

При небаллистическом движении вектор скорости компонента \mathbf{v}_{nb} направлен под некоторым углом p к образующей конуса. Угол между \mathbf{v}_{nb} и лучом зрения определяется соотношением

$$\sin \theta_{nb} = B'_1 B'_2 / B_1 B_2, \quad (1.9)$$

где $B'_1 B'_2$ – проекция отрезка $B_1 B_2 = |\mathbf{v}_b| \cdot \Delta t$, т.е. пути, проходимого компонентом за время Δt , на картинную плоскость. Как видно из Рисунка 1.1б, координаты точки B'_1 могут быть выражены через параметры модели. Координаты точки B'_2 найдены заменой φ_1 на φ_2 и d на $(d + \Delta d)$, где $\Delta d = v_{nb} \Delta t \cos p$ – прирост расстояния от вершины конуса до данного компонента за время Δt . Из Рисунка 1.1б следует, что

$$B'_1 B'_2 = \sqrt{f_a^2 + f_b^2}, \quad (1.10)$$

где

$$f_a = (d + \Delta d) \sin \xi \sin \varphi_2 - d \sin \xi \sin \varphi_1, \quad (1.11)$$

$$f_b = (d + \Delta d) (\sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi_2 + \cos \xi \sin \theta_0) - \\ - d (\sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi_1 + \cos \xi \sin \theta_0), \quad (1.12)$$

где φ_1 и φ_2 – азимуты точек B_1 и B_2 , соответственно. Полагая малые изменения азимута за время Δt

$$\Delta \varphi = \frac{v_{nb} \Delta t \sin p}{(d + \Delta d) \sin \xi}, \quad (1.13)$$

и выполняя подстановку $\varphi_2 = \varphi_1 + \Delta \varphi$, выражение (1.9) преобразовали к виду

$$\sin \theta_{nb} = \sqrt{g_a^2 + g_b^2}, \quad (1.14)$$

где

$$g_a = \cos p \sin \xi \sin \varphi_1 + \sin p \cos \varphi_1, \quad (1.15)$$

$$g_b = \cos p (\cos \xi \sin \theta_0 + \sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi_1) - \sin p \cos \theta_0 \sin \varphi_1. \quad (1.16)$$

Если спираль джета закручивается в другую сторону, т.е. $\varphi_2 = \varphi_1 - \Delta \varphi$, то знаки перед слагаемыми $\sin p \cos \varphi_1$, $\sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi_1$ меняются на противоположные.

Подставляя в формулы (1.14) – (1.16) различные значения p найдено, что вариации $\theta_{nb}(\varphi)$ происходят в интервале $\theta_{nb} \approx p \pm 5^\circ$. На Рисунке 1.3 штриховыми линиями обозначены изменения θ_{nb} для $p = 5^\circ$ и 10° .

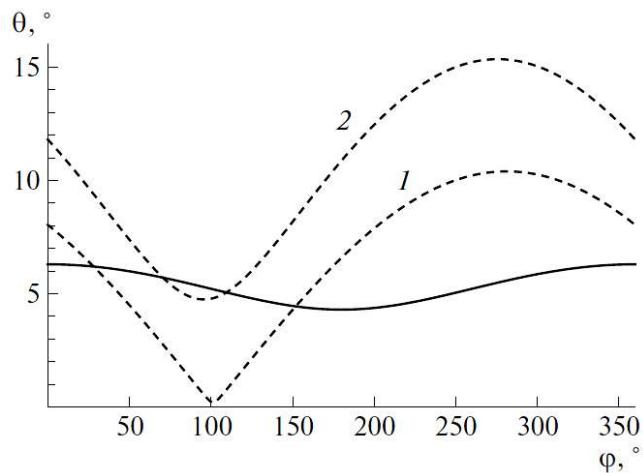


Рисунок 1.3 – Зависимость угла вектора скорости с лучом зрения (θ) от φ при баллистическом (сплошная линия) и небаллистическом (пунктирные линии) с $p = 5^\circ$ (1) и $p = 10^\circ$ (2) движении. Результат диссертанта из статьи [A3].

1.3 Кинематика деталей джета блазара S5 0716+714

Анализ кинематики деталей джета блазара S5 0716+714, проведенный различными группами, дает противоречивые результаты. Например, в данных РСДБ-наблюдений, выполненных на частотах 5, 8.4, 15 и 22 ГГц в период 1992.73 – 2001.17 гг. обнаруживаются радиально движущиеся компоненты с высокой видимой скоростью $\beta_{app} = 5c - 16c$ [42], тогда как для объектов типа BL Lac типичные значения $\beta_{app} \leq 5c$ [55]. Тогда как по данным за 1992.73 – 2006.32 на частотах 5-43 ГГц выявлены стационарные детали джета и в целом отсутствует существенное движение деталей наружу [56]. Анализ наблюдений, выполненных на частотах 43 и 86 ГГц за 2008 – 2010 гг., выявил, что видимые скорости деталей внутреннего джета (до 2 mas от ядра) не превышают $10c$, что меньше значений β_{app} , регистрируемых во внешнем джете ($>20c$) [48]. Но противоположный результат получен по данным на частотах 1.6, 5, 22, 43 и 86 ГГц за 2004 г.: компоненты до 1 mas от ядра движутся быстро, вплоть до $\beta_{app} \approx 20c$, тогда как максимальная видимая скорость компонентов внешнего джета – $10c$ [53].

Интерпретируем вышеперечисленные результаты в рамках модели винтового джета. Согласно данным 2004 г. [53], значения PA_{in} были близки к максимальным $\approx 25^\circ$, а позиционный угол внешнего джета имел примерно минимальное значение 15° . Из формулы (1.5) следует, что азимутальные углы внутренних и внешних деталей джета равны $\varphi_{fast} \approx 101^\circ$ и $\varphi_{slow} \approx 259^\circ$, соответственно. К периоду 09.2008 – 10.2010 гг. детали, в 2004 г. относящиеся ко внутреннему джету, перешли во внешнюю часть, тогда как внутренний джет сформирован появившимися новыми компонентами с позиционным углом, близким к минимальным значениям. Следовательно, азимутальные углы внутренних и внешних компонентов джета равны $\varphi_{slow} \approx 259^\circ$ и $\varphi_{fast} \approx 101^\circ$, соответственно. Исследование кинематики деталей джета за интервал 1992.72 – 2001.17 гг. выявило систематически более медленное движение во внутреннем джете по сравнению с внешним [42]. Так как в 1997 – 1998 гг. PA_{in} имел, как и в 2008 – 2010 гг., минимальные значения [32], то может быть сделан следующий вывод: быстро движущиеся компоненты в 2004 г. и 2008 – 2010 гг. имеют азимутальный угол 101° , а медленно движущиеся – 259° .

Чтобы винтовая форма джета существовала достаточно долгое время, необходимо, чтобы фактическая скорость компонентов β была примерно одинаковой. При постоянном β на значение видимой скорости

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1.17)$$

влияет угол θ между вектором скорости компонента и лучом зрения. Из формулы (1.8) следует, что при указанных $\varphi_{slow, fast}$ и баллистическом движении, компоненты с малой и большой видимыми скоростями направлены под одинаковым углом к лучу зрения $\theta_{fast} = \theta_{low} \approx 8^\circ$. Тогда различия в β_{app} не имеют естественного физического объяснения. В случае небаллистического движения с углом $p \approx 5^\circ$ из выражений (1.14) – (1.16) найдены углы с лучом зрения для компонент с большой и малой β_{app} , равные $\theta_{fast} \approx 3^\circ$ и $\theta_{slow} \approx 13^\circ$. Разница этих углов обуславливает различие видимых скоростей деталей, имеющих максимальное и минимальное значение позиционного угла. Таким образом, исключительно при небаллистическом движении компонентов с различными φ естественным образом объясняются на первый взгляд противоречивые результаты кинематических исследований джета блазара S5 0716+714, полученные в работах [48] и [53]. Отметим, что движение деталей по искривленным траекториям отмечалось в работах [48, 56].

В рассматриваемой модели β_{app} зависит не только от φ , но и от p . На Рисунке 1.4 приведена зависимость отношения видимых скоростей внутренних (индекс «in») и внешних (индекс «out») деталей джета от p для эпохи 2008 – 2010 гг., определяемая из выражения

$$r_{app} = \frac{\beta_{app, out}}{\beta_{app, in}} = \frac{\sin(\theta(\varphi_{out}, p))(1 - \beta \cos \theta(\varphi_{in}, p))}{\sin(\theta(\varphi_{in}, p))(1 - \beta \cos \theta(\varphi_{out}, p))}, \quad (1.18)$$

где $\varphi_{in} = 259^\circ$ и $\varphi_{out} = 101^\circ$. Видно, что только при $\beta > 0.999$ (соответствующий лоренц-фактор $\Gamma \geq 22$) реализуется наблюдаемое значение $r_{app} \approx 2$ [48]. При этом возможные значения $p = 2, 4.5, 5.5$ и 14° . Подставив их в выражения (1.14) – (1.16) можно убедиться, что интервал значений $\theta = 0.5 - 11^\circ$, полученных различными авторами из кинематики деталей [33, 42, 54, 57], реализуется исключительно при $p = 5.5^\circ$.

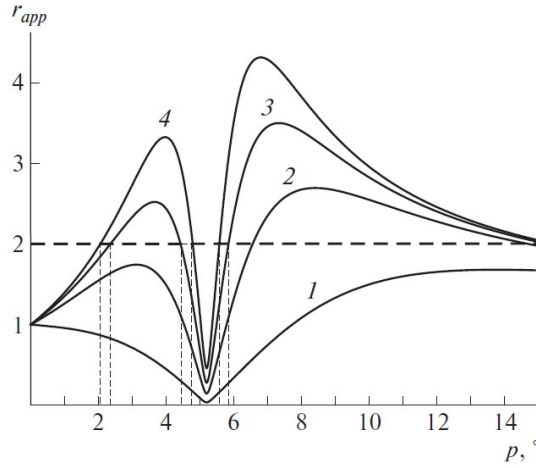


Рисунок 1.4 – Зависимость отношения видимых скоростей внешних и внутренних компонентов джета (r_{app}) в эпоху 2008 – 2010 гг. в зависимости от p при $\beta = 0.995$ (1), 0.999 (2), 0.9995 (3) и 0.9997 (4) (соответствующие лоренц-факторы равны 10, 22, 32 и 41). Отмечены наблюдаемое значение r_{app} (горизонтальная штриховая линия) и значения p , при которых оно реализуется. Результат диссертанта из статьи [A3].

Из выражения (1.17) следует, что при $\theta = 1^\circ - 2^\circ$ и $\beta = 0.999 - 0.9995$ достигаются большие значения β_{app} , зарегистрированные для джета S5 0716+714 [48]. Скорость деталей согласуется с оценкой минимального лоренц-фактора $\Gamma = 11.6$ (соответствует $\beta \approx 0.996$), но при этом отмечают, что большой диапазон β_{app} может производиться $\Gamma > 15$ и $\theta < 2^\circ$ [42], что приводит к $\delta \approx 20 - 30$. Именно такое большое значение доплер-фактора необходимо для объяснения высокой яркостной температуры (вплоть до 10^{17} K), определенной из микропеременности потока блазара S5 0716+714 на сантиметровых длинах волн [42].

Проводя несколько независимых оценок δ , Рани и др. [47] определили нижние границы его значения $\delta \geq 10 - 20$. Значение $\delta \approx 20$ было получено при моделировании спектра в гамма-диапазоне обратным комптоновским рассеянием собственных синхротронных фотонов, фотонов теплового излучения горячей пыли и излучения области широких эмиссионных линий [41]. Другие оценки геометрических параметров получены при интерпретации фотометрических и поляризационных наблюдений вспышки блазара S5 0716+714, произошедшей в октябре 2011 г., а именно, питч-угол излучающей области оценен в 7.5° , а угол джета с лучом зрения – в 5.8° [49]. Также изменением θ с 5° до 0.7° при $\Gamma=12$ (соответствующее изменение δ с 15 до 22) интерпретируется долговременный тренд уменьшения оптической яркости блазара [58]. Из вышесказанного следует, что оценки геометрических и кинематических параметров джета блазара S5 0716+714, выполненные в рамках модели винтового джета, позволяют собрать воедино все разрозненные оценки, выполненные независимо разными коллективами на основе данных наблюдений в различные периоды [A3].

1.4 Корреляция между наблюдаемыми величинами и периоды переменности

Переменность блазаров на более низких частотах наблюдения запаздывает от переменности на высоких частотах [A2, A7-A9]. Например, для блазара S5 0716+714 Райтери и др. [59] выявили запаздывание переменности между частотами 22-23 и 15 ГГц в 6 – 9 дней, между 22-23 и 8 ГГц – 22 ± 2 дня, между 15 и 5 ГГц – 53 ± 2 дня. При этом не выявлено корреляции между потоком в радио- (15 ГГц) и оптическом диапазонах. Другим коллективом была обнаружена корреляция потоков в оптической полосе V и на частоте 230 ГГц [47] при временной задержке ≈ 65 суток. Относительно гамма-диапазона переменность на оптических частотах запаздывает на ≈ 1.4 суток [49], тогда как переменность РСДБ-ядра в миллиметровом диапазоне отстает на 82 ± 32 суток [60]. Запаздывание в пределах оптического диапазона если и существует, то его величина меньше временного разрешения наблюдений [39, 61]. То есть области джета, от которых приходит наблюдаемое на различных частотах излучение, пространственно разделены. Как упоминалось выше, по крайней мере, для радиодиапазона это разделение вероятнее всего вызвано синхротронным самопоглощением, происходящим в джете [29, 31]. Поэтому хорошим подтверждением дееспособности введенной в Разделе 1.2 модели винтового джета будет не только обнаружение квазипериодичности в долговременной кривой блеска на различных частотах, но и выявление и интерпретация связи этих квазипериодов между собой.

В Разделе 1.2 упоминалась квазипериодичность изменения PA_{in} с периодом более 10 лет [6, 32]. В проводимом здесь анализе, эта наблюдаемая величина соответствует самому далекому расстоянию от истинного начала струи, находящегося выше по течению от РСДБ-ядра (Рисунок 1.5). В данных радионаблюдений за 1978 – 2012 гг. на частоте 15 ГГц и за 1992.7 – 2001.2 гг. на частоте 22 ГГц, выявлен квазипериод в 5.5 – 6 лет [42, 59, 62]. Существование как периода в ≈ 8 лет, так и более коротких обнаруживается в 30-летнем ряде данных наблюдений, выполняемых на частотах от 4.8 до 36.8 ГГц на телескопах Крымской астрофизической обсерватории РАН, Радиоастрономической обсерватории Метсахови и Радиоастрономической обсерваторией Мичиганского университета [34]. Согласно [30], в детектируемой на одиночных антеннах плотности потока доминирует излучение от области, в которой среда джета становится прозрачной для излучения на заданной частоте (РСДБ-ядра). Судя по задержкам переменности, область, излучающая в оптическом диапазоне, находится выше по течению от РСДБ-ядра. Оптический поток в данных за 1994 – 2001 г. также проявляет квазипериодичность с периодом ≈ 3.3 года [59]. Отметим, что этот период больше никем подтвержден не был. Возможно потому, что анализировался более короткий временной интервал (например, 2007 – 2010 гг. в [47]) или из-за наложения на длительный тренд более коротких вспыхивающих событий, сильнее проявляющихся в оптическом диапазоне, чем на радиочастотах. Указанные различия в квазипериодах долговременной переменности потока и изменений PA_{in} могут быть объяснены либо общим уменьшением скорости продвижения струи, либо нерадиальным движением излучающих областей джета. Рассмотрим оба варианта.

Предположим, что наблюдаемое оптическое излучение генерируется в компонентах джета, когда они находятся на расстоянии r_1 от вершины мнимого конуса, т.е. на окружности l , образованной поперечным сечением конуса плоскостью на расстоянии $r_1 \cos \xi$ от его вершины (Рисунок 1.5). Продолжая движение наружу, компоненты последовательно достигают аналогично образованной окружности 2, формируя РСДБ-ядро на заданной частоте радиодиапазона. При дальнейшем движении компоненты достигают расстояния r_3 , на котором они становятся разрешимы на РСДБ-карте. Полагаем, что на этом расстоянии измеряется PA_{in} . На каждой окружности вообразим точку, движущуюся таким образом, что она совпадает с положением компонента джета, пересекающего окружность в данный момент времени. Тогда периоды изменения PA_{in} и переменности радио- и оптического потока равны периодам вращения мнимых точек по окружностям 3, 2 и l , соответственно. Подчеркнем, что сохранение винтовой формы джета продолжительное время возможно, только если скорость компонентов одинаковая или, как минимум, она изменяется для всех компонентов одинаково по мере удаления от истинного начала джета.

Сначала рассмотрим случай радиального (баллистического) движения компонентов. Разницу азимутальных углов каждой двух последовательных компонент обозначим φ_d , а время, в сопутствующей системе отсчета, между моментами пересечения окружности l двумя соседними компонентами – $\Delta t'_1$. Без потери общности полагаем, что 2π кратно φ_d . Тогда за период вращения мнимой точки, окружность l пересечет n компонентов. Учитывая связь с временным интервалом в отсчета наблюдателя

$$\Delta t' = \delta \Delta t, \quad (1.19)$$

получим выражение для периода оптической переменности:

$$P_1 = \sum_{j=1}^n \frac{\Delta t'_1}{\delta(\theta(\varphi))} \approx \frac{n \Delta t'_1}{\delta(\theta_0, \beta)}. \quad (1.20)$$

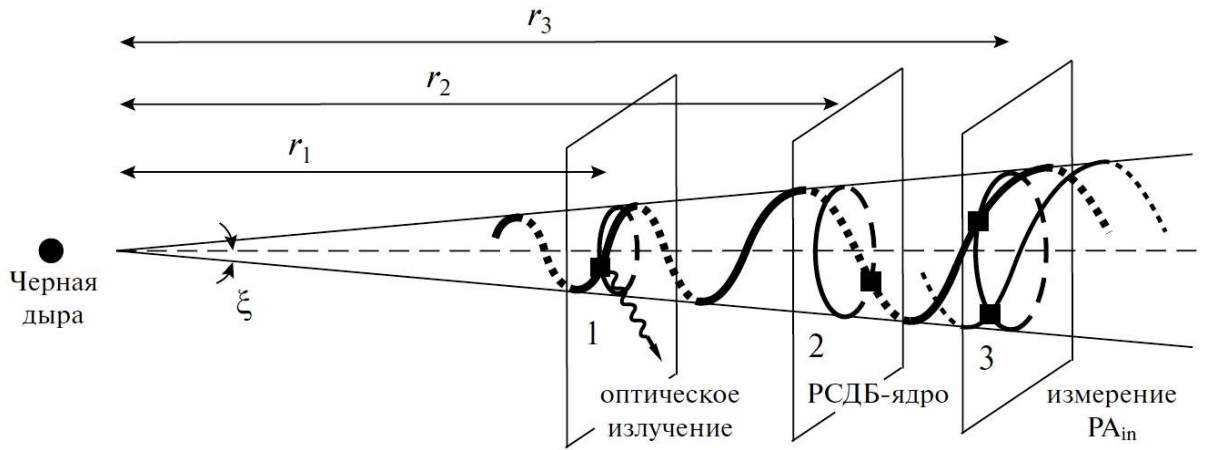


Рисунок 1.5 – Схема взаимного расположения частей джета, ответственных за наблюдаемое оптическое и радиоизлучение и за измеряемый PA_{in} (области пересечения винтовой линии окружностей 1, 2 и 3, соответственно). Джет в определенный момент времени представлен жирной линией (пунктир – сторона конуса, обратная наблюдателю). Положение части джета в окрестности окружности 3 в некоторый следующий момент времени показано тонкой линией. Видно смещение точки пересечения джета и окружности 3 со временем. Результат диссертанта из работы [A4].

Переход к правой части выражения (1.20) осуществлен по причине малого изменения $\theta = \theta_0 \pm \xi$ при малых углах θ и ξ , а, следовательно, и незначительного отклонения δ от среднего значения $\delta(\theta_0, \beta)$. Период переменности радиоизлучения можно записать по аналогии с формулой (1.20) с использованием величин, относящиеся к окружности 2. Из-за характера движения (Рисунок 1.6), азимутальный угол компонентов не изменяется и

сохраняется постоянным количество компонентов, пересекающих окружности 1 и 2 за период изменения φ . Следовательно, временные интервалы между моментами пересечения двумя соседними компонентами окружностей 1 и 2 равны ($\Delta t'_1 = \Delta t'_2$). Тогда, при постоянной скорости должно быть $P_2 = P_1$, что противоречит данным наблюдений. Поэтому предположим, что скорость компонентов, пересекающих окружность 2, равна $\beta_2 = a\beta_1$, где $0 < a < 1$ и $a > \beta_2$ (иначе $\beta_1 > 1$). Из (1.20) получим отношение периодов переменности потока в оптическом и радио-диапазонах

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\delta(\theta_0, \beta_2)}{\delta(\theta_0, \beta_1)}. \quad (1.21)$$

Для нахождения коэффициента a из формул (1.1) и (1.20) составлено уравнение

$$\frac{1 - \beta_1 \cos \theta_0}{1 - a\beta_1 \cos \theta_0} \sqrt{\frac{1 - a^2\beta_1^2}{1 - \beta_1^2}} = \frac{P_1}{P_2}, \quad (1.22)$$

которое решалось численно при значениях $\beta_1 = 0.3 - 0.9999$ (соответствуют лоренц-фактору $\Gamma = 1 - 70$), $P_1 = 3.3$ года и $P_2 = 5.8$ лет. Получено, что один корень всегда больше единицы (не физический случай). Другой корень при $\beta_1 < 0.52$ отрицательный. Таким образом, для $0 < \beta_2 < 1$ необходимо, чтобы $\beta_1 \geq 0.52$. Максимальное значение $\beta_2 \approx 0.957$, соответствующее $\Gamma = 3.5$, достигается при $a \approx 0.962$ и $\beta_1 = 0.9948$. Решая уравнение (1.22) при подстановке P_2 и периода PA_{in} для такого же интервала значений β_1 нашли максимальное значение $\beta_2 = 0.949$ ($\Gamma = 3.1$), реализуемое при $a \approx 0.954$ и $\beta_1 = 0.995$. Таким образом, при баллистическом движении согласие периодов величин, относящихся к разным расстояниям от истинного начала струи, может быть достигнуто при уменьшении лоренц-фактора с 10 до 3. Этот вывод не согласуется со значениями $\Gamma \sim 10 - 20$, полученными по наблюдениям свехсветового движения компонентов, находящихся относительно рассматриваемых областей ниже по течению джета.

Рассмотрим небаллистическое движение компонент, при котором вектор их скорости направлен под углом p к образующей конуса. Обозначим ρ угол между касательной к винтовой линии джета и образующей конуса в данной точке (Рисунок 1.7). При $p = \rho$ форма джета будет стационарной в пространстве, а компоненты будут пересекать окружности 1, 2 и 3 всегда в фиксированных точках, для которых θ , a , следовательно δ , не изменяется. Поэтому все указанные периоды переменности должны отсутствовать. При $p \neq \rho$ спираль джета, двигаясь наружу, дополнительно будет поворачиваться вокруг своей оси. Из-за увеличения радиуса винтовой линии с удалением от начала джета изменение φ за единичный временной

интервал уменьшается с увеличением r . Но наблюдаемая (квази)периодичность образована изменением φ на постоянном расстоянии r_i от вершины конуса. Индекс « i » характеризует параметры модели, относящиеся к оптическому ($i = 1$), радио- ($i = 2$) излучению и области, в которой компонент джета становится доступным для измерения PA_{in} ($i = 3$) (Рисунок 1.7).

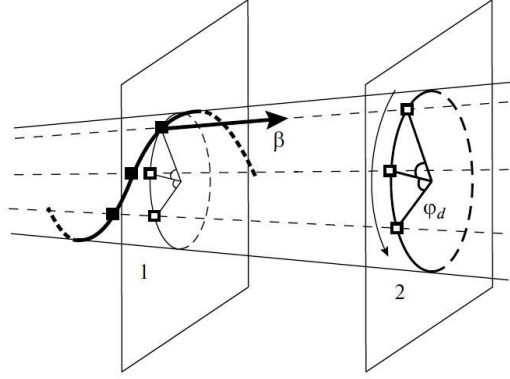


Рисунок 1.6 – Схема, поясняющая периоды переменности при баллистическом движении компонентов (черные квадраты) джета. Белые квадраты отмечают положения, в которых компоненты пересекают окружности 1 и 2. Стрелка указывает направление движения воображаемой точки по окружности 2 (аналогичное направление и для окружности 1). Иллюстрация из работы [A4], где диссертант единственный автор.

Как можно проследить из схемы на Рисунке 1.8, изменение азимутального угла участка джета на фиксированном расстоянии r_i от вершины конуса при условии $\beta c dt \ll r_i$ имеет вид

$$d\varphi \approx \frac{\beta c dt \sin(\rho - p)}{r_i \sin \xi \cos \rho}, \quad (1.23)$$

Из угловой частоты $\omega_i = d\varphi/dt$ мнимой точки, движущейся по окружности i , получим отношение периодов двух наблюдаемых величин i и k

$$\frac{P_i}{P_k} = \frac{r_i}{r_k}. \quad (1.24)$$

Подставляя в формулу (1.24) различные пары известных периодов переменности для блазара S5 0716+714, получили три независимых между собой соотношения:

$$\begin{aligned} r_2 &= 1.76 r_1, \\ r_3 &= 3.30 r_1, \\ r_3 &= 1.88 r_2. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Из двух последних уравнений в (1.25) следует, что $r_2/r_1 \approx 1.76$. Отношение этих расстояний, найденное из первого уравнения (1.25) равно этой же величине. Следовательно, периоды переменности плотности потока в радио- и оптическом диапазоне, совместно с периодом изменения PA_{in} , согласованные. Это подтверждает, что компоненты джета имеют нерадиальное движение без замедления при $p \neq \rho$.

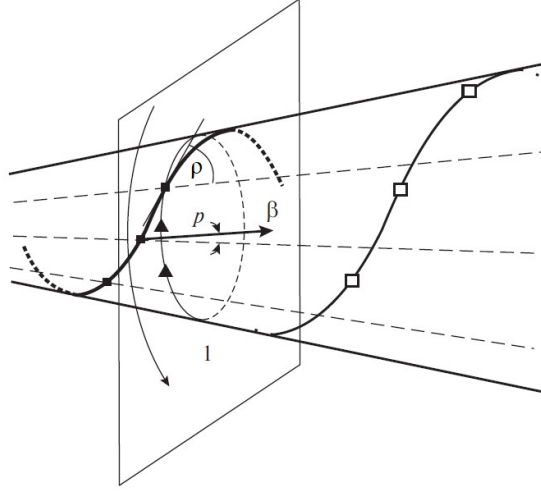


Рисунок 1.7 – Схема для интерпретации периода переменности при небаллистическом движении деталей винтового джета. Жирной линией представлена часть джета с компонентами (черные квадраты) вблизи окружности 1. Положение рассматриваемой части джета и компонентов в следующий момент времени при условии $p \neq \rho$ показано тонкой линией с белыми квадратами, соответственно. Треугольники указывают места, в которых компоненты джета пересекают окружность 1. Стрелка показывает направление движения точки пересечения по окружности 1. Иллюстрация из работы [A4], где диссертант единственный автор.

Предположим, что PA_{in} измерялся на фиксированном расстоянии от РСДБ-ядра на 15 ГГц, равном 0.15 mas. Тогда $r_3 - r_2 = 0.15/\sin \theta_0$. Из третьего уравнения в (1.25) с учетом $\theta_0 = 5.3^\circ$ [A3], найдем $r_2 = 1.84$ mas. В Λ CDM-модели при $H_0 = 71$ км/с/Мпк, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ [63] при красном смещении S5 0716+714 $z = 0.3$, расстояние от вершины конуса до положения РСДБ-ядра составит 8.1 пк. Это значение, с учетом того, что вершина конуса не обязательно соответствует началу джета или черной дыре, хорошо согласуется другой оценкой в 6.68 пк для расстояния РСДБ-ядра от истинного начала джета, определенной по частотной зависимости положения РСДБ-ядра в предположении синхротронного

самопоглощения [29]. Этот факт дает дополнительный аргумент в пользу нашего предположения о джете.

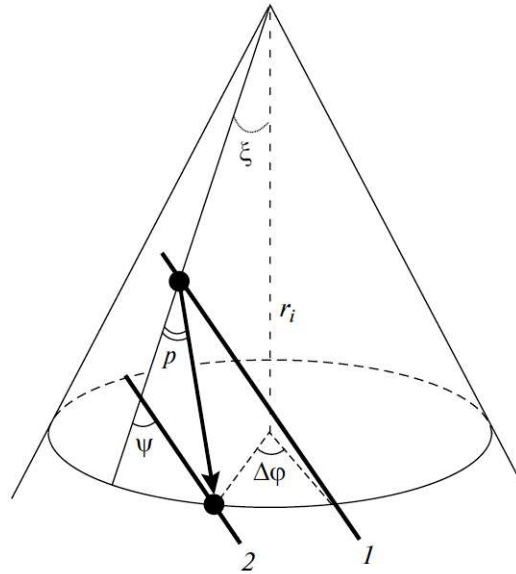


Рисунок 1.8 – Схема части джета (жирные линии) на расстоянии r_i от вершины конуса в некоторый момент времени (1) и через промежуток времени dt (2). Результат диссертанта из статьи [А4].

Из выражений (1.25) нашли, что расстояние от вершины конуса до области, в которой генерируется наблюдаемое оптическое излучение, составляет 4.6 пк. Из-за малой величины задержки, практически равной временному разрешению данных [47, 49], можно считать, что гамма- и оптическое излучение образуется в крайне близко расположенных областях. Например, Рани и др. [60] сделали вывод, что излучающая в гамма-диапазоне область находится на 3.8 ± 1.9 пк ближе к истинному началу джета, чем РСДБ-ядро, наблюдаемое на частотах 43 и 86 ГГц. Это согласуется с нашим результатом.

В предположении, что винтовая форма джета ответственна за долговременную (квази)периодичность блеска, естественно ожидать связь между спектральным потоком излучения F_γ и PA_{in} . Рани и др. [60] исследовали подобную корреляцию между потоком в гамма-диапазоне (F_γ), потоком от РСДБ-ядра на частотах 43 и 86 ГГц и PA_{in} . Они обнаружили, что интервалы времени с сильной положительной корреляцией между F_γ и PA_{in} чередуются с интервалами сильной отрицательной корреляции между рассматриваемыми величинами. Авторы [60] интерпретируют это тем, что в изогнутом (возможно, винтовом) джете, области, ассоциируемые с F_γ и PA_{in} находятся на разных

расстояниях от истинного начала джета и могут иметь различный θ . Если θ для этих двух областей примерно одинаковый, то проявляется сильная положительная корреляция, если различный – то сильная отрицательная корреляция.

Рассмотрим корреляцию наблюдаемых величин, ассоциирующихся с областями, находящимися на различном r в модели винтового джета. Для баллистического движения при комбинации выражений (1.1), (1.2) и (1.8) получили, что экстремумы функции F_v происходят при значениях $\varphi = n\pi$, максимумы при нечетных n , минимумы при четных. То есть качественные изменения функции F_v не зависят от выбора параметров v , α , β . На верхней панели Рисунка 1.9 отображены вариации F_v и ΔRA за период изменения φ . График для F_v построен согласно формулам (1.1) и (1.2) при параметрах: $\alpha = 0.5$ и $\beta = 0.995$ (соответствующий $\Gamma = 10$). Отклонение RA_{in} от среднего значения построено при $\theta_0/\xi = 5.3$ по формуле (1.4). Поток нормирован таким образом, чтобы его изменения сделать доступными для визуального сравнения с вариациями ΔRA . Полученные кривые разделялись на несколько участков по φ таким образом, чтобы в пределах каждого участка отсутствовали качественные изменения в поведении обеих величин. Для каждого участка составлялся массив значений ΔRA и F_v при изменении φ с шагом 0.5° и вычислялся r_p между этими массивами, значения которого представлены на нижней панели Рисунка 1.9. Прослеживаются чередования периодов сильной положительной и отрицательной корреляции. Отметим, что промежуточные значения r_p принимает в течение короткого интервала времени. Качественно этот результат согласуется с обнаруженной в [60] связью между F_v и RA_{in} . Интересно отметить, что для одного и того же значения F_v , следовательно, и θ_b , может присутствовать как положительная, так и отрицательная корреляция с RA_{in} .

Рассмотрим случай нерадиального движения компонент джета. Из формул (1.1), (1.2) и (1.14)-(1.16) следует, что экстремумы функции F_v происходят при

$$\varphi = -\arcsin\left(\frac{\sin p}{\sqrt{\cos^2 p \sin^2 \xi + \sin^2 p}}\right) + \pi n, \quad (1.26)$$

где четное n соответствует максимуму, а нечетное – минимуму функции F_v . При $p = 5.5^\circ$, найденном в Разделе 1.3, F_v достигает максимального значения при $\varphi \approx 100^\circ$. С уменьшением p пик F_v смещается к 180° , тогда как при $p > 20^\circ$ максимум F_v происходит при $\varphi \approx 90^\circ$. На верхней панели Рисунка 1.10 приведены графики функций F_v (кривая 1) и ΔRA при $p = 5.5^\circ$ (остальные параметры такие же, как и в предыдущем случае).

Аналогичным образом произведено деление на отрезки по φ , в пределах которых вычислен r_p (средняя панель Рисунка 1.9). Видно постоянное присутствие сильной положительной корреляции между ΔPA и F_v . Но так как в рассматриваемой модели джета эти величины относятся к областям, находящимся на разном r , то естественно ожидать, что азимутальные углы компонентов, для которых измеряется F_v и ΔPA в некоторый момент времени, отличаются на $\Delta\varphi$.

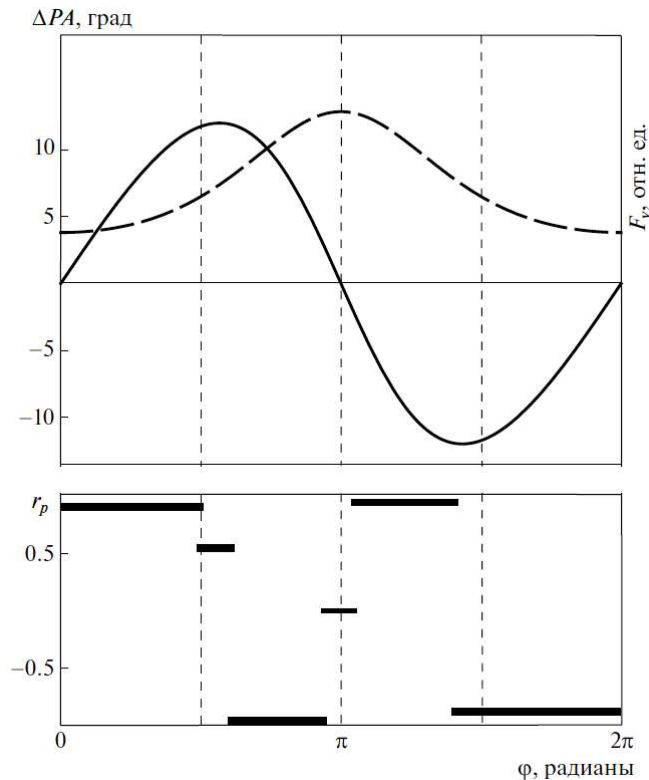


Рисунок 1.9 – *Верхняя панель:* Отклонения PA_{in} от среднего значения (сплошная линия) и изменения наблюдаемого потока F_v (штриховая линия) за период изменения φ . *Нижняя панель:* Коэффициент корреляции между ΔPA и F_v при баллистическом движении компонентов винтового джета. Результат получен в [A4] диссертантом лично.

Для согласия с выводами Рани и др. [60] должно быть $\Delta\varphi \approx 79^\circ$. Эта ситуация проиллюстрирована кривой 2 для F_v на верхней панели и r_p на нижней панели Рисунка 1.9. Отметим, что разница азимутальных углов может присутствовать и в случае баллистического движения компонентов. Тогда сильная положительная или отрицательная корреляция между F_v и ΔPA присутствует, например, при $\Delta\varphi \approx \pi/2$ или $\approx \pi$, соответственно.

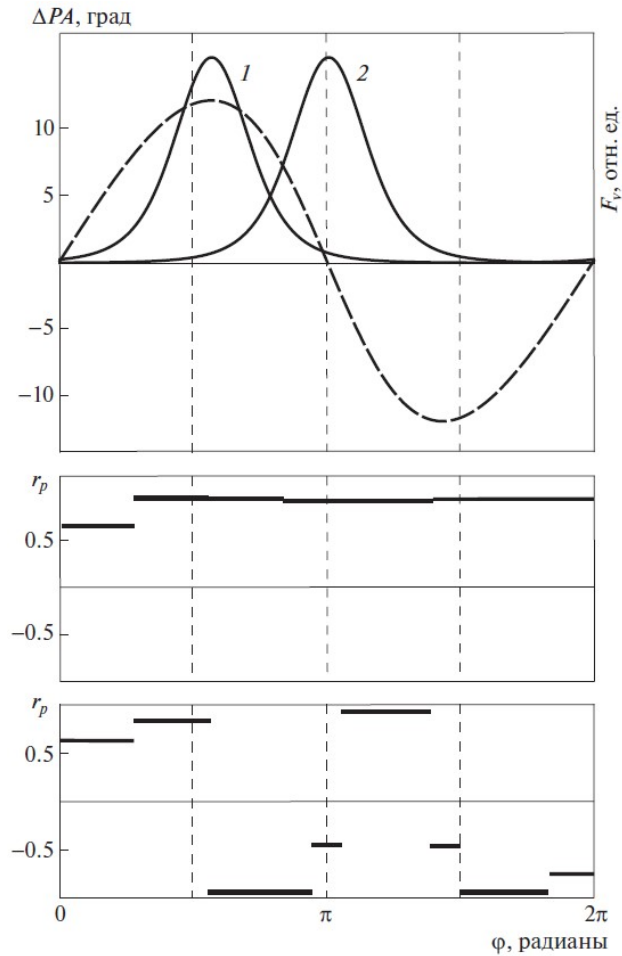


Рисунок 1.10 – *Верхняя панель:* Отклонения PA_{in} от среднего значения (штриховая линия) и наблюдаемые потоки F_v при $\Delta\varphi = 0^\circ$ (сплошная линия 1) и при $\Delta\varphi = 79^\circ$ (линия 2). *Средняя и нижняя панели:* Коэффициент корреляции между ΔPA и F_v для 1-го и 2-го случая, соответственно. Результат получен в [A4] диссертантом лично.

Резюмируя, можно сделать следующие выводы.

1. Продолжительность временного интервала, в течение которого производится корреляционный анализ, влияет на результат этого анализа. То есть, при использовании данных за большой интервал времени корреляция будет незначительна, как, например, получено Райтери и др. [59] по данным наблюдений в радио- и оптическом диапазонах за 1994 – 2001 гг. Тогда как в данных за более короткий интервал времени 2007 – 2010 гг. Рани и др. [47] выявили для вышеуказанных величин корреляцию с уровнем значимости более 99%. При сравнении потоков гамма- и оптического излучения за ≈ 500 дней коэффициент корреляции Пирсона составил $r_p = 0.66$, тогда как за последующие ≈ 400 дней – $r_p = 0.36$ [60]. По данным за 1994 – 2014 гг. выявлена корреляция ($r_p = 0.44$) между потоком

в радиодиапазоне и PA_{in} [62], тогда как в данных за 08.2008 – 09.2013 гг. корреляции между этими величинами не обнаружена [60].

2. Разница азимутальных углов областей, ассоциируемых с наблюдаемыми величинами, может существенно изменить как величину коэффициента корреляции, так и продолжительность интервала, в течение которого эта корреляция присутствует.

3. На основе анализа корреляции между F_v и ΔPA невозможно определить характер движения отдельных деталей джета.

Подчеркнем, что эти выводы применимы и для исследования корреляции между потоками в различных спектральных диапазонах.

1.5 Джет блазара ОJ 287 и его связь с 12-летней кварипериодичностью потока оптического излучения

Блазар ОJ 287 – первый объект, для которого почти 40 лет назад на кривой блеска, охватывающей более века, обнаружили периодичность изменения блеска в оптическом диапазоне [64]. На основе знаний того времени единственным процессом, способным обеспечить периодичность в ≈ 12 лет, было орбитальное движение в компактной системе двойной сверхмассивной черной дыры. А именно, предполагалась активация каких-либо процессов из-за приливного воздействия вторичной черной дыры (ЧД) при ее прохождении перицентра орбиты [64]. Конкретный механизм был предложен несколько позже [65] и состоял в предположении, что вторичная ЧД, проходя через аккреционный диск первичной, вырывает из него вещество, которое, остывая, производит тормозное излучение. Эта модель предсказывала следующую 12-летнюю вспышку весной 2006 г, которая произошла на полгода ранее [66]. За последние 30 лет эта модель активно дорабатывалась, уточнялись параметры орбиты с точностью до 4-го порядка в пост-Ньютоновской механике [67], но она потерпела фиаско в конце 2022 г. Это связано с тем, что моделью предсказывалась очередная 12-летняя вспышка осенью 2022 г., тогда как фактически блазар ОJ 287 был в минимуме своей яркости [68]. Дополнительные трудности этой модели были следующими. Во-первых, факт того, что тормозное излучение больше не наблюдалось ни в одном блазаре, а его существование в блазаре ОJ 287 постулировалось, без проведения соответствующего исследования спектрального индекса излучения (см, например, [69]). Во-вторых, масса главной ЧД оценивалась в $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ [70], что примерно на 2 порядка превышает другие независимые оценки массы центральной сверхмассивной ЧД, выполненные для блазаров [71 – 74].

В альтернативных моделях 12-летняя периодичность блеска в оптическом диапазоне объяснялась изменяющимся доплер-фактором из-за винтовой формы джета. Разные модели предполагали различное образование такой формы. Например, прецессия в системе двойной ЧД [75, 76], прецессия одиночной сверхмассивной ЧД из-за изогнутого аккреционного диска [77] или из-за несоосности вращения одиночной сверхмассивной ЧД и ее аккреционного диска [76, A11].

Предполагая, что долговременная (квази)периодичность яркости в оптическом диапазоне образуется вследствие винтовой формы джета, естественно ожидать периодичность потока, наблюдаемого в радиодиапазоне. Напомним, что в данных наблюдений, выполненных на одиночных антеннах, вклад РСДБ-ядра основной [30], поэтому возможная переменность потока от оптически тонкой части джета не может оказать влияние на результат поиска долговременной периодичности в радиодиапазоне. Результаты статистического анализа данных наблюдений Радиообсерватории долины Оуэнс за 2008 – 2018 гг. и Радиоастрономической обсерватории Мичиганского университета за 1974 – 2011 гг. указывают на существование квазипериода в ≈ 25 лет [78, 79], который согласуется с периодом движения линии хребта парсекового джета (≈ 22 года [76]). Периодичность в ≈ 1 год, обнаруженная и в радио-, и в оптическом диапазоне [76, 79], может быть соотнесена либо со вращением плазмы в потоке джета [A12], либо с нутационными движениями в прецессирующем джете [76, 77].

1.5.1 Джет блазара OJ 287

С целью выявления винтовой формы джета блазара OJ 287 и определения ее параметров, мы анализировали 145 эпох РСДБ-наблюдений, выполненных на VLBA на частоте 15 ГГц с 1994 по 2019 гг. Для каждой эпохи были построены карты в полной интенсивности. Для устранения влияния эллиптичности диаграммы направленности, различной от эпохи к эпохе, свертка проводилась с круговой диаграммой направленности, усредненной по всем эпохам. Для построения линии хребта джета делались азимутальные срезы при постепенном увеличении расстояния от РСДБ-ядра с шагом 0.1 mas. На каждом срезе определялась точка, с двух сторон от которой интегральные интенсивности равны. Затем проводилась интерполяция найденных точек кубическим сплайном. Радиокарты источника и линия хребта были построены соавтором публикации [A11]. Пример линии хребта джета, полученной описанным алгоритмом, приведен на Рисунке 1.11. Видно, что линии хребта изогнутые. Отметим, что реальный изгиб увеличивается из-за эффектов проекции при малом угле с лучом зрения. При сравнении линий хребта за разные эпохи

(Рисунок 1.12), видно изменение ее положения. Также позиционный угол джета внутри 0.2 mas от РСДБ-ядра изменяется на $\approx 90^\circ$ за первую половину 2010 г. Для наглядности, линии хребта в эпохи, следующие за резким изменением PA_{in} , на Рисунке 1.11 отмечены синим цветом.

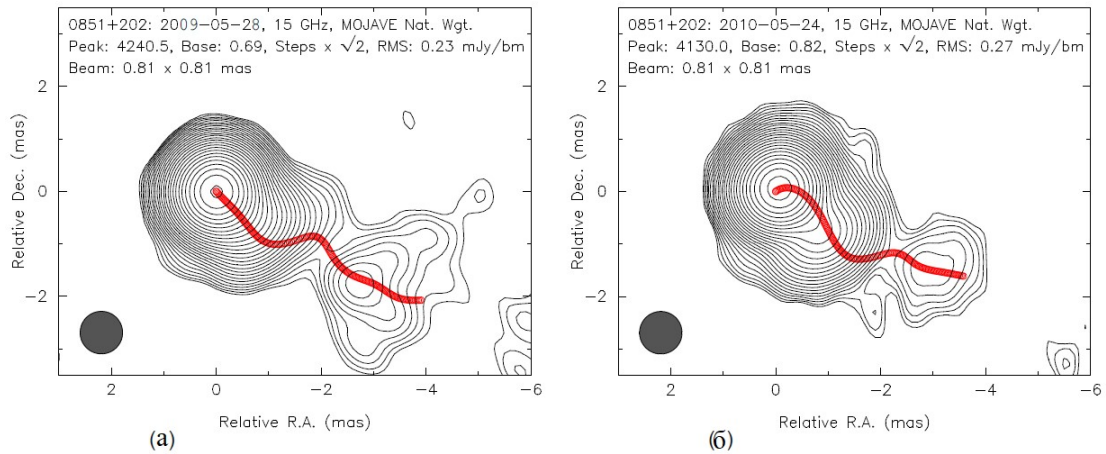


Рисунок 1.11 – Контурные радиокарты OJ 287 с отмеченной линией хребта для эпох до резкого изменения PA_{in} (а) и после (б). Изображения построены соавтором публикации диссертанта [A11].

Для определения изменения PA_{in} со временем взяли положение ближайшей к РСДБ-ядру точки линии хребта (Рисунок 1.13). С другой стороны PA_{in} можно определить другим способом. А именно, откалиброванные данные промоделировать гауссовыми компонентами: эллиптическим – РСДБ-ядро, и круговыми – детали джета. В первом случае мы задавали один гауссов компонент у джета во все эпохи, в другом случае – два. За PA_{in} приняли позиционный угол большой оси компонента, фитирующего РСДБ-ядро. Медианный размер большой полуоси компонента РСДБ-ядра составил 0.19 mas, что означает чувствительность к положению внутреннего джета, составляющую ≤ 0.1 mas.

Из Рисунка 1.13 видно, что, несмотря на некоторый разброс точек, значения PA_{in} , определенные тремя способами согласуются между собой и показывают общий тренд уменьшения PA_{in} до 2009 – 2010 гг., сменяющийся резким увеличением PA_{in} на $\approx 100^\circ$ с дальнейшим плавным спадом. Примечательно, что величины PA_{in} , определенные по данным на частоте 43 ГГц, соответствуют данным на 15 ГГц, только резкое изменение PA_{in} происходит в середине 2004 г. [80]. Этот факт может быть объяснен тем, что излучение с частотой 43 ГГц происходит от области выше по течению от РСДБ-ядра, наблюдаемого на 15 ГГц, поэтому изгиб джета на большей частоте проявляется раньше. Хотя сами авторы [80]

интерпретируют резкий скачок PA_{in} сдвигом сопла джета в новое направление. В рамках этого сценария проблематично объяснить сохранение тренда уменьшения PA_{in} после изменения направления сопла джета. С другой стороны, в предположении винтового джета,

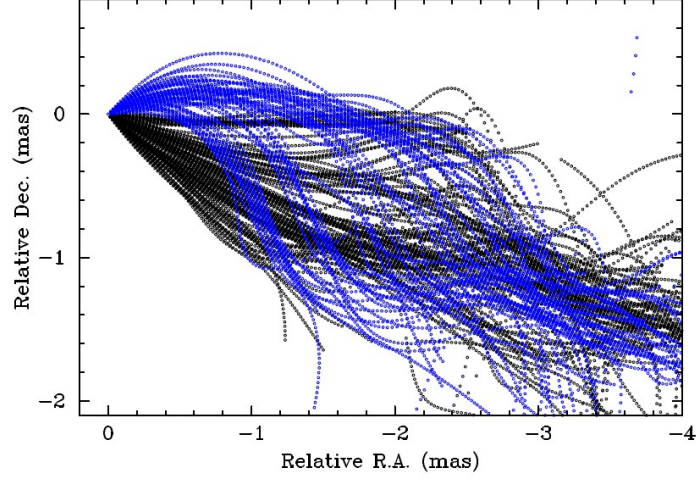


Рисунок 1.12 – Линии хребта джета блазара OJ 287, построенные в полной интенсивности по данным 145 эпох наблюдений VLBA за период с 1994 по 2019 гг. Начало координат соответствует положению РСДБ-ядра, наблюдаемого на 15 ГГц. Синим цветом отмечены линии хребта, наблюдаемые после резкого изменения PA_{in} . Рисунок из статьи [A11], построен Пушкарёвым А.Б.

наблюдаемые изменения PA_{in} объясняются тем, что отношение θ_0/ξ немногим больше единицы [A3]. При этом PA_{in} как функция от времени описывается в соответствии с формулой (1.4) с добавлением минуса перед арктангенсом из-за противоположного характера изменения PA_{in} , чем проиллюстрированный на Рисунке 1.2. То есть спираль джета закручивается по часовой стрелке (в отличие от схемы на Рисунке 1.1). Мы произвели подгонку функции (1.4) к точкам данных и нашли параметры винтовой линии джета блазара OJ 287 (Таблица 1.1). При этом азимутальный угол $\varphi = 2\pi t/T + \varphi_0$, где T и t – период изменения PA_{in} и время в системе отсчета наблюдателя. φ_0 – начальная фаза. Аппроксимирующие кривые приведены на правой панели Рисунка 1.13. Отметим хорошее соответствие результатов для T и θ_0/ξ , полученных для трех различных методов определения PA_{in} . Качественное различие между аппроксимациями для PA_{in} , определенному в случае моделирования оптически тонкого излучения джета двумя гауссовыми компонентами, вероятно, вызвано большим разбросом точек.

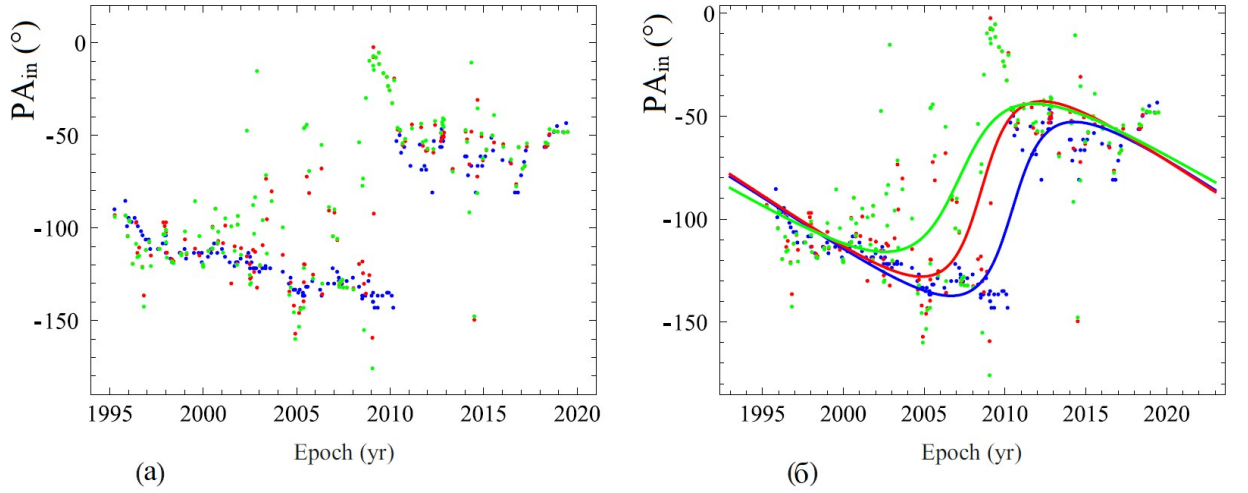


Рисунок 1.13 – Эволюция PA_{in} джета OJ 287. (а) Данные наблюдений. Синие точки соответствуют оценкам, полученным по линии хребта джета в пределах 0.025 mas от РСДБ-ядра, наблюдаемого на 15 ГГц . PA_{in} , найденный по ориентации большой оси РСДБ-ядра, моделируемого эллиптической Гауссианой в предположении одного (красный цвет) или двух (зеленый цвет) круговых гауссовых компонент, фитирующих излучение остального джета. (б) Аппроксимации наблюдаемых PA_{in} в рамках модели винтового джета. Цвета линий соответствуют цветам точек данных. Моделирование эволюции PA_{in} выполнено диссертантом в статье [A11].

Таблица 1.1. Параметры винтового джета, найденные из аппроксимации наблюдаемых изменений PA_{in} . Результат диссертанта из статьи [A11].

Параметр	PA_{in} (линия хребта)	PA_{in} (ядро + 1 компонент)	PA_{in} (ядро + 2 компонента)
θ_0/ξ	1.49 ± 0.04	1.48 ± 0.08	1.67 ± 0.12
T (года)	28.7 ± 1.1	28.3 ± 2.0	30.7 ± 3.2
PA_0 (°)	-95.0 ± 2.4	-85.4 ± 2.3	-80.0 ± 2.7
φ_0 (°)	348.0 ± 6.5	10.8 ± 11.6	31.4 ± 15.6
Качество подгонки:			
R^2	0.987	0.934	0.893
adjusted R^2	0.986	0.932	0.890

Для дальнейших вычислений мы используем $T_{\text{РА}} = 28.3$ года и $\theta_0/\xi = 1.5^\circ$. Анализ суммарных 15 ГГц РСДБ-данных нескольких сотен джетов АЯГ показал, что медианное значение угла полу-раствора конуса, внутри которого распространяются детали джета, $\xi = 1^\circ$ [33]. Тогда $\theta_0 = 1.5^\circ$, что согласуется с другими оценками угла джета с лучом зрения, выполненные на основе кинематики и долговременной переменности в радиодиапазоне [33, 81].

Обратим внимание на тот факт, что полученный $T_{\text{РА}}$, вызванный циклическим изменением φ компонента джета на фиксированном расстоянии от вершины конуса, согласуется с (квази)периодом радиоизлучения на сантиметровых длинах волн [76, 78, 79]. Следовательно, долговременная переменность в радиодиапазоне связана с винтовой формой джета. Поэтому изменение угла джета с лучом зрения, и, следовательно, δ , наиболее вероятная интерпретация 12-летних всплесков в оптическом диапазоне.

Как ранее отмечалось в Разделе 1.1, излучающая в оптическом диапазоне область находится выше по течению джета области, от которой приходит наблюдаемое радиоизлучение. Согласно формуле (1.20), при баллистическом движении компонентов без замедления, периоды переменности оптического и радиоизлучения должны совпадать. Так как этого не наблюдается, то компоненты двигаются под некоторым углом p к образующей конуса, что приводит к замедлению изменения φ на фиксированном расстоянии от вершины конуса при увеличении этого расстояния [A4]. Как следует из формулы (1.23), период изменения φ для компонентов джета, достигающих фиксированного расстояния от вершины конуса, выражается как:

$$T_{\text{var}} = \frac{2\pi r \sin \xi \cos p}{\beta c \sin(\rho - p)}. \quad (1.27)$$

Скорость компонентов $\beta = 0.9979$ мы оценили из максимальной видимой скорости $\beta_{\text{app}} = 15.31$ [5] по формуле (1.17). Максимальную видимую скорость использовали потому, что она хорошо соответствует скорости, найденной по задержкам во всплесках при уменьшении частоты наблюдения [82]. В таблице 1.2 собраны найденные параметры винтового джета блазара OJ 287.

Нерадиальное движение компонентов приводит к тому, что δ изменяется в более широком интервале, чем при баллистическом движении. Зависимость $\delta(\theta_0, \xi, p, \varphi)$ от φ при $\theta_0 = 1.5^\circ$, $\xi = 1^\circ$ и нескольких значений p приведена на Рисунке 1.14а. Для этого можно было бы выполнить подстановку выражений (1.14) – (1.16) в (1.1), но мы использовали альтернативное выражение для $\theta(p, \rho, \xi)$, вывод которого приведен в Приложении 1

$$\cos \theta = \cos p (\cos \xi \cos \theta_0 - \sin \xi \sin \theta_0 \cos \varphi) - \sin p \sin \theta_0 \sin \varphi. \quad (1.28)$$

Из Рисунка 1.14а видно, что максимальные величины δ достигаются при малом p . Например, $\delta_{\max} > 25$ достигается при $p < 3^\circ$, тогда как при $p = 5^\circ$ δ не превышает 16. Так как 12-летние оптические вспышки характеризуются большой амплитудой, то в рамках их интерпретации изменяющимся δ естественно предположить такое значение p , при котором выполняются следующие условия. Во-первых, $\delta(\varphi, p)$ достигает значения, близкого к максимальному. Во-вторых, как можно большее отношение максимально и минимально возможных δ . Этим условиям удовлетворяет $p = 2.5^\circ$ (Рисунок 1.14б).

Таблица 1.2. Параметры джета блазара ОJ 287 в модели винтового джета полученные диссертантом в работе [A11].

Параметр	Обозначение	Величина
Угол половинного раствора конуса	ξ	1°
Угол оси конуса с лучом зрения	θ_0	1.5°
Период переменности PA_{in}	T_{PA}	28.3 г.
Скорость компонента джета	β	0.9979
Угол вектора скорости с радиальной траекторией	p	2.5°
Угол между касательной к потоку джета и образующей конуса	ρ	10°

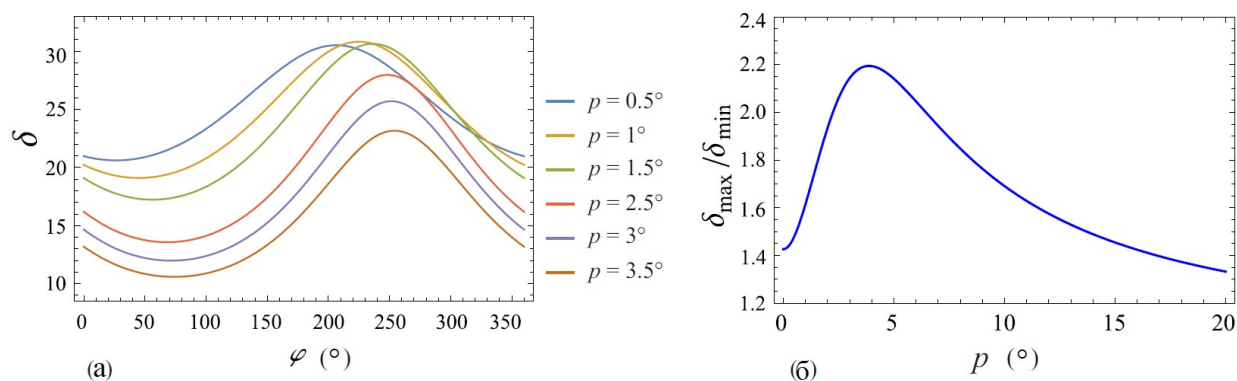


Рисунок 1.14 – Зависимость доплер-фактора от p . (а) δ в зависимости от φ при различных p . (б) Отношение максимального и минимального δ в зависимости от p . Вычисления выполнены диссертантом [A11].

Угол ρ между касательной к потоку джета и проведенной через эту же точку образующей конуса может быть найден из формулы (1.27) при известных T_{var} и r . Из

измерения астрометрического смещения РСДБ-ядра в зависимости от частоты наблюдения, выполненного в [29] находим

$$r = r_{15} \cos \rho, \quad (1.29)$$

где $r_{15} = \Omega_{rv} / (v \sin \theta)$ – расстояние РСДБ-ядра, наблюдаемого на 15.4 ГГц от истинного начала джета, $\Omega_{rv} < 4.18$ пк·ГГц – мера сдвига ядра, найденная в [29], v – частота наблюдения, θ – угол зрения джета, который в нашем случае соответствует θ_0 . Из (1.29) следует, что $r_{15} < 10.3$ пк. Для приблизительной оценки параметров из формулы (1.27) мы используем $r = 10$ пк. Так как PA_{in} определялся для части джета в пределах 0.1 mas от РСДБ-ядра, наблюдаемого на 15 ГГц, то $T_{var} = T_{PA}$. Зависимость $p(\rho)$, построенная согласно (1.27), приведена на Рисунке 1.15. Получено, что всегда $p < \rho$ и $\rho \approx 10^\circ$ при $p = 2.5^\circ$.

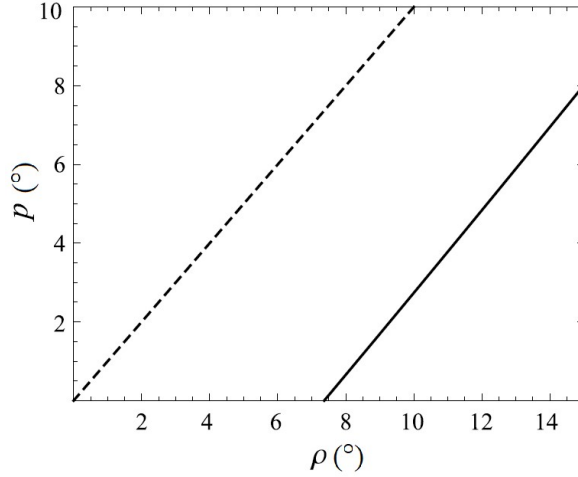


Рисунок 1.15 – Соотношение углов вектора скорости и локальной оси джета с лучом зрения, задаваемое формулой (1.27), (сплошная линия). Пунктирная линия соответствует $p = \rho$. Результат диссертанта из [A11].

1.5.2 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца

Выясним, возможно ли образование винтовой формы джета блазара OJ 287 с геометрическими параметрами, найденными в Разделе 1.5.1, вследствие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, развивающейся из-за различия в скоростях двух контактирующих сред, т.е. джета и окружающей среды.

Следуя [83], винтовая мода может быть представлена как волна, распространяющаяся под некоторым углом к оси конуса. Этот угол выражается как

$$\sin \rho = \frac{2\pi R}{\left[\lambda_{h, \text{obs}}^2 + (2\pi R)^2 \right]^{1/2}}, \quad (1.30)$$

где R – радиус джета. На основе численных моделирований, Харди [83] получил эмпирическое выражение для длины волны, при которой скорость роста возмущения для винтовой моды максимальное

$$\lambda_h = 1.6 M_j \eta^{-1/3} R^{-1}, \quad (1.31)$$

где M_j – число Маха в джете, η – отношение плотностей джета и окружающей среды. Точность оценки λ_h по формуле (1.31) составляет примерно 10% [83]. Длина винтовой волны в системе отсчета наблюдателя [84]

$$\lambda_{h, \text{obs}} = \lambda_h \frac{\sin \theta_0}{(1 - \beta_w \cos \theta_0)}, \quad (1.32)$$

где $\beta_w = \beta \cos p$ – скорость винтовой волны вдоль оси конуса. На Рисунке 1.16 показана зависимость $\eta(M_j)$ при найденных параметрах винтовой формы джета ОJ 287. Видно, что для образования подобного джета, набор параметров M_j и η находится в диапазоне адекватных значений.

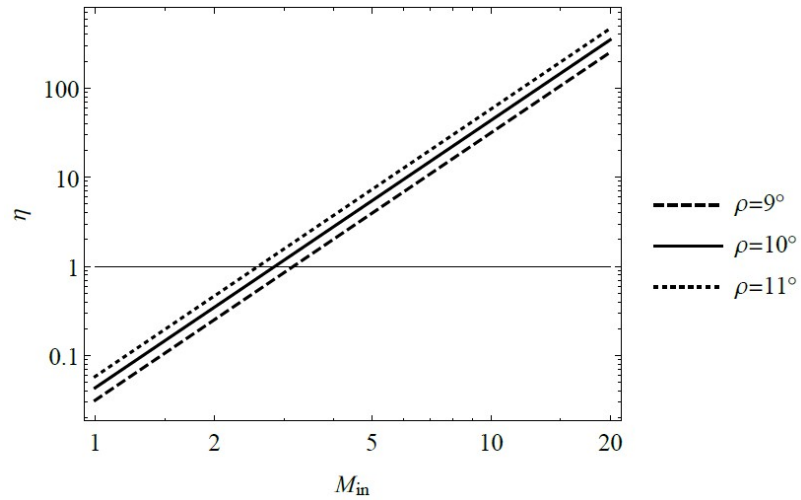


Рисунок 1.16 – Зависимость отношения плотностей джета и окружающей среды (η) от числа Маха в потоке джета. Горизонтальная линия отмечает $\eta=1$. Результат диссертанта из работы [A11].

Из формулы (1.24) следует, что различия в периодах переменности потока в оптическом диапазоне и изменения PA_{in} можно объяснить различным расстоянием от

вершины конуса до областей, ответственных за указанные величины. Тогда область, в которой производится наблюдаемое оптическое излучение, расположена на расстоянии

$$r_{\text{opt}} = r_{15} \frac{T_{\text{opt}}}{T_{\text{PA}}} \approx 4.2 \text{ пк} \quad (1.33)$$

от вершины конуса. Эта величина представляется достаточно большой, $\approx 6 \cdot 10^4$ гравитационных радиусов для ЧД массой в 10^9 масс Солнца M_{\odot} . Однако напомним, что положение вершины конуса не связано ни с ЧД, ни с истинным началом джета. Более того, вблизи начала джета, форма потока может быть параболической [85, 86]. Переход к конической форме происходит на расстояниях в $10^5 - 10^6$ гравитационных радиусов [50, 87]. Учитывая вышесказанное, величина r_{opt} может быть уменьшена. Но это не изменит интерпретации различия в периодах переменности наблюдаемых величин вследствие пространственного разделения ассоциируемых с ними областей. Части джета, находящиеся на различном r и имеющие различный ϕ , вызывают изменения в δ и PA_{in} , происходящие с различной скоростью при неизменных других кинематических и геометрических параметрах модели винтового джета.

1.5.3 Прецессия винтового джета

В предыдущем разделе показано, что 12-летние вспышки в оптическом диапазоне наиболее вероятно образуются из-за периодического изменения δ вследствие винтовой формы джета и нерадиального движения его компонент. В рамках этого предположения выясним причины, приводящие к тому, что пиковый поток 12-летних оптических вспышек различный.

В соответствии с выражением (1.2), наибольший поток во время 12-летней вспышки достигается при максимальном δ , которому соответствует фиксированное значение ϕ . Подставив (1.28) в выражение (1.1), нашли значения азимутального угла, при которых функция $\delta(\phi)$ будет иметь экстремумы

$$\phi_{\text{extr}} = \arctg\left(\frac{\tg p}{\sin \xi}\right) + \pi n, \quad (1.34)$$

где $n = 0$ и $n = 1$ соответствуют минимальному δ_{min} и максимальному δ_{max} доплер-фактору. Из (1.34) следует, что при постоянных p и ξ , значения δ_{max} и δ_{min} неизменны и достигаются при фиксированных ϕ_{max} и ϕ_{min} , соответственно.

Если плотность потока в системе отсчета джета постоянная, то пиковый поток в системе отсчета наблюдателя должен быть постоянным для всех вспышек. Различие может

быть вызвано либо внутренними изменениями в джете, либо изменением угла оси конуса с лучом зрения. В первом случае отношение потоков при φ_{\max} и φ_{\min} должно быть неизменным в разные эпохи 12-летних вспышек. Но отличие наблюдаемого потока в интервалах между вспышками незначительное [66]. Для соответствия с наблюдаемой кривой блеска необходимо, чтобы плотность потока в системе отсчета джета возрастала исключительно в те времена, когда δ для земного наблюдателя близок к минимальным значениям. Эта ситуация физически необоснованная.

Наиболее вероятное объяснение наблюдаемому различию пиковых потоков 12-летних вспышек дает предположение об изменении θ_0 , вызванное, например, прецессией джета. Схема прецессии винтового джета представлена на Рисунке 1.17. При этом θ_0 изменяется как

$$\cos \theta_0(\varphi_p) = \cos \xi_p \cos \theta_p - \sin \xi_p \sin \theta_p \cos \varphi_p, \quad (1.35)$$

где φ_p – азимутальный угол прецессии, ξ_p – угол полураствора конуса прецессии, θ_p – угол между осью конуса прецессии и лучом зрения.

Предполагая, что плотность потока в системе отсчета источника постоянная, из (1.2) следует

$$\frac{\delta_{\max}(\varphi_{\max}, \theta_0, p, \xi)}{\delta_{\min}(\varphi_{\min}, \theta_0, p, \xi)} = \left(\frac{F_{\max}}{F_{\min}} \right)^{1/(2+\alpha)}. \quad (1.36)$$

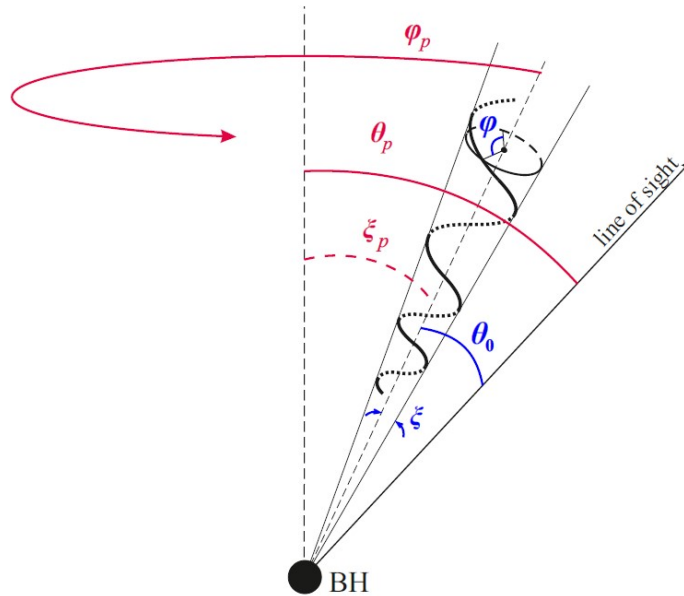


Рисунок 1.17 – Схема прецессирующего винтового джета. Геометрические параметры джета и прецессии оси винтовой линии отмечены синим и красным цветами, соответственно. Предположение высказано диссертантом с работе [A11].

Таблица 1.3. Данные наблюдений [66, 70] и полученная эволюция значений углов между осью конуса и лучом зрения. Столбцы содержат: (1) приблизительная дата 12-летней вспышки; (2) максимальный поток; (3) средний минимальный поток после соответствующей вспышки; (4) полученные диссертантом в [А11] значения θ_0 .

Год (1)	F_{\max} , мЯн (2)	F_{\min} , мЯн (3)	θ_0 , °
1912	40	3	1.9
1932	13	3	1.0
1947	23	2	1.7
1958	30	2	2.0
1972	55	2	2.6
1983	32	1	2.8
1996	11	1	1.7
2006	14	1	1.9
2016	17	2	1.5

Подставив в (1.36) выражения для δ (1.1) и для θ (1.28), в котором φ_{\max} , φ_{\min} и θ_0 задаются формулами (1.34) и (1.35), соответственно, решили уравнение (1.36) по отношению к θ_0

$$\theta_0 = \arcsin\left(\frac{k_3}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}}\right) - \arccos\left(\frac{k_1}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}}\right), \quad (1.37)$$

где

$$k_1 = \beta \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta_{\min}} + 1 \right) (-\sin p \sin \varphi_{\max} - \cos p \sin \xi \cos \varphi_{\max}),$$

$$k_2 = \beta \cos p \cos \xi \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta_{\min}} - 1 \right),$$

$$k_3 = \left(\frac{\delta_{\max}}{\delta_{\min}} - 1 \right).$$

При этом было учтено, что $\varphi_{\min} = \varphi_{\max} - \pi$ для φ от 0 до 2π . В Таблице 1.3 указаны наблюдаемые потоки и полученные θ_0 для 12-летних вспышек. Аппроксимируя последние

выражением (1.35), было получено $\theta_p = 1.8^\circ$, $\xi_p = 0.7^\circ$ и период прецессии в системе отсчета наблюдателя $T_p = 92 \pm 8$ лет. Зависимость θ_0 от времени представлена на Рисунке 1.18.

Чтобы найти период прецессии в системе отсчета источника T'_p , необходимо не только учесть космологическое изменение времени, но и то, что временной интервал в системе отсчета источника $t' = \delta t$. Так как δ варьируется в широком интервале (см. Рисунок 1.14а), то период прецессии был разделен на равные временные интервалы в системе отсчета источника. Предполагая равномерное в системе отсчета источника изменение φ_p и то, что φ_p изменяется в 7 раз медленнее, чем φ (см. Рисунок 1.18), то за временной интервал было взято время, за которое φ_p изменится на 1° . Тогда период прецессии в системе отсчета источника

$$T'_p = \frac{T_p}{(1+z) \sum_{i=1}^{360} \frac{1}{360 \delta_i}}, \quad (1.38)$$

где δ_i – доплер-фактор в конце временного интервала. Из (1.38) получили $T'_p \approx 1.2 \cdot 10^3$ лет.

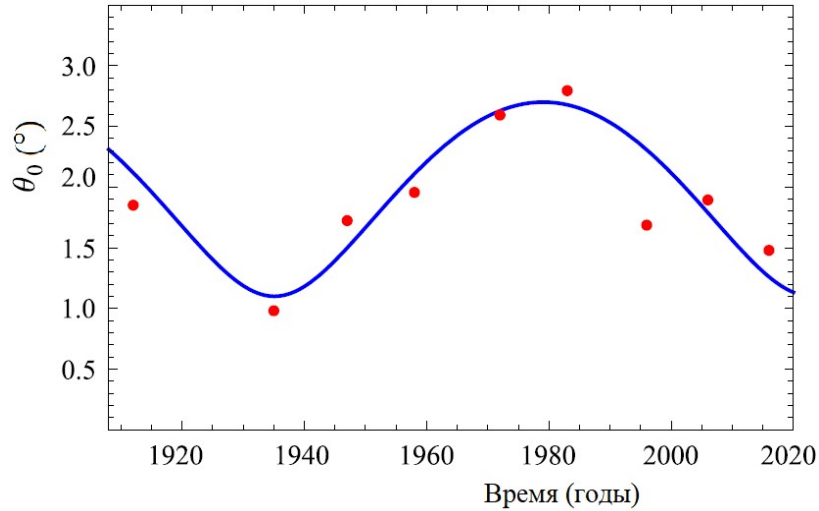


Рисунок 1.18 – Прецессионные изменение угла оси винтовой линии джета с лучом зрения. Результат диссертанта из статьи [A11].

Для моделирования кривой блеска, учитывающей прецессию винтового джета, выражение для θ_0 из (1.35) подставили в (1.28). Согласно (1.34) во время вспышки $\varphi_{\max} = 248.2^\circ$. Дополнительно используя данные из Таблицы 1.3, по формуле (1.35) был определен азимутальный угол прецессионного движения $\varphi_p = 15.4^\circ$. Скорость изменения φ_p примерно 1.5° за 5 лет в системе отсчета источника. Поток, задаваемый выражением (1.2)

был нормирована на пиковый для вспышки 1983 г. На Рисунке 1.19 модельная кривая блеска приведена совместно с данными наблюдений, взятыми из опубликованных источников [64, 66], и с архивными данными Крымской астрофизической обсерватории. Начиная с 1940 г. данные наблюдений хорошо согласуются с модельной кривой блеска. Некоторая разница в пиковых значениях потока может быть вызвана небольшими внутренними в источнике изменениями потока по сравнению с 1983 г. или незначительным отклонением реальной формы струи от модельных параметров. Кривую блеска в радиодиапазоне мы не моделируем потому, что в ней нет выделяющихся максимумов и, следовательно, затруднительно найти опорную точку, для которой можно было бы надежно определить ϕ и ϕ_r для области, от которой приходит наблюдаемое радиоизлучение и которая пространственно отделена от области, ответственной за наблюдаемое излучение на оптических частотах. Отсутствие выделяющихся максимумов в кривой блеска в радиодиапазоне указывает на то, что излучающая область значительно более протяженная, чем область генерации наблюдаемого оптического излучения. Различие в размерах естественным образом могут быть объяснены в терминах временной шкалы охлаждения излучающих электронов

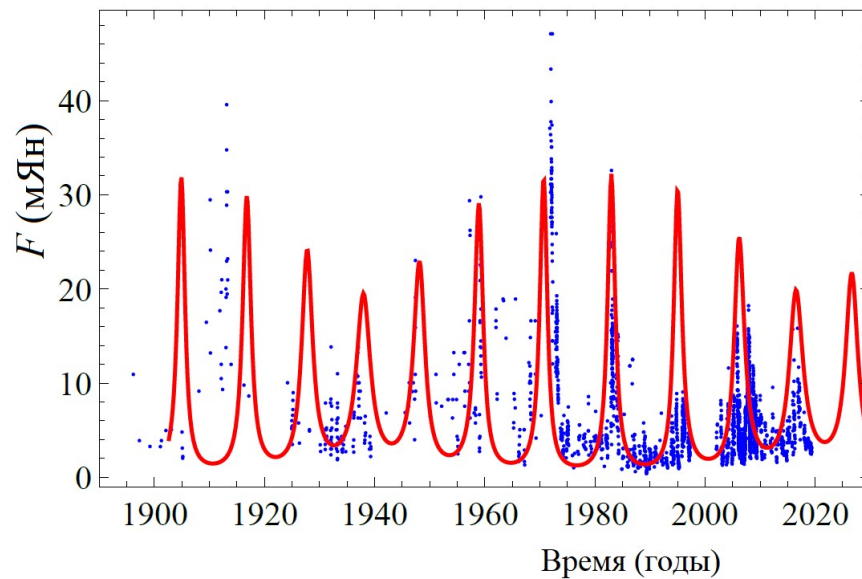


Рисунок 1.19 – Долговременная кривая блеска блазара OJ 287 в оптическом диапазоне. Представлены данные наблюдений и их аппроксимация в рамках модели прецессирующего винтового джета. Моделирование кривой блеска выполнено диссертантом в работе [A11] на основе собственных предположений о джете.

Проверим, может ли найденный период T'_p соответствовать прецессии Лензе-Тирринга в системе одиночной сверхмассивной ЧД. Как указывалось Лю [88], ЧД и

внутренняя часть аккреционного диска прецессирует из-за несовпадения осей вращения ЧД и внешней части аккреционного диска. Период этой прецессии в годах выражается как [88]

$$T'_p = 10^{9.25} \alpha_{\text{BH}}^{5/7} \alpha_{\text{vis}}^{48/35} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_\odot} \right) \left(\frac{\dot{M}_{\text{BH}}}{10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{-6/5}, \quad (1.39)$$

где α_{BH} – безразмерный параметр, выражающий спин ЧД, α_{vis} – параметр вязкости, M_{BH} и \dot{M}_{BH} – масса ЧД и скорость аккреции, соответственно. С использованием скорости аккреции \dot{m} в Эддингтоновских единицах, выражение (1.39) принимает вид

$$T'_p = 10^{6.43} \alpha_{\text{BH}}^{5/7} \alpha_{\text{vis}}^{48/35} \dot{m}^{-6/5} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_\odot} \right)^{-1/5}, \quad (1.40)$$

где T'_p выражается в годах. Подставляя найденное значение периода в (1.40), построена зависимость $\alpha_{\text{BH}}(\alpha_{\text{vis}})$ при различных M_{BH} и \dot{M}_{BH} (Рисунок 1.20). Диапазон рассматриваемых M_{BH} достаточно большой. Оценки масс ЧД для объектов типа BL Lac, к которым относится OJ 287, выполненные по данным наблюдений в различных спектральных диапазонах, дают величины в $\sim (10^8 - 10^9) M_\odot$ (см. [73, 74] и ссылки в них). Альтернативно, Валтонен и др. [70] в предположении двойной ЧД в центре OJ 287 получили оценку массы главного компонента в $\sim 10^{10} M_\odot$. Эта оценка массы модельно зависимая, но была взята в качестве верхнего предела. Скорость аккреции рассматривалась в интервале $\dot{m} = 0.001 - 0.1$, в соответствии с величинами, указанными в работе [89, 90]. Как видно из Рисунка 1.19, на $\alpha_{\text{BH}}(\alpha_{\text{vis}})$ больше оказывает значение \dot{m} , чем M_{BH} . Получено, что прецессия медленно вращающейся ЧД с большой скоростью аккреции и малой вязкостью, которая подтверждается наблюдениями [91], может происходить с найденным нами периодом T'_p . В рассмотренном случае джет образуется механизмом Блендфорда-Знайека [92].

С другой стороны, если джет формируется механизмом Блендфорда-Пейна [93], то прецессия происходит во внешних частях аккреционного диска. Тогда период в днях равен [94]

$$T'_p = 0.18 \left(\frac{1}{\alpha_{\text{BH}}} \right) \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \right) \left(\frac{r}{r_g} \right)^3, \quad (1.41)$$

где r – радиальное расстояние прецессирующей части аккреционного диска от ЧД, r_g – гравитационный радиус ЧД. Из (1.41) следует, что при $\alpha_{\text{BH}} = 0.01 - 1$, прецессия областей аккреционного диска с найденным периодом в 1200 лет происходит на приемлемых для

механизма Блендфорда-Пейна [93] расстояниях $(30-300)r_g$ от ЧД массой $M_{\text{BH}} = (10^8 - 10^{10})M_{\odot}$.

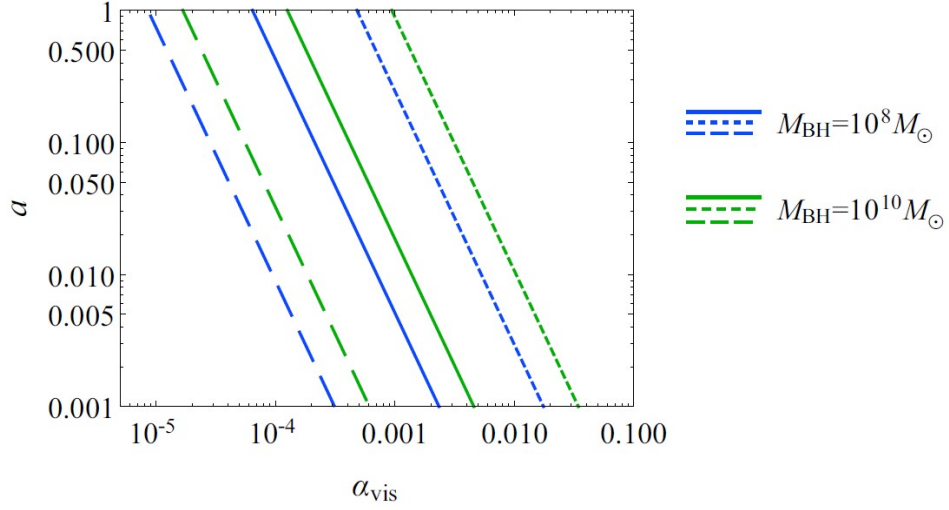


Рисунок 1.20 – Соотношение между параметрами α_{BH} и α_{vis} при различных M_{BH} и \dot{m} для периода прецессии ЧД и внутренней части аккреционного диска в $T'_p \approx 1.2 \cdot 10^3$ лет.

Таким образом, прецессией винтового джета могут быть объяснены изменения минимальных и максимальных потоков в различные 12-летние оптические вспышки, а также вариация временного интервала между ними.

1.5.4. Оптическая переменность блазара OJ 287

Для анализа оптической переменности блазара OJ 287 мы собрали публично доступные данные наблюдений в фотометрической полосе V за последние 50 лет. Данные были взяты из баз данных AAVSO, BAA, ASAS-SN, CRTS, SMARTS и дополнены данными длительного мониторинга OJ 287, выполненного с помощью телескопа АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории РАН с февраля 2002 по декабрь 2022. В данных с отсутствующей коррекцией на межзвездное поглощение, были выполнены соответствующие поправки с коэффициентом $A_V = 0.077$. Переход к плотности потока был выполнен по формулам в работе [95]. На кривой блеска OJ 287 (Рисунок 1.21) до 2000 г. с интервалом примерно в 12 лет проявляются сильные вспышки, амплитуда которых уменьшается. С 2000х вспышечные события переменности происходят нерегулярно с меньшей амплитудой и временным разделением. Ориентируясь на квазипериодичность, были выделены эпизоды переменности ассоциирующиеся с 12-летней квазипериодичностью. Другие эпизоды

переменности со сравнимой амплитудой были обозначены как «события». В 2016-2017 годах в ОJ 287 происходила сильная вспышка, которая была нами классифицирована как вторая субвспышка 12-летней вспышки. Отметим, что эта вспышка не была предсказана в рамках сценария компактной двойной системы сверхмассивных ЧД.

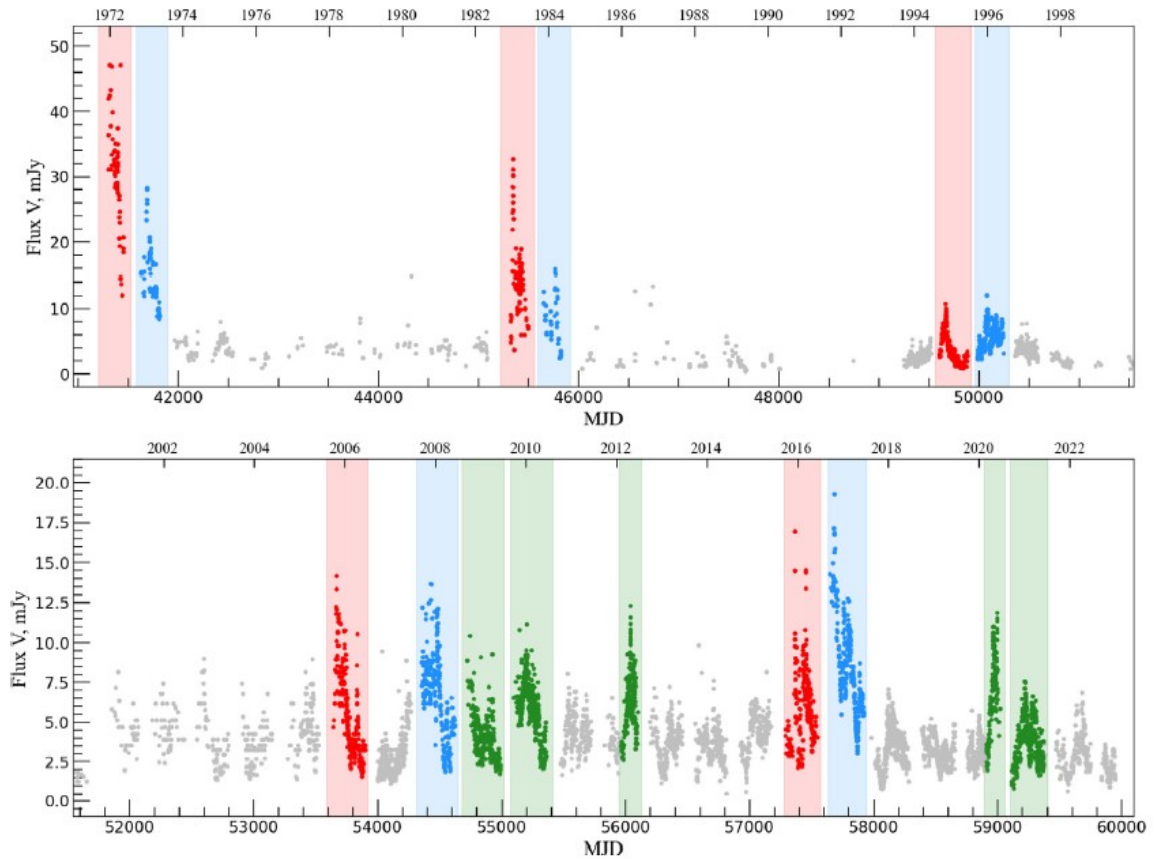


Рисунок 1.21 – Кривая блеска блазара ОJ 287 в полосе V. Красным, синим и зеленым цветом отмечены точки данных и временные интервалы, относящиеся к первой и второй субвспышкам 12-летней квазипериодичности и к событиям переменности, соответственно. График построен Горбачевым М.А. в статье [A17] на основе опубликованных данных и наблюдений, выполненных в КрАО РАН, в том числе и диссертантом с 2015 по 2017 гг.

Полагая, что 12-летняя квазипериодичность вызвана изменением доплер-фактора джета, а субвспышки формируют две излучающие в оптическом диапазоне области джета [A17], последовательно достигающие максимального доплер-фактора, то можно оценить геометрические параметры в модели винтового джета [A3]. Мы полагаем, что области, ответственные за субвспышки, находятся на фиксированном расстоянии от истинного начала джета по следующим причинам. Во-первых, потери энергии электронами на излучение

пропорциональны квадрату их энергии, поэтому высокоэнергетические электроны, производящие синхротронное излучение в оптическом диапазоне, распространяются относительно недалеко от области их ускорения. Во-вторых, в РСДБ-данных обнаруживаются детали джета, расстояние которых от видимого начала струи остается примерно постоянным [76, 97]. Эти области достигают максимального доплер-фактора при фиксированном азимутальном угле $\varphi_{sf} = \arctg(\tg p / \sin \xi) + \pi$ [A11]. Тогда разница азимутальных углов этих областей равна $\Delta\varphi = 2\pi\Delta t/12$, где интервал между субвспышками $\Delta t = 1.5 \pm 0.5$ лет. Из формулы (1.23) и простых геометрических преобразований следует, что

$$\tg \rho = \Delta\varphi r \sin \xi / (\beta c \Delta t \cos p) + \tg p, \quad (1.42)$$

где $r = 4.2$ пк – расстояние от вершины конуса [A11]. На Рисунке 1.22 проводится сравнение зависимостей $\rho(p)$, полученных по РСДБ- и оптическим данным. Видно хорошее соответствие между параметрами, определенными по оптическому излучению и связанными с областью вблизи истинного начала струи, с параметрами, найденными по 15 ГГц РСДБ-данным для части джета, расположенной несколькими парсеками ниже по течению струи. Этот факт подтверждает сделанное в пункте 1.5.3 предположение, что 12-летние вспышки образуются за счет периодического изменения доплер-фактора области, излучающей в оптическом диапазоне, из-за винтовой формы джета, образованной неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца [A11].

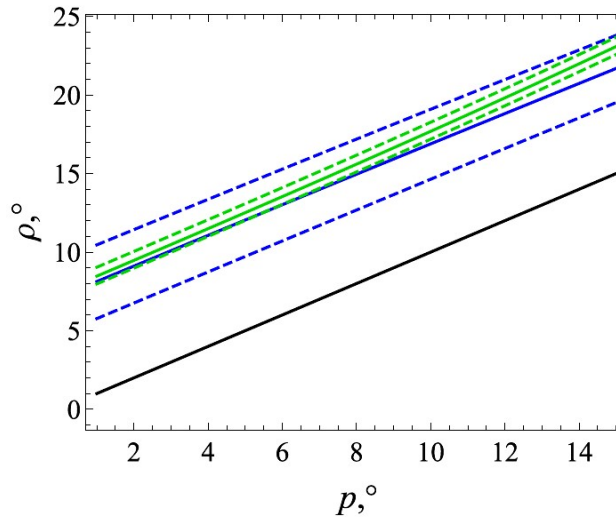


Рисунок 1.22 – Связь параметров джета блазара ОJ 287 в рамках модели винтового джета с нерадиальным движением компонентов. Синий и зеленый цвета обозначают величины, полученные по оптическим и РСДБ-данным, соответственно. Черная линия отмечает равенство ρ и p . Личный результат диссертанта из работы [A17].

Глава 2. Моделирование свойств поляризации парсековых джетов

Результаты, представленные в Главе 2, основаны на работах [A15, A16]. Личный вклад диссертанта в них указан во Введении.

Результаты длительного мониторинга ≈ 450 джетов АЯГ, выполненного в рамках программы MOJAVE [6, 7, 33], и предположения о винтовой форме парсековых джетов блазаров S5 0716+714 [A3, A4] и OJ 287 [A11], успешно давшие интерпретацию различных наблюдаемых свойств, указывают на необходимость отказаться от прямолинейного и радиально движущегося джета при моделировании свойств релятивистских струй. Изменение δ в зависимости от расстояния от РСДБ-ядра, оказывают влияние не только на общий поток излучения джета, но и на детектируемую поляризацию [97].

Исследование поляризационных данных важно тем, что они могут дать представления о магнитном поле джета, оказав существенное продвижение в понимании формирования и эволюции релятивистских струй АЯГ, так как магнитное поле играет в этих процессах важную роль [92, 93, 98, 99]. Пушкаревым с соавторами [100] из анализа данных линейной поляризации, наблюдаемой на 15 ГГц для более 450 АЯГ как минимум в 5 эпохах получено, что степень поляризации

$$m = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} = \frac{P}{I} \quad (2.1)$$

(где Q , U и I – параметры Стокса, P – интенсивность поляризованного излучения) систематически возрастает к краям джета. Этот факт, указывающий на присутствие общего по джету (глобального) магнитного поля, позднее был подтвержден при анализе суммарных за все эпохи радио-карт для каждого из объектов [101], что позволило достичь более полное поперечное покрытие джета в поляризации в отличие от разрозненной структуры, детектируемой на одноэпоховых картах, имеющих ограниченную чувствительность. Винтовая конфигурация магнитного поля может создать провал в m вблизи оси джета из-за частичной компенсации поляризации, происходящей в областях с различным направлением магнитного поля [100]. Возникновение азимутальной компоненты магнитного поля, необходимой для удержания джета, естественно ожидать вследствие вращения аккреционного диска или ЧД [98, 99]. Получены многочисленные аргументы существования винтового магнитного поля на основе измерений градиента фарадеевского вращения поперек джета [102 – 104].

С другой стороны, была предложена топология магнитного поля «канал-оболочка» [105]. А именно, тороидальное магнитное поле в центральном канале окружено оболочкой,

пронизанной продольным полем. Было получено несколько наблюдательных подтверждений этого сценария [106,107]. Отмечалось, что плазма в оболочке может иметь меньшую скорость, чем в канале из-за взаимодействия с окружающей средой [105, 108]. Уменьшение скорости потока джета к краям было получено как в аналитических моделях (см., например, [86]), так и из анализа данных наблюдений джета ближайшей АЯГ М 87 [8].

Поэтому при моделировании свойств поляризации в джетах, имеющих винтовую форму, рассматривались две конфигурации магнитного поля: винтовое и структура «канал-оболочка». Подчеркнем, что в отличие от всех существующих результатов моделирования свойств поляризации, нами было впервые учтено, что ось компонента джета, его траектория и радиальное направление не совпадают [A16].

Для того чтобы при сравнении теоретических моделей с наблюдениями избежать сложностей, вызванных неизвестным характером изменений физических условий вдоль джетов АЯГ, мы моделировали поперечное распределение свойств поляризации. Сравнение проводилось с суммарными картами по источникам, так как они отличаются высокой чувствительностью. Для сравнения выбирались области джетов, удаленные от оптически толстого РСДБ-ядра, и для которых измеренное фарадеевское вращение мало [109].

2.1 Описание моделирования

Параметры Стокса, учитывающие релятивистские эффекты, выражаются как [97]

$$\begin{aligned} I &= \frac{s+7/3}{s+1} A \int dn \cdot |B' \sin \chi'|^{(s+1)/2}, \\ Q &= A \int dn \cdot |B' \sin \chi'|^{(s+1)/2} \cos 2\tilde{\chi}, \\ U &= A \int dn \cdot |B' \sin \chi'|^{(s+1)/2} \sin 2\tilde{\chi}, \\ V &= 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где

$$A = \frac{\kappa(v)}{D_L^2 (1+z)^{2+(s-1)/2}} \cdot K_e \delta^{2+(s-1)/2}, \quad (2.3)$$

D_L и z – фотометрическое расстояние и красное смещение объекта, B' и χ' – напряженность магнитного поля и его угол с лучом зрения, соответственно, $\tilde{\chi}$ – наблюдаемый угол между направлением электрического вектора (EV) в волне и опорным направлением, $\delta = \{\Gamma[1 - (\hat{n}, \beta)]\}^{-1}$ – доплер-фактор, $\hat{n} = \{\sin \theta_p, 0, \cos \theta_p\}$ – единичный вектор в направлении луча зрения, β – вектор скорости компонента джета. Здесь и далее шляпка над вектором

означает единичный вектор в заданном направлении, а штрих – систему отсчета источника. В выражении (2.3) коэффициент излучения равен

$$\kappa(\nu) = \frac{\sqrt{3}}{4} \Gamma_E \left(\frac{3s-1}{12} \right) \Gamma_E \left(\frac{3s+7}{12} \right) \frac{e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{2\pi m_e^3 c^5} \right)^{(s-1)/2} \nu^{-(s-1)/2}, \quad (2.4)$$

где e и m_e – заряд и масса покоя электрона, соответственно, s – спектральный индекс энергетического электронного распределения $N(E) \propto E^{-s}$, Γ_E – гамма-функция Эйлера, ν – частота наблюдений.

Диссертантом лично проведено моделирование, в ходе которого выражение (2.2) интегрировалось вдоль луча зрения, т.е. по $dn = dx/\sin \theta_p$ в диапазоне от $-\sqrt{1-h^2}$ до $\sqrt{1-h^2}$, где h – расстояние между лучом зрения и проекцией джета на картинную плоскость.

При задании магнитного поля был учтен квадратичный спад напряженности с расстоянием от локальной оси джета

$$\mathbf{B}' = \frac{10}{1 + \sqrt{x^2 + y^2}} \begin{Bmatrix} -\sin \psi' \sin [\phi(x, y)] \\ \sin \psi' \cos [\phi(x, y)] \\ \cos \psi' \end{Bmatrix}, \quad (2.5)$$

где $\phi(x, y)$ – азимутальный угол в цилиндрической системе координат, ось z которой направлена вдоль локальной оси компонента джета.

Угол χ' мы находили по формуле

$$\cos \chi' = (\hat{\mathbf{n}}', \hat{\mathbf{B}}'), \quad (2.6)$$

где

$$\hat{\mathbf{n}}' = \frac{\hat{\mathbf{n}} + \Gamma \beta \left[\frac{\Gamma}{\Gamma + 1} (\hat{\mathbf{n}}, \beta) - 1 \right]}{\Gamma}. \quad (2.7)$$

Угол $\tilde{\chi}$ находили из выражений

$$\begin{aligned} \sin \tilde{\chi} &= (\hat{\mathbf{e}}, \mathbf{l}), \\ \cos \tilde{\chi} &= (\hat{\mathbf{e}}, [\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{l}]), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $\mathbf{l} = \{0, 1, 0\}$ – вектор, ортогональный к плоскости, содержащей луч зрения и опорное направление, $\hat{\mathbf{e}}$ – единичный вектор в направлении EV, определяемый формулами

$$\hat{e} = \frac{[\hat{n}, q']}{\sqrt{q'^2 - (\hat{n}, q)^2}}, \quad (2.9)$$

$$q' = \hat{B}' + [\hat{n}, [\beta, \hat{B}']] - \frac{\Gamma}{1+\Gamma} (\hat{B}', \beta) \beta.$$

Для того, чтобы воспользоваться выражениями (2.2) – (2.9), необходимо было найти вектор скорости компонента джета, что и было выполнено диссертантом лично и описано в работе [A16].

Рассмотрим схему с обозначенными параметрами модели для одного компонента винтового джета (Рисунок 2.1а). Ввели правостороннюю систему координат таким образом, чтобы ось z совпадала с локальной осью джета (а, следовательно, соответствует касательной к винтовому джету в данной точке). Ось x расположили таким образом, чтобы \hat{n} находился в плоскости x - z , а ось y была параллельна картинной плоскости. Для разных компонентов джета углы оси джета и вектора скорости с лучом зрения (θ_ρ и θ_p , соответственно) различны. Подчеркнем, что в данном моделировании впервые вводится различие этих углов. Значения θ_ρ и θ_p определяются формулами (1.14) – (1.16), только в первом случае вместо p подставляется ρ .

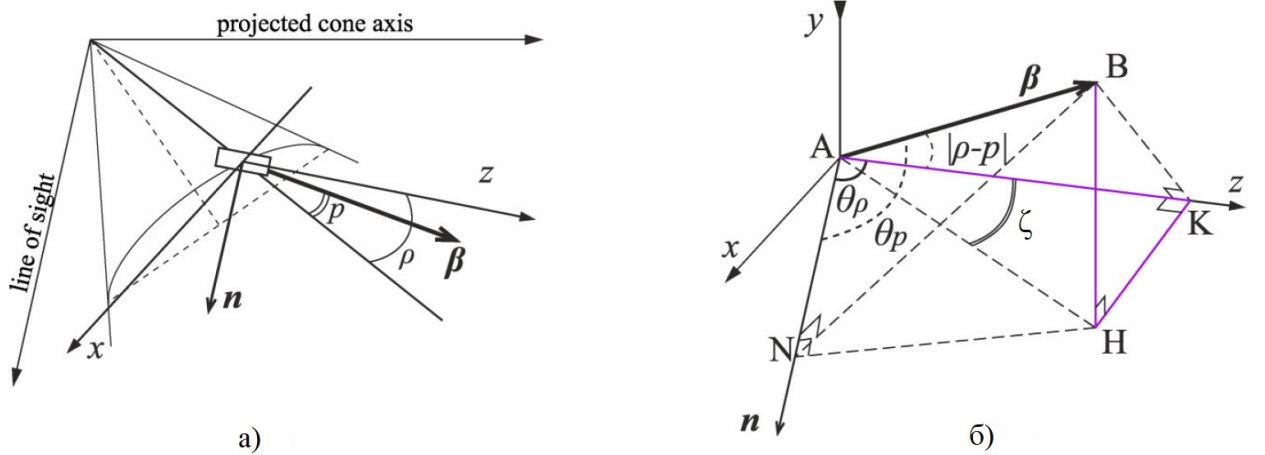


Рисунок 2.1 – Схема системы координат, ассоциированной с отдельным компонентом джета, с проиллюстрированными параметрами модели. (а) – Общий вид. Компонент джета представлен прямоугольником на поверхности воображаемого конуса. n – луч зрения, лежащий в плоскости x - z . (б) – Подробная схема для β и его компонент (отмечены цветом). Результат диссертанта из статьи [A16].

При нахождении β руководствовались схемой, представленной на Рисунке 2.1б. Ввели вспомогательный угол ζ . Угол $\angle BAK = |\rho - p|$, так как локальная ось джета, β и

образующая конуса, проходящая через данный компонент, лежат в одной плоскости из-за того, что расстояние компонента от вершины конуса много больше расстояния, проходимого компонентом за единичный интервал времени. Мы нашли β_x и β_y из треугольников АВК и АНК, а β_z – из треугольников ВНК и АВК:

$$\begin{aligned}\beta_x &= \beta \cos(\rho - p) \operatorname{tg} \zeta, \\ \beta_y &= -\beta \sqrt{\sin^2(\rho - p) - \cos^2(\rho - p)} \operatorname{tg}^2 \zeta, \\ \beta_z &= \beta \cos(\rho - p).\end{aligned}\tag{2.10}$$

Тангенс вспомогательного угла ζ находится из сравнения выражения для АН, полученных из треугольников АНН и АНК и равен:

$$\operatorname{tg} \zeta = \frac{\cos \theta_p - \cos(\rho - p) \cos \theta_p}{\cos(\rho - p) \sin \theta_p}.\tag{2.11}$$

При моделировании свойств поляризации мы использовали геометрические параметры, соответствующие результатам долговременных РСДБ-наблюдений [6, 7, 32, 33, 50]. Существует большая неопределенность в выборе значений ρ . Для уменьшения свободных параметров модели и возможности сравнения полученных результатов между собой, мы выбрали ρ кратным p и $\rho < 90^\circ$.

Конфигурации винтового магнитного поля мы рассматриваем от продольного ($\psi' = 0^\circ$) до тороидального ($\psi' = 90^\circ$). Для параметризации топологии «канал-оболочка», использовали поперечное расстояние от локальной оси джета R_t , внутри которого тороидальное магнитное поле, а снаружи – продольное. Также рассмотрели случаи различной скорости оболочки, как равную скорости центрального канала, так и меньшую. Используемые параметры перечислены в Таблице 2.1.

Таким образом, моделирование реализовано для 528 и 990 наборов параметров для винтового магнитного поля и структуры «канал-оболочка», соответственно. Для каждого набора параметров вычисления проводились при ϕ , изменяющимся от 1° до 351° с шагом в 10° . Изменения δ происходили из-за изменений ϕ (см. формулы (1.1) и (1.14)) в интервалах, которые различные для каждого набора параметров. Дополнительно, в реальных джетах собственная интенсивность уменьшается с удалением от РСДБ-ядра из-за энергетических потерь. Поэтому для того, чтобы привязаться к наблюдаемой интенсивности в каждом отдельном джете, интервал изменений δ был разделен на три части, включающие в себя малые, средние и большие значения. При вычислениях параметров Стокса, мы интегрировали по лучу зрения в 61 равноотстоящей точки, находящихся на поперечном срезе джета в картинной плоскости при значениях y от -0.9 до 0.9 с шагом 0.03 . Для адекватного сопоставления теоретических и наблюдаемых распределений свойств поляризации, первые

были свернуты с одномерной гауссианой, имеющей FWHM, равный одной третьей ширины джета. Одномерная свертка была использована по следующим причинам. Во-первых, изменения формы поперечных распределений при изменении ϕ проходят плавно. Во-вторых, при построении поперечных распределений был использован шаг по ϕ в 10° , который при различном угле закрутки вещества в джете ρ соответствует различному расстоянию и, например, при длине джета в 10 раз превышающей его ширину, круговая двумерная гауссиана с указанным FWHM захватывала бы только 2 модельных распределения. Точки на итоговых поперечных распределениях свойств поляризации, полученные для компонента джета, имеющего соответствующий δ , имеют различный цвет. А именно, красный, зеленый и синий цвета относятся к высоким, средним и низким значениям δ , соответственно, которые достигаются при данном наборе параметров.

Таблица 2.1 – Сетка значений параметров модели, составленная диссертантом совместно с соавтором работы [A16].

Геометрия джета и кинематика						Количество наборов
	$\xi, ^\circ$	$\theta_0, ^\circ$	$p, ^\circ$	$\rho, ^\circ$	β	
Линейный	1	2, 5, 10	0	0	0.995	3
Винтовой	1	2, 5, 10	2, 3, 5, 10	$\{1, 2, 3, 5, 15, 25\} \cdot p; \rho < 90^\circ$	0.995	63
Конфигурация магнитного поля						
Винтовая			$\psi' = 0, 10, 25, 45, 55, 65, 75, 90^\circ$			8
«Канал-оболочка»			$R < R_t, \psi' = 90^\circ$			15
			$R > R_t, \psi' = 0^\circ$			
			$R_t = 0.25, 0.33, 0.5, 0.7, 0.9$ радиусов джета			
			скорость оболочки: $\beta_s = 0.995, 0.95, 0.745$			

Итоговые поперечные распределения свойств поляризации представляют собой суммарные распределения, полученные при различных значениях ϕ для каждого набора параметров. Поэтому эти графики можно сравнивать как с одноэпоховыми поперечными распределениями свойств поляризации, построенными для срезов на различных расстояниях от ядра, так и с распределениями, полученными в пределах некоторого фиксированного интервала расстояний на суммарных многоэпоховых картах. Последнее верно потому, что за

суммируемые эпохи через фиксированный интервал расстояний от ядра проходили детали джета, характеризующиеся различным азимутальным углом. Мы отдаем предпочтение суммарным картам при сравнении результатов моделирования, так как эти карты имеют большую чувствительность, чем одноэпоховые.

В основном m показывает U-образный профиль поперечного распределения, т.е. низкие значения вблизи оси джета и рост поляризации к краям [100, 101]. В некоторых случаях наблюдается W-образный профиль распределения m , например, для BL Lac и TXS 1611+343 [101]. Поперечные распределения поляризованной интенсивности P имеют один или два пика, смещенных относительно линии хребта джета, построенной в полной интенсивности I . Направления EV относительно локальной оси джета имеют несколько типичных распределений. А именно, продольное оси джета, поперечное и продольное вблизи оси джета с поперечным на краях (так называемая структура «канал-оболочка») [55, 106, 107, 110].

2.2 Линейный джет с радиальным движением

В нашей модели винтового джета переход к случаю линейного джета осуществляется путем фиксации определенного значения ϕ . Мы используем $\phi = 101^\circ$, при котором $\theta_p \approx 2^\circ$, и $\phi = 91^\circ$, при котором $\theta_p = 5^\circ$ и 10° (см. формулу (1.14)). Для радиального движения джета, параметр Стокса U всегда равен нулю при любой конфигурации магнитного поля. Следовательно EV строго либо перпендикулярны ($Q < 0$), либо параллельны ($Q > 0$) локальной оси джета.

Для продольного B' , m достигает своего максимального значения $(\alpha + 1)/(\alpha + 5/3) \approx 0.72$ при $\alpha = 0.75$ [111] и поперечные профили m плоские. Соответствующие распределения I и P имеют один пик и слабую асимметрию. С увеличением ψ' , в распределениях m центральная впадина появляется и становится глубже. На Рисунке 2.2 приведены поперечные распределения для I , P и m для различных θ_p и $\psi' \geq 25^\circ$. Распределения P имеют выраженную асимметрию и только при $\psi' = 55^\circ$ присутствуют два пика на относительно небольших значениях. Форма распределений m – сильно асимметричная W-образная. При дальнейшем увеличении ψ' , распределение P становится более симметричным и имеет пик на значениях, равных половине полной интенсивности. Профиль m также становится симметричным W-образным с очень большим центральным пиком, не соответствующим данным наблюдений ни для одного источника.

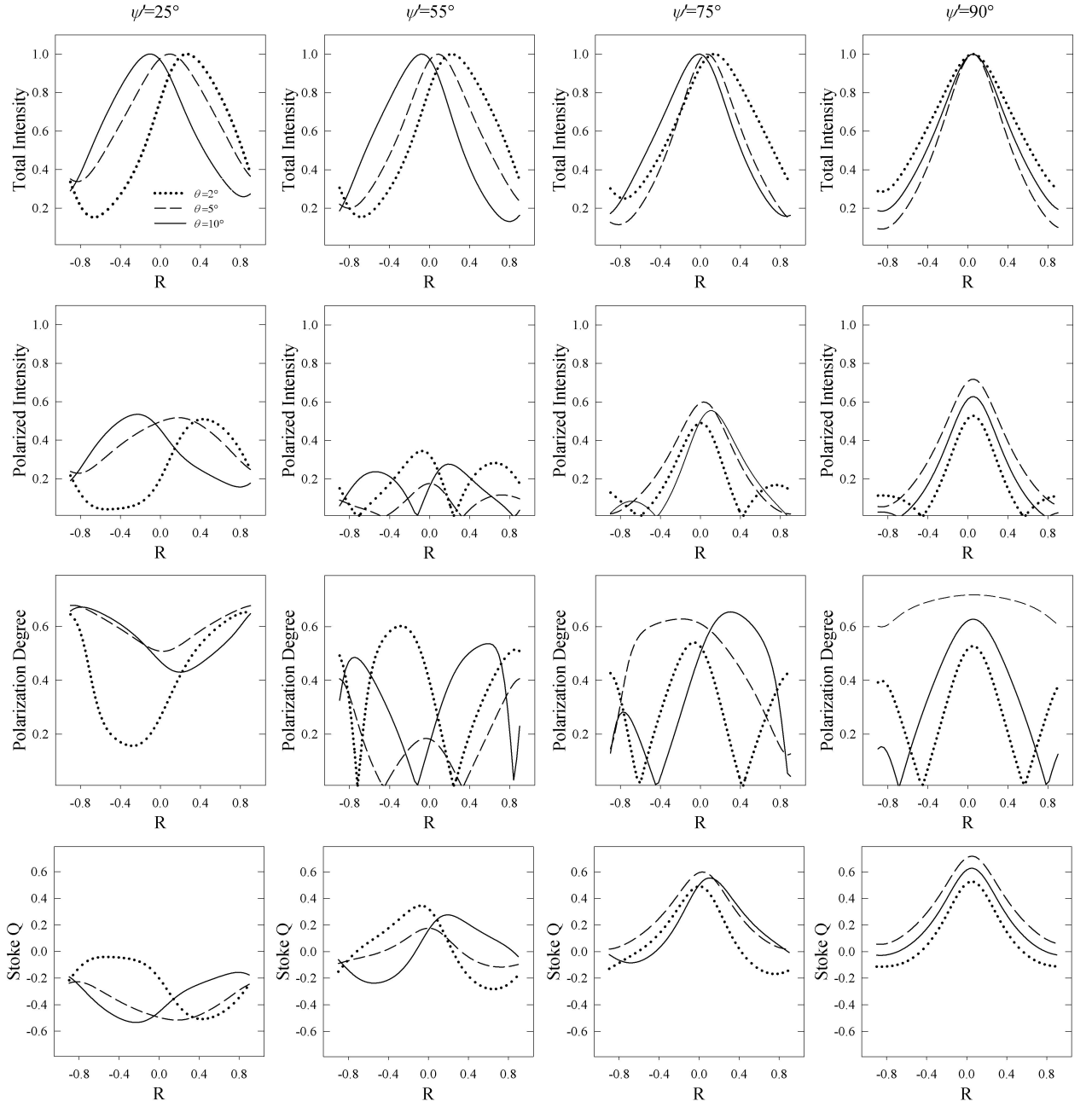


Рисунок 2.2 – Поперечные распределения I , P , m и Q (сверху вниз) для линейного джета с винтовым магнитным полем с $\psi' = 25, 55, 75$ и 90° (слева направо). Сплошные линии и линии с длинным и коротким пунктиром соответствуют $\theta_p = 10, 5$ и 2° , соответственно. Для $Q > 0$ или $Q < 0$ EV параллельны или ортогональны локальной оси джета, соответственно. Личный результат диссертанта из [A16].

Рассмотрим линейный джет с топологией магнитного поля «канал-оболочка». Для толстой оболочки ($R_t = 0.25R$) со скоростью, равной скорости канала ($\beta_s = \beta$), распределение P имеет два пика, а в распределении m присутствует центральный провал. Стокс Q в основном отрицательный. Из Рисунка 2.3 видно, что чем тоньше и медленнее оболочка, тем выше значения Q и тем более глубокий провал в форме распределения m (до $R_t \leq 0.5$). При этом пиковые значения P и m вблизи локальной оси джета сначала уменьшаются, а затем возрастают. Это происходит из-за роста Q от отрицательных величин к нулю. Для Q , превышающего ноль, профили m и P имеют центральный пик, увеличивающийся при уменьшении толщины и/или скорости оболочки. В профиле распределений отклонений EV от локальной оси джета $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ проявляется структура «канал-оболочка» с продольным EV на оси и поперечным EV на краях джета.

Несмотря на сходство некоторых распределений I , P и m с данными наблюдений, из-за постоянного θ_p в теоретических распределениях отсутствует разброс точек. Разброс точек можно получить, предполагая флуктуации параметров \mathbf{B}' , некоторую разупорядоченность \mathbf{B}' , изменение концентрации излучающих частиц или индекса их энергетического распределения. Дополнительно, наблюдаемые $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ находятся в пределах от 0 до 90° , тогда как углы, получаемые в модели для линейного джета, строго равны 0 или 90° .

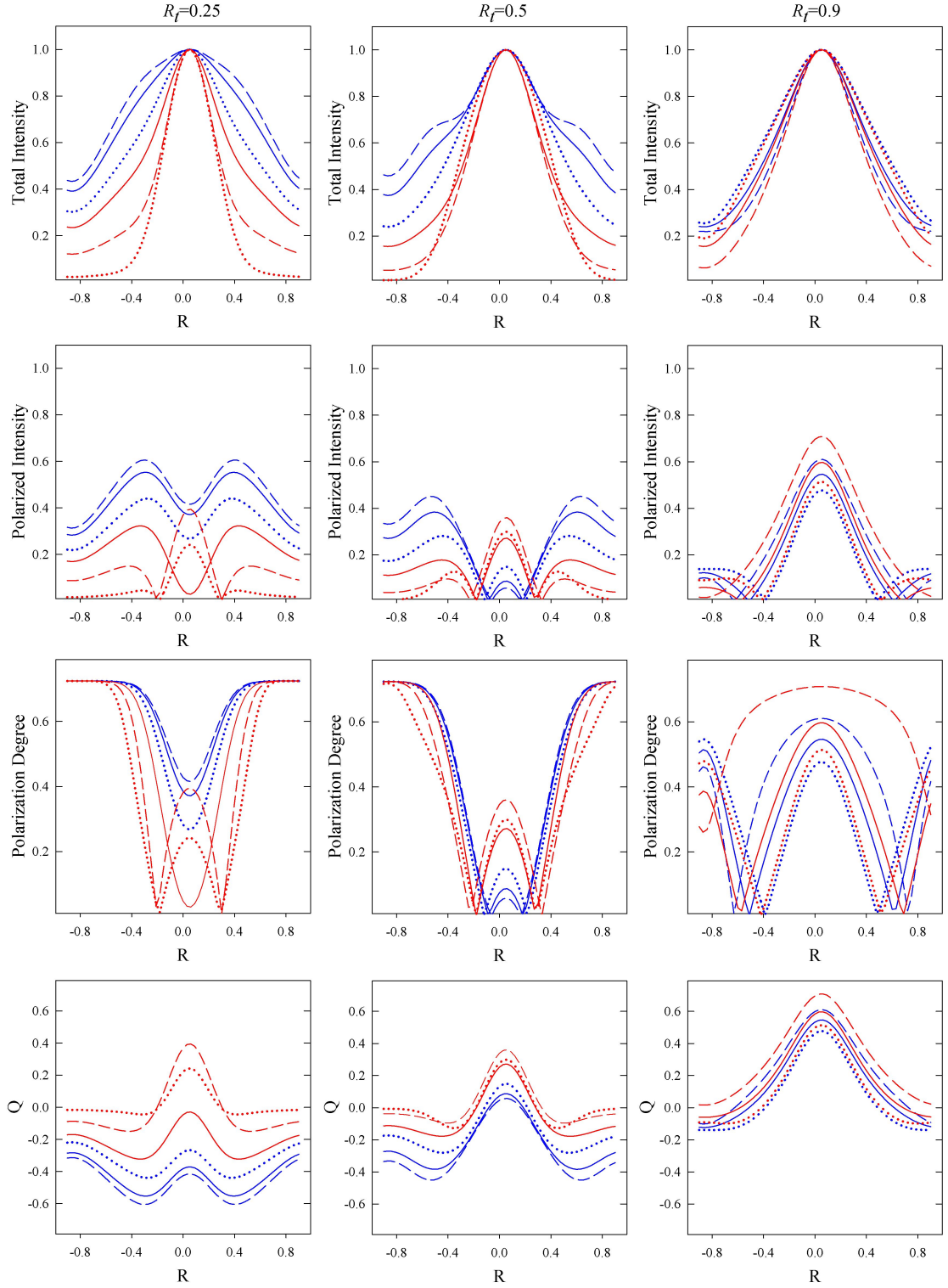


Рисунок 2.3 – Поперечные распределения I , P , m и Стокса Q (сверху вниз) для конфигурации магнитного поля «канал-оболочка» при $R_l = 0.25, 0.5$ и 0.9 (слева направо). Сплошные линии, линии с длинным и коротким пунктиром соответствуют $\theta_p = 10, 5$ и 2° в порядке перечисления. Случаи $\beta_s = \beta$ и $\beta_s = 0.745$ проиллюстрированы синим и красным цветом, соответственно. Для $Q > 0$ или $Q < 0$ EV параллельны или ортогональны локальной оси джета, соответственно. Личный результат диссертанта из [A16].

2.3 Винтовой джет с нерадиальным движением

Рассмотрим сначала изменение поперечных распределений свойств поляризации при изменении угла закрутки магнитного поля. При $\psi' = 0^\circ$, распределение m плоское со значениями вблизи теоретического максимума. Распределение P имеет один центральный пик. Распределение $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ плоское на величинах вблизи 90° или варьирующихся во всем доступном интервале. С увеличением отклонения B' от продольного, возрастает асимметрия во всех наблюдаемых значениях и появляется центральная впадина в распределении m (Рисунок 2.4).

При $\psi' = 45^\circ$ и 65° распределения сильно асимметричные. Распределение P имеет два пика различной величины. Сторона джета с доминирующим пиком зависит как от направления закрутки B' , так и от p . Распределение m асимметричное и проявляет либо U-, либо W-образную форму. Распределение $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ встречается трех типов: 1) бессистемный разброс точек во всем доступном диапазоне; EV преимущественно ортогональны оси джета с одного его края и параллельны на другом крае; малые величины $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ на оси джета и большие на краях. Последний тип в основном встречается при $\psi' > 65^\circ$. Важно отметить, что во втором случае при одном и том же направлении закрутки B' , но при различных других параметрах, положительным величинам R может соответствовать как продольные, так и поперечные джету EV (например, см. Рисунок 2.4 для $\psi' = 45^\circ$). Этот факт указывает на неоднозначность определения направления закрутки B' , так как в модельных профилях при $R > 0$ линии магнитного поля направлены от наблюдателя, а при $R < 0$ – к наблюдателю. Стороны, в которые скошен пик в распределениях I , P и m для $p = 2^\circ$ и $p = 5^\circ$ противоположные и не могут помочь в определении направления закрутки B' . Ключевым в решении этой проблемы может быть, во-первых, то, что компоненты джета с различным δ могут иметь различные профили поперечных распределений свойств поляризации. Во-вторых, при фиксированном ψ' и различном p , профили, соответствующие малым и большим значениям δ , различаются. При дальнейшем увеличении ψ' асимметрия уменьшается. В распределении P доминирует один пик, тогда как другой имеет малые значения или пропадает совсем при $\psi' > 65^\circ$. Распределения m симметричные с колоколообразной, реже W-образной формы.

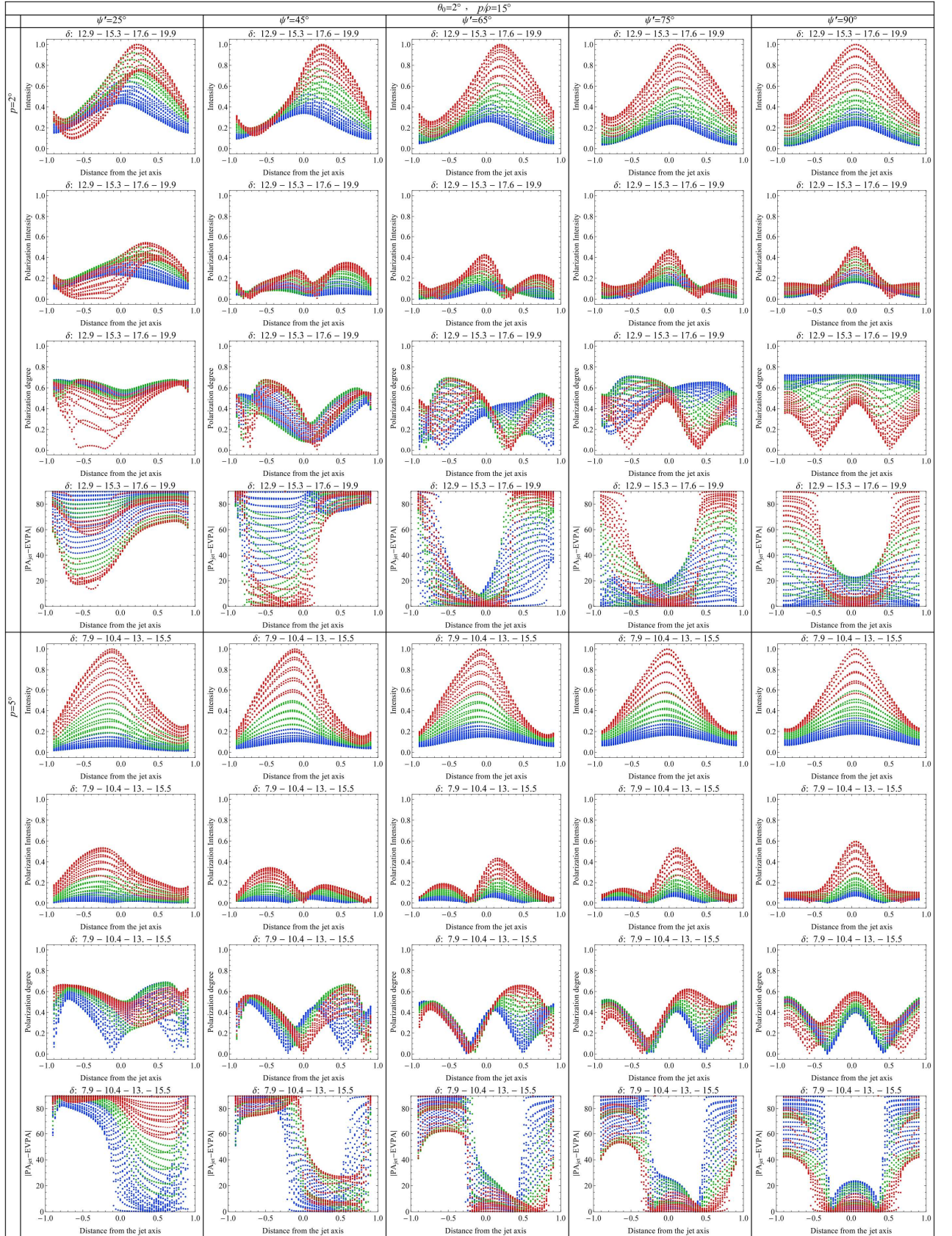


Рисунок 2.4 – Поперечные распределения I , P , m и $|PA_{jet} - EVPA|$ (сверху вниз) для различных ψ' при $p = 2^\circ$ (верхняя панель) и $p = 5^\circ$ (нижняя панель). Красный, зеленый и синий цвета соответствуют большим, средним и малым значениям δ . Интервал значений δ при заданных параметрах указан вверху каждого графика. Личный результат диссертанта из [A16].

При тороидальном \mathbf{B}' все распределения становятся симметричными. Профили для P имеют один центральный пик. Распределения m колоколообразные с большой величиной в пике. EV преимущественно продольные на оси и поперечные на краях джета. Ширина области, в которой EV параллельны, зависит от θ_0 и p . Некоторые распределения $|\mathbf{PA}_{\text{jet}} - \mathbf{EVPA}|$ лежат в основном в пределах $<20^\circ$ или имеют бессистемный разброс точек от 0 до 90° .

Топология \mathbf{B}' «канал-оболочка» воспроизводит в основном U- и W-образные поперечные распределения m (Рисунок 2.5). Редко, при относительно тонкой оболочке, профили m колоколообразные. При равных скоростях канала и оболочки, U-образные профили m проявляются при $R_t \leq 0.33$. В этом случае распределение P имеет два пика, расположенных на одинаковом расстоянии от локальной оси джета. EV в основном поперечны оси, но $|\mathbf{PA}_{\text{jet}} - \mathbf{EVPA}|$ может изменяться в широких пределах, вплоть до 0° для некоторых углов зрения. При $R_t = 0.5$ и некоторых наборах параметров в распределениях m и P начинают проявляться W-образная форма и третий (центральный) пик, соответственно. В распределении $|\mathbf{PA}_{\text{jet}} - \mathbf{EVPA}|$ присутствует структура «канал-оболочка». При этом ширина джета с продольными EV примерно в два раза меньше, чем ширина, занятая тороидальным магнитным полем. При дальнейшем увеличении R_t , величины центральных пиков для P и m увеличиваются и начинают доминировать, воссоздавая колоколо- и W-образные формы распределений, соответственно. Ширина области с продольным EV также увеличивается.

Скорость оболочки, пронизанной продольным \mathbf{B}' влияет на свойства поляризации. В частности, меньшая скорость и толщина оболочки ускоряют описанный выше переход от двухпикового и однопиковому профилю распределения P , от U- к W-образному профилю для m и от плоского распределения $|\mathbf{PA}_{\text{jet}} - \mathbf{EVPA}|$ к структуре «канал-оболочка» (Рисунок 2.5). Важно отметить, что качественно одинаковые профили распределений одной величины могут соответствовать качественно различным профилям распределений других свойств поляризации. Например, при $R_t = 0.25$ на верхней и нижней панелях Рисунка 2.5 U-образный профиль для m воспроизводится совместно с одно- и двухпиковыми распределениями P , соответственно.

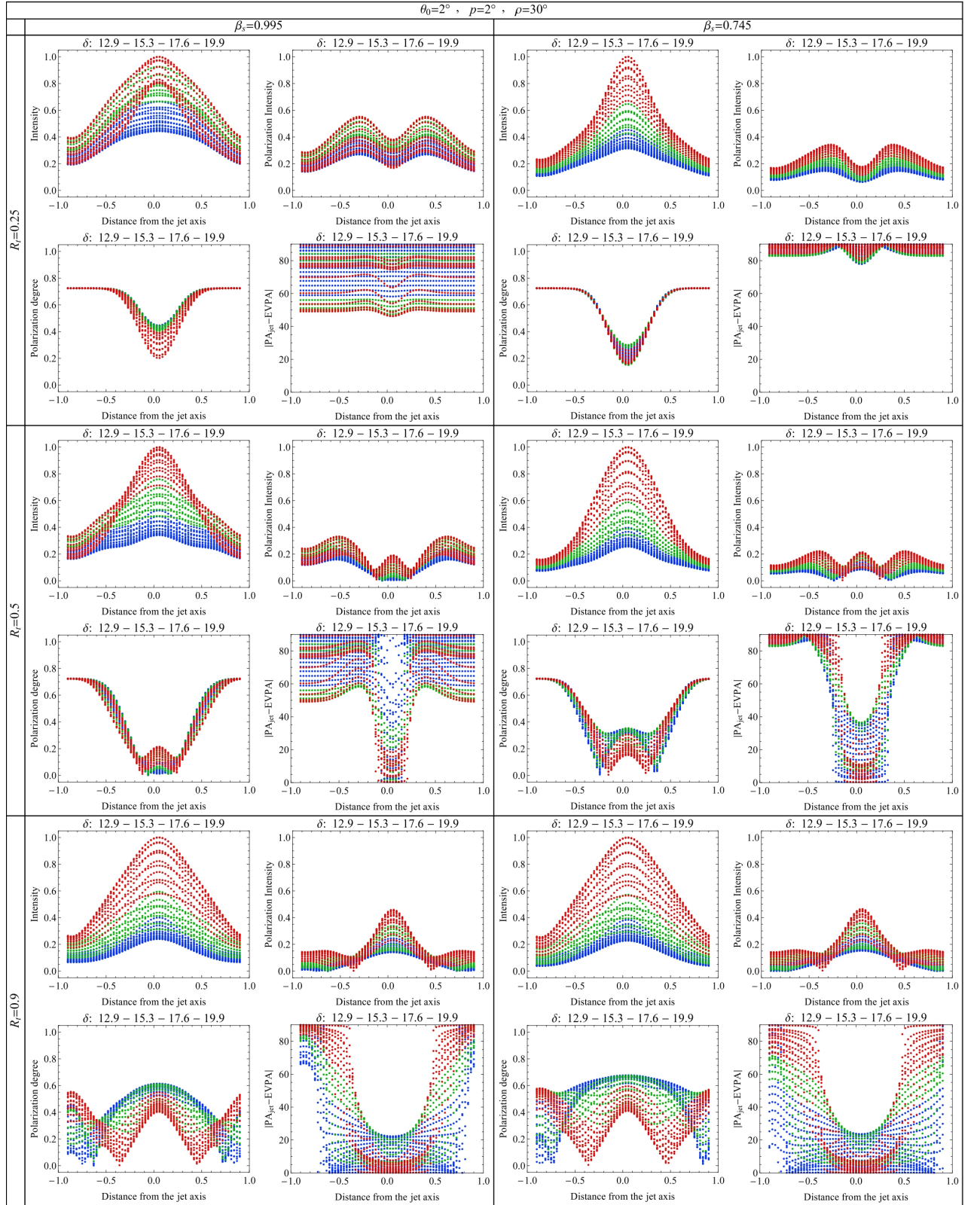


Рисунок 2.5 – Поперечные распределения свойств поляризации для топологии B' «канал-оболочка». Приведены графики для различных скоростей оболочки $\beta_s = \beta = 0.995$ (слева) и $\beta_s = 0.745$ (справа) при $R_l = 0.25, 0.5$ и 0.9 (сверху вниз). Красный, зеленый и синий цвета проассоциированы с большим, средним и малым значениями δ в фиксированном интервале, указанном наверху каждого графика. Личный результат диссертанта из [A16].

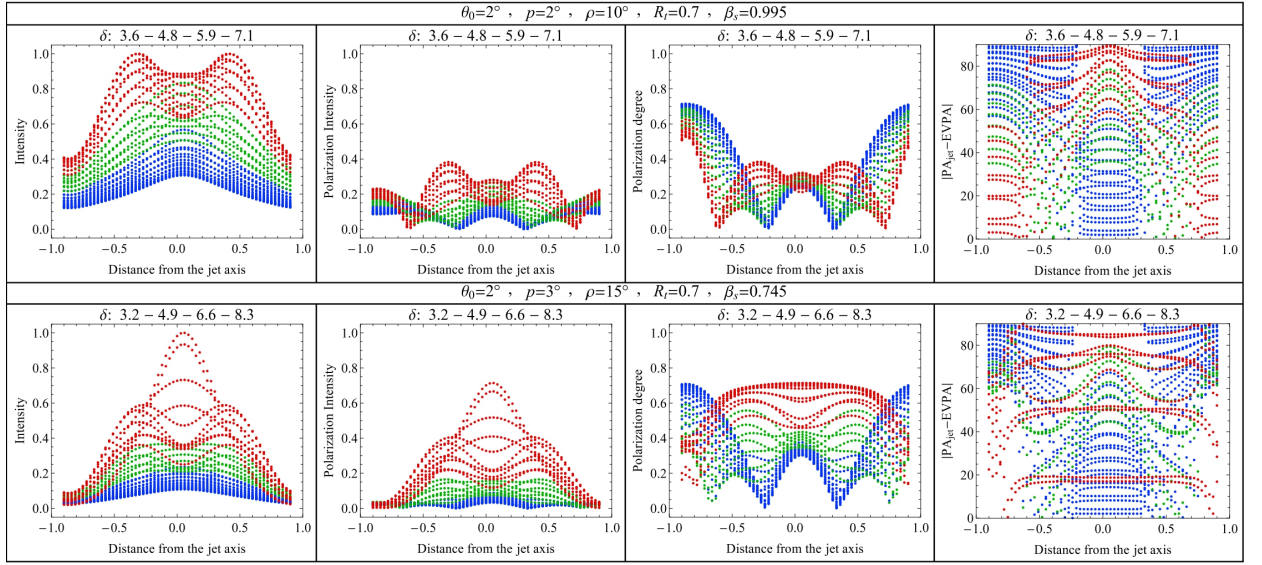


Рисунок 2.6 – Примеры модельных двухпиковых распределений I с соответствующими распределениями других свойств поляризации. Над каждым графиком указан интервал возможных δ , который разделен на большие, средние и малые значения, точки при которых обозначены красным, зеленым и синим цветом, соответственно. Личный результат диссертанта из [A16].

Неожиданным результатом стало обнаружение двухпиковых модельных распределений I . Эти профили получены при разных как скоростях оболочки, так и величин ρ/p , но только при $\theta_0=10^\circ$ и ширины канала $R_t \geq 0.5$. Примеры двухпиковых распределений I и соответствующие им распределения остальных параметров приведены на Рисунке 2.6. Нет очевидных параметров, при которых образуется двухпиковая форма для I . Вероятно, что с увеличением θ_0 подобные распределения будут возникать чаще. Подобные формы поперечных распределений полной интенсивности были получены в моделированиях поля с обратным сжатием (reverse pinch field) [112] и тороидального [113].

2.4 Сравнение с данными наблюдений

Для сравнения модельных распределений с данными наблюдений, были выбраны три объекта, имеющих различный профиль распределения m . Так как ϕ каждой детали, детектируемой на одноэпоховой РСДБ-карте, неизвестен, то сравнение проводили по суммарным многоэпоховым картам, опубликованных в работе [101]. Дополнительно, это позволило уменьшить влияние отдельных короткоживущих деталей и увеличить

чувствительность. Мы используем данные в фиксированном интервале расстояний от РСДБ-ядра, индивидуальном для каждого объекта. В этих данных присутствует полное покрытие по значениям ϕ , так как, как было показано в [50] даже за более короткий промежуток времени, чем рассматриваемый здесь, детали джетов полностью заполняют область в пределах некоторого фиксированного угла на картинной плоскости. Так как фарадеевское вращение в джетах в основном происходит вблизи РСДБ-ядра и составляет несколько градусов [109], мы выбрали для сравнения объекты с задетектированным малым фарадеевским вращением.

На Рисунке 2.7 приведены суммарные карты для выбранных джетов: 0333+321 (NRAO 140), 0836+710 (4C +71.07) и 1611+343 (DA 406) в полной и поляризованной интенсивности (данные взяты из работы [103]). На картах также представлена информация об m и EV и обозначена прямоугольная область, в пределах которой были построены поперечные линии хребта джета распределения свойств поляризации. Затем визуальным сравнением с набором модельных распределений был проведен поиск одновременного соответствия в распределениях для I , P , m и EV. Соответствия были найдены для всех трех объектов (Таблица 2.2, Рисунки 2.8-2.10). Примечательно, что параметры модели, соответствующие каждому объекту, находятся в узком интервале значений.

Наблюдаемые свойства поляризации джета квазара 0836+710 хорошо воспроизводятся только в предположении винтового поля (Рисунок 2.8). Даже асимметрия распределений, построенных в рамках модели и на основе данных наблюдений, согласуется для всех рассматриваемых параметров. Благодаря этому можно сделать вывод, что винтовое магнитное поле направлено к наблюдателю в более яркой стороне джета. Топология «канал-оболочка» не применима для данного объекта потому, что в этом случае либо W-, либо колоколо-образное распределение m соответствует однопиковому распределению P . Тогда как наблюдаемое U-образное распределение m встречается только при двухпиковых распределениях P .

С другой стороны, исключительно топология «канал-оболочка» способна воспроизвести наблюдаемые распределения для джета квазара 0333+321 (Рисунок 2.9). При винтовом B' два сравнимых пика в распределении P реализуются только при $\psi' = 45 - 65^\circ$ (все полученные модельные распределения доступны по ссылке http://jet.asc.rssi.ru/outgoing/pushkarev/transverse_cuts). Соответствующие им распределения m имеют сильно асимметричный W-образный профиль, а $|PA_{\text{jet}} - EVPA|$ варьируется во всем доступном интервале значений. Среди модельных распределений свойств поляризации при

топологии «канал-оболочка», мы нашли несколько наборов параметров, соответствующих данным наблюдений (Таблица 2.2).

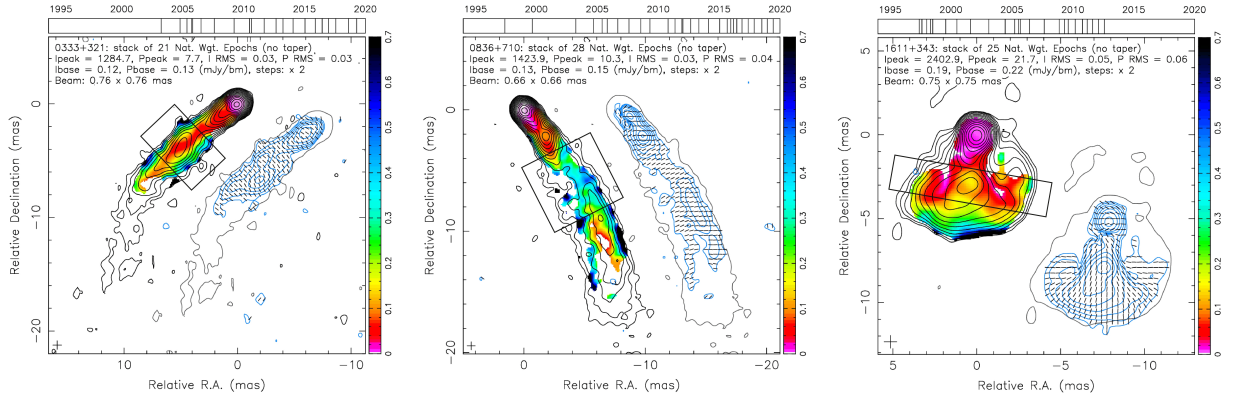


Рисунок 2.7 – Многоэпоховые карты для джетов квазаров 0333+321, 0836+710 и 1611+343 (слева направо). Полная интенсивность представлена черными контурами, самый нижний из которых сдвинут в сторону и относительно него построена интенсивность в поляризации (синие контуры). Степень линейной поляризации представлена цветом. Черточки указывают направление EV. Области, в пределах которых были взяты данные, отмечены прямоугольниками. Радиокарты построены соавтором работы [A16].

Таблица 2.2 – Параметры модели, качественно воспроизводящие наблюдаемые поперечные распределения свойств поляризации. Личный результат диссертанта из [A16].

Объект	z	θ_0 , (°)	p , (°)	ρ , (°)	Параметры магнитного поля
0333+321	1.3	5	3	45	«канал-оболочка»: $R_t = 0.33, \beta_s = 0.95$
		2	2	50	«канал-оболочка»: $R_t = 0.33$ или $R_t = 0.25, \beta_s = 0.95$
		2	2	30	«канал-оболочка»: $R_t = 0.25, \beta_s = 0.745$
0836+710	2.2	10	2	4	винтовое: $\psi' = 25^\circ$
1611+343	1.4	2	5	25	«канал-оболочка»: $R_t = 0.9, \beta_s = 0.995$
		2	10	30	винтовое: $\psi' = 90^\circ$

0836+710

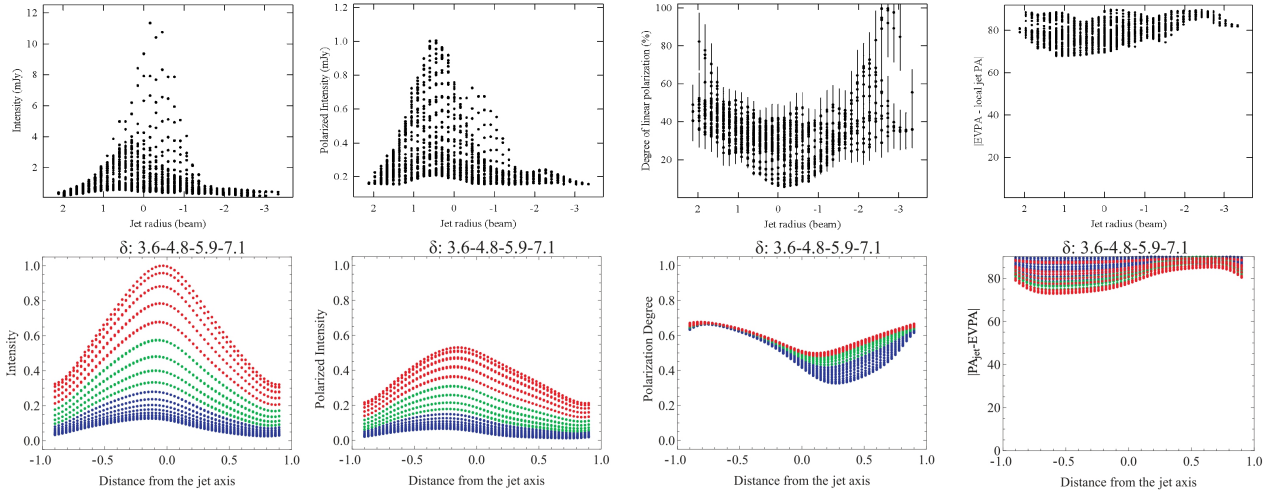


Рисунок 2.8 – Наблюдаемые (верхняя панель) и модельные (нижняя панель) поперечные распределения I , P , m и $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ для джета квазара 0836+710. Данные наблюдений были взяты в интервале 4–10 mas от РСДБ-ядра. Параметры модели: винтовое \mathbf{B}' с $\psi' = 25^\circ$, $\theta_0 = 10^\circ$, $p = 2^\circ$, $\rho = 4^\circ$. Красные, зеленые и синие точки соответствуют интервалам δ 5.9-7.1, 4.8–5.9, 3.6–4.8, соответственно. Наблюдаемые распределения получены соавтором работы [A16], модельные – диссертантом.

Наблюдаемые распределения свойств поляризации джета квазара 0333+321 проявляют слабую асимметрию, которая может быть интерпретирована винтовым \mathbf{B}' при большой величине ψ' . В предыдущих исследованиях джета 0333+321, выполненных на частотах 5 и 8 ГГц, был сделан вывод, что в излучающей области \mathbf{B}' направлено под углом $\geq 80^\circ$ к локальной оси джета [114]. Тогда как в окружающей джет оболочке, содержащей тепловые электроны и, таким образом, действующей как внешний фарадеевский экран, \mathbf{B}' под углом $\leq 10^\circ$ к оси джета [114]. Если предположить, что моделируемая нами оболочка простирается на более далекие от оси джета области, содержащие в том числе и тепловую плазму, то вывод в [114] хорошо согласуется с результатами нашего моделирования. Более того, Асада и др. [114] оценили по данным кинематики из работы [115] угол джета с лучом зрения в 10.4° . Эта величина подтверждается и более свежими данными [6]. С другой стороны, из формулы (1.14) следует, что при $\theta_0 = 5^\circ$, $p = 3^\circ$ и $\theta_0 = 2^\circ$, $p = 2^\circ$, угол вектора скорости с лучом зрения не превышает 8.2° и 4.2° , соответственно. В первом случае имеется хорошее согласие с упомянутой оценкой.

0333+321

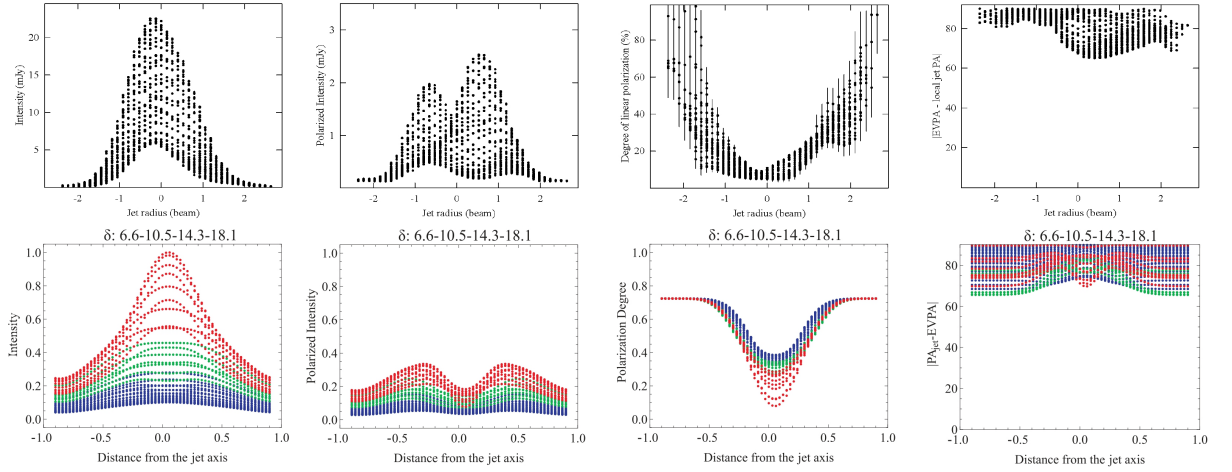


Рисунок 2.9 – Наблюдаемые (верхняя панель) и модельные (нижняя панель) поперечные распределения I , P , m и $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ для джета квазара 0333+321. Данные наблюдений были взяты в интервале 4–8 mas от РСДБ-ядра. Параметры модели: топология \mathbf{B}' «канал-оболочка» при $R_t = 0.33$, $\beta_s = 0.95$, $\theta_0 = 5^\circ$, $p = 3^\circ$, $\rho = 45^\circ$. Красные, зеленые и синие точки соответствуют интервалам δ 14.3–18.1, 10.5–14.3, 6.6–10.5, соответственно. Наблюдаемые распределения получены соавтором работы [A16], модельные – диссертантом.

Поперечные распределения свойств поляризации джета квазара 1611+343 воспроизводятся в предположении тонкой оболочки со скоростью, равной скорости канала (Рисунок 2.10). Возможно из-за незначительного влияния оболочки, наблюдаемые профили могут быть также воспроизведены при тороидальном \mathbf{B}' (см. Таблицу 2.2). Если сравнивать только с модельными точками, соответствующими большому δ , то имеется соответствие и при $\psi' = 75^\circ$.

Таким образом, мы получили хорошее качественное согласие с данными наблюдений даже при использовании грубой сетки параметров. Из Рисунков 2.8–2.10 видно, что модельные P и m во всех случаях имеют величины немного выше наблюдаемых. Но мы полагаем, что лучшее соответствие между теоретическими и наблюдаемыми профилями может быть достигнуто при вариации параметров модели без ввода предположения о разупорядоченности магнитного поля, которое, будучи свободным параметром, существенно облегчает аппроксимацию модели к данным наблюдений.

1611+343

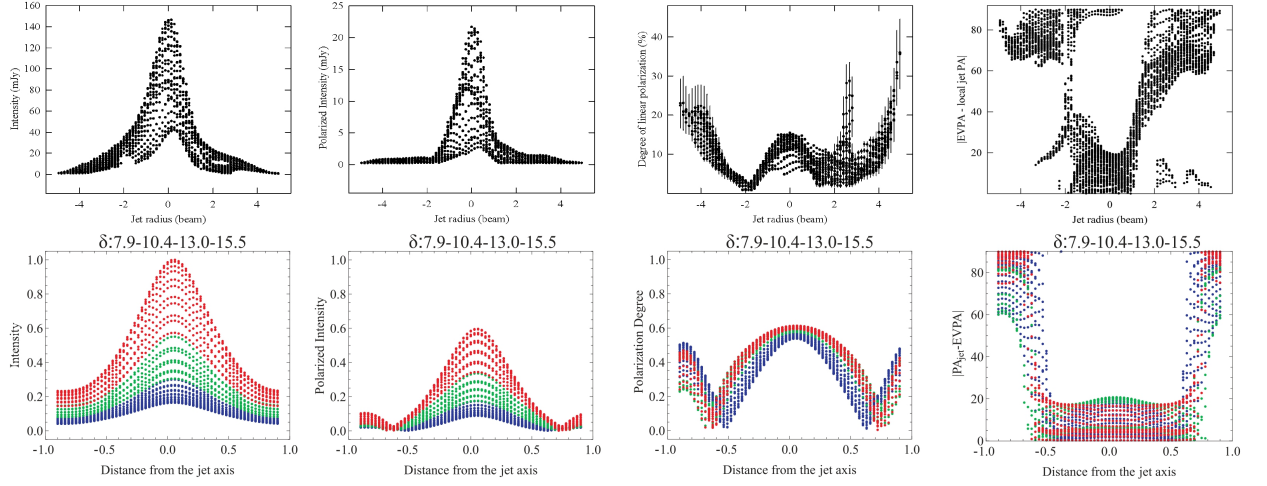


Рисунок 2.10 – Наблюдаемые (верхняя панель) и модельные (нижняя панель) поперечные распределения I , P , m и $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ для джета квазара 1611+343. Данные наблюдений были взяты в интервале 2–4 mas от РСДБ-ядра. Параметры модели: топология \mathbf{B}' «канал-оболочка» при $R_t = 0.9$, $\beta_s = \beta = 0.995$, $\theta_0 = 2^\circ$, $p = 5^\circ$, $\rho = 25^\circ$. Красные, зеленые и синие точки соответствуют интервалам δ 13.0–15.5, 10.4–13.0, 7.9–10.4, соответственно. Наблюдаемые распределения получены соавтором работы [A16], модельные – диссертантом.

2.5 Распределения EV в зависимости от параметров модели

Из-за релятивистских эффектов, восстанавливать магнитное поле в источнике как перпендикулярное наблюдаемому направлению EV ошибочно [97]. Для этой цели мы сравниваем набор теоретических распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, полученный при различных параметрах с типично наблюдаемыми распределениями EV, перечисленными в Таблице 2.3. Отметим, что 4-1 тип распределения «канал-оболочка» мы не связываем напрямую с конфигурацией магнитного поля «канал-оболочка».

На форму наблюдаемого поперечного распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ влияет δ и θ_p . В моделировании скорость компонентов была фиксированной, поэтому зависимость от δ сводится к зависимости от θ_p . Этот угол для каждого набора параметров индивидуален и изменяется в некотором интервале, определяемом выражениями (1.14) – (1.16) и зависящим от θ_0 и p . Чтобы отобразить изменение формы распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ от θ_p , для каждого набора параметров интервал значений θ_p был разделен на три равные части (малые, средние и большие θ_p), для каждой из которых построена гистограмма встречаемости

выделенных типов распределений. Чтобы устранить влияние неравномерности распределения значений θ_p в рассматриваемом интервале, мы делили количество распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ определенного типа в каждом подынтервале на общее число распределений, равное 36 (по количеству значений ϕ в каждом наборе параметров). На графиках сплошная, штриховая и пунктирная линии отмечают гистограммы, полученные для больших, средних и малых θ_p , соответственно. Из анализа полученных гистограмм выявлены следующие закономерности для двух рассматриваемых топологий магнитного поля.

Таблица 2.3 – Основные типы поперечных распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ и критерии их определения. Описание введено диссертантом в работе [A15].

Номер	Краткая характеристика	Критерии определения
1	Поперечное	Среднее по точкам в срезе $>60^\circ$ и амплитуда изменений $(\Delta \text{EV}) \leq 20^\circ$
2	Продольное	Среднее по точкам в срезе $<30^\circ$ и $\Delta \text{EV} \leq 20^\circ$
3	«Наклонное»	$30^\circ \leq$ среднее по всем точкам $\leq 60^\circ$
4	«Канал-оболочка»	Среднее на отрезках $[-0.9, -0.3]$ и $[0.3, 0.9] >$ на 30° среднего на отрезке $[-0.39, -0.39]$ и минимальное на отрезке $[-0.39, 0.39] < 45^\circ$
5	«Левое-асимметричное»	Среднее на отрезке $[-0.9, -0.3] <$ среднего на отрезке $[-0.3, 0.3] <$ среднего на отрезке $[0.3, 0.9]$ и $\Delta \text{EV} > 30^\circ$
6	«Правое-асимметричное»	Среднее на отрезке $[-0.9, -0.3] >$ среднего на отрезке $[-0.3, 0.3] >$ среднего на отрезке $[0.3, 0.9]$ и $\Delta \text{EV} > 30^\circ$
7	Не определен	Все остальные, не соответствующие типам 1 – 6

2.5.1 Винтовое магнитное поле

При $\psi' = 0^\circ$ существенно преобладает поперечное джету распределение EV. С увеличением ρ/p , и p начинают появляться продольные и наклонные к оси джета распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ с начала для малых, затем и для больших θ_p . Сильные изменения проявляются уже при $\psi' = 10^\circ$. Поперечные EV преимущественно встречаются

при $\rho/p=1$, но преобладающим типом распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ становится «право-асимметричный». При $\rho/p \geq 15$ и $p \geq 5^\circ$ появляются и «лево-асимметричные» распределения при всех интервалах значений θ_p . Исключительно при $p=10^\circ$, $\rho/p \geq 5$ и больших значениях θ_p появляется значимое число распределений типа «канал-оболочка». Подобная ситуация имеет место и при $\psi'=25^\circ$. Интересно отметить, что при $p=10^\circ$ и $\rho/p \geq 3$ «лево-асимметричный» тип распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ присутствует при больших θ_p , а «право-асимметричный» – при средних и малых, в то время как при $p=3^\circ$ и $\rho/p \geq 25$, «право-» и «лево-асимметричные» распределения встречаются при всех значениях θ_p . Таким образом, при фиксированных направлении магнитного поля и угла вектора скорости с лучом зрения наблюдатель может фиксировать как «право-», так и «лево-асимметричные» распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$. Тогда различия между типами распределений могут быть обусловлены различием θ_p .

Для проверки этого предположения была построена встречаемость типов формы распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ в зависимости от θ_p и θ_r (Рисунок 2.11). Вследствие дискретности значений параметров модели на графиках проявляются три замкнутых петли a , b и c , точки которых соответствуют 36 отстоящим друг от друга на 10° значениям ϕ при $\theta_0 = 2, 5$ и 10° . На левой панели Рисунка 2.11 видно, что для петли a «право-асимметричные» распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ (тип 6) встречаются только при минимально возможных значениях θ_p , тогда как для $\theta_p \geq 74^\circ$ присутствует исключительно «лево-асимметричное» распределение. Аналогичное поведение прослеживается и для петель b и c , за исключением двух фактов. Во-первых, «право-асимметричных» распределений становится больше. Во-вторых, для петли c , амплитуда изменений θ_p в которой максимальна, при $\theta_p < 75^\circ$ помимо «право-», встречается и «лево-асимметричный» тип при минимально достижимых углах θ_p . С другой стороны, при $\theta_p > 75^\circ$ преобладает «лево-асимметричное» распределение $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, но при максимальных θ_p появляется «право-асимметричное». Также, важно подчеркнуть, что при одинаковом δ , но при разном θ_p присутствуют различные типы распределений. Например, при $\theta_p = 3^\circ$ с увеличением θ_r от 69 до 78° наблюдаются «право-асимметричные», «продольные» и «лево-асимметричные» распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ при одном и том же направлении \mathbf{B}' при $\psi' = 25^\circ$ (Рисунок 2.11). Таким образом, из-за сложной

зависимости формы распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ от θ_p и θ_r невозможно определить направление закрутки \mathbf{B}' в джете только на основе асимметрии распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$.

При увеличении ψ' до 45° поперечные распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ практически полностью пропадают для $\rho/p > 1$, и начинает преобладать «лево-асимметричное» распределение. Также возрастает встречаемость структуры «канал-оболочка». Доминирование 4-го и 5-го типов распределений прослеживается до $\psi' = 65^\circ$.

Таким образом, фиксированные наборы параметров модели могут воспроизводить несколько форм распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ (см. Рисунок 2.11). С целью анализа количества и типов форм распределений, присутствующих в отдельном модельруемом джете, были построены гистограммы. Для компактности рисунков, одинаковые комбинации форм распределений, дополнительно содержащие тип 7 и не включающие его, были построены совместно. На Рисунке 2.12 приведена гистограмма для всех используемых значений ψ' . Видно, что в примерно половине случаев присутствует одна или две формы распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$. Примерно в одной трети случаев проявляется 4 и более форм распределений. В преобладающем большинстве моделируемые джеты имеют поперечные, «лево-» и «право-асимметричные» распределения, структуру «канал-оболочка» и их комбинации.

Обратим внимание на то, что области с продольным осью джета направлением EV (тип 3), ранее интерпретируемые исключительно в предположении поперечной джете ударной волны (см., например, [105, 116]), воспроизводятся в некоторых моделируемых джетах, и при этом всегда в комбинации с другими типами распределений (см. Рисунок 2.12).

Тип 2 возникает исключительно при $\rho/p > 1$ и в основном при $\psi' = 0$ или 90° . «Продольное» распределение $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ приходится на все интервалы θ_p , но преимущественно при θ_p , относящихся к малым или средним значениям. Это подразумевает большой δ компонентов и, следовательно, относительно высокую интенсивность излучения, регистрируемую от областей с продольным EV. Важно отметить, что «право-» и «лево-асимметричные» распределения при правостороннем винтовом \mathbf{B}' встречаются одинаково часто. Более того, в некоторых наборах параметров, эти формы встречаются в одном джете.

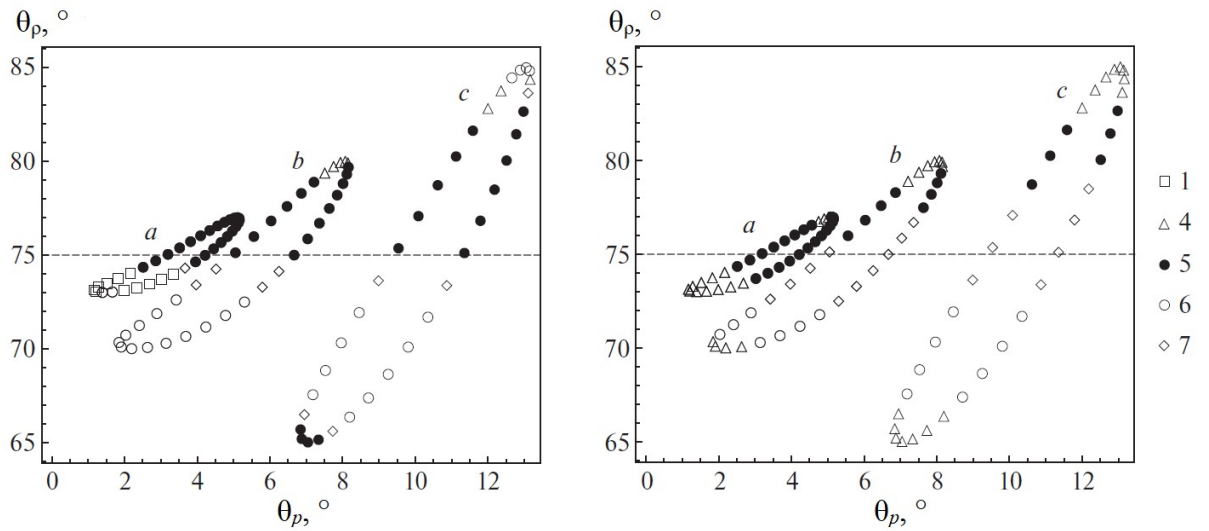


Рисунок 2.11 – Типы распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ (отмечены разными символами) в зависимости от θ_p и θ_p при $p = 3^\circ$ и $\rho/p = 25$. Точки, формирующие петли a , b и c , получены при равноотстоящих значениях φ для $\theta_0 = 2, 5$ и 10° , соответственно. Штриховая линия соответствует $\theta_p = p$. Графики приведены для $\psi' = 25^\circ$ (слева) и 65° (справа). Личный результат диссертанта из работы [A15].

2.5.2 Топология «канал-оболочка»

При малом радиусе канала $R_t = 0.25$, пронизанного тороидальным \mathbf{B}' , на характер поперечного распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ влияет преимущественно оболочка, содержащая продольное \mathbf{B}' . Поэтому доминирующая форма распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ – «поперечная» и отсутствуют существенные отличия от случая $\psi' = 0^\circ$. При $\rho/p \geq 3$ проявляется некоторое количество распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ других типов, которые воспроизводятся в моделированиях тем чаще, чем больше R_t , особенно тип «канал-оболочка». При $R_t \geq 0.5$ форма «канал-оболочка» становится доминирующей, а поперечные EV присутствуют в основном при $\rho/p = 1$.

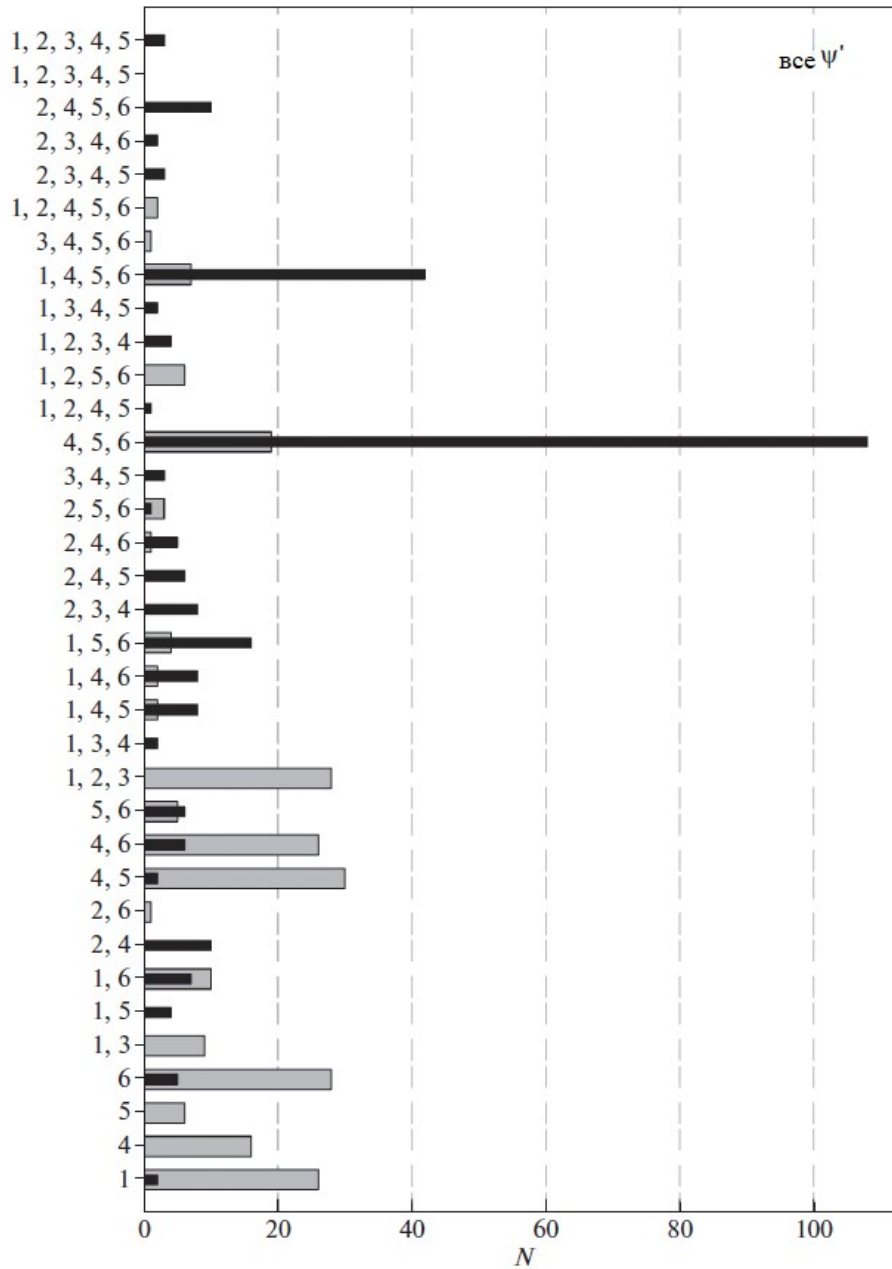


Рисунок 2.12 – Гистограмма встречаемости комбинаций форм распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ в каждом моделируемом джете при всех значениях ψ' . Комбинации типов без типа 7 и его содержащие отмечены серым и черным цветами соответственно. Личный результат диссертанта, представленный в [A15].

Описанная ситуация хорошо видна на Рисунке 2.13, где при $R_t = 0.33$ и $\theta_p \geq 30^\circ$ преобладает «продольный» тип $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, тогда как при $R_t = 0.5$ присутствует тип «канал-оболочка». С другой стороны, для обоих R_t при $22^\circ \leq \theta_p \leq 27^\circ$ присутствует «продольный» тип. Отметим, что также как и для винтового \mathbf{B}' , явно выраженная

зависимость формы распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ от θ_p и θ_p отсутствует. Например, поперечные EV встречаются для минимальных θ_p и θ_p при $R_t = 0.33$ и $\theta_0 = 10^\circ$. Тогда как при $R_t = 0.5$ и $\theta_0 = 10^\circ$ распределение «канал-оболочка» проявляется как при малых, так и при максимальных значениях θ_p и θ_p .

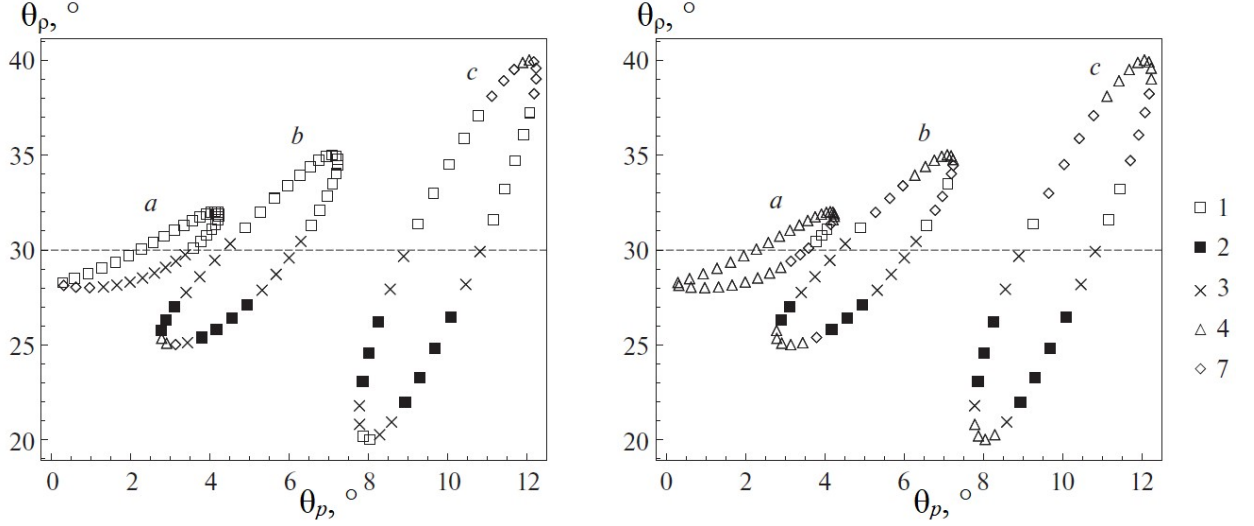


Рисунок 2.13 – Зависимость типа распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ от θ_p и θ_p при $p = 2^\circ$, $\rho/p = 15$ и $R_t = 0.33$ (слева) и $R_t = 0.5$ (справа). Точки, формирующие замкнутые петли a , b и c , полученные для 36 равноотстоящих значений ϕ при $\theta_0 = 2, 5$ и 10° , соответственно. Штриховой линией отмечено равенство $\theta_p = p$. Личный результат диссертанта, представленный в [A15].

Рассматривая комбинации типов распределений (Рисунок 2.14), воспроизводимых в отдельных моделируемых джетах, можно отметить следующее. Примерно в 2/3 случаев присутствует не более 3 типов распределений $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, но преобладают джеты, проявляющие один тип распределения, а именно, либо структуру «канал-оболочка», либо поперечные EV в 20 и 10% случаев, соответственно. Примечательно, что для симметричного \mathbf{B}' редко, но появляются «право-» и «лево-асимметричные» распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, но только в комбинации с другими типами распределений и при фиксированном наборе параметров. Тип 2 встречается только вместе с другими типами при $\rho/p > 1$, $R_t \leq 0.5$ и во всем интервале значений θ_p , но имеют тенденцию к возрастанию встречаемости при малых θ_p .

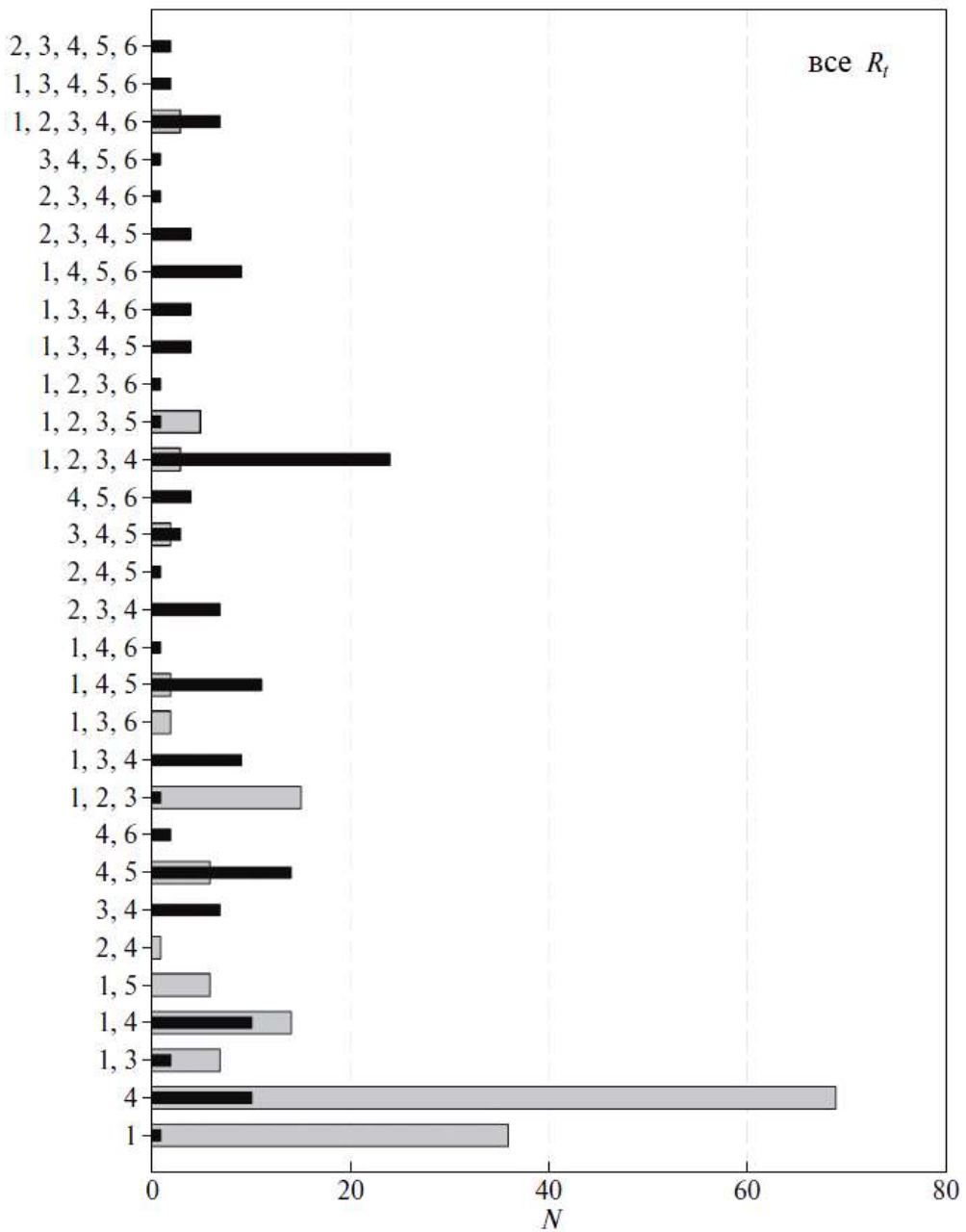


Рисунок 2.14 – Комбинации форм распределений $|PA_{jet} - EVPA|$ в каждом моделируемом джете при всех значениях R_t . Черным цветом отмечены случаи, которые дополнительно содержат тип 7. Личный результат диссертанта из [A15].

2.6 Обсуждение и основные выводы

Долговременные РСДБ-наблюдения, выполняемые в рамках программы MOJAVE на частоте 15 ГГц в полной интенсивности и линейной поляризации, указывают на присутствие глобального упорядоченного магнитного поля в джете [100, 101]. Необходимо исследовать

свойства поляризации, создаваемые широко обсуждаемыми конфигурациями магнитного поля при винтовой форме джета и нерадиальном движении его компонент, прежде чем делать выводы относительно разупорядоченности \mathbf{B}' или присутствия турбулентности. Последнее часто используется для интерпретации резкого скачка EV в оптическом излучении блазаров (например, [117] для 0836+710). Причина для этого – зависимость свойств поляризации от кинематических и геометрических параметров компонентов джета [118, A15]. Более того, в хорошо упорядоченном магнитном поле неоднородность распределения излучающих электронов оказывает влияние на распределение энергии в спектре как для синхротронного пика, так и для пика на высоких частотах [119].

В проведенном моделировании впервые учитывалась разница в значениях углов p и ρ , которая в итоге давала проинтегрированный по лучу зрения Стокс $U \neq 0$, что позволяет EV быть отличным от строго параллельного или перпендикулярного джету. Ранее $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}| \neq 0$ или 90° в рамках упорядоченного магнитного поля не объяснялись [97]. Полученные поперечные распределения I , P и m качественно согласуются с моделированиями, проведенными ранее (например, в [120]).

Для отдельных наборов параметров было получено хорошее качественное соответствие с распределениями, построенными по данным наблюдений, даже в самом простом случае постоянства на поперечном срезе электронной концентрации и скорости потока. Более точное моделирование может быть проведено с учетом поперечного изменения этих параметров, например, согласно результатам [86].

Основные выводы следующие:

- 1) винтовое магнитное поле и топология «канал-оболочка» могут воспроизвести поперечные распределения I , P , m и $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$, профили которых соответствуют наблюдаемым;
- 2) В поляризационной структуре «канал-оболочка» ширина канала меньше, чем ширина центральной области, пронизанной тороидальным магнитным полем;
- 3) продольные EV вблизи оси джета и поперечные EV на краях могут быть воспроизведены только в предположении винтового магнитного поля. Для фиксированных ψ' и направления \mathbf{B}' положение сторон джета, в которых наблюдаются продольные или поперечные EV зависят от геометрических и кинематических параметров струи;
- 4) поляризационная структура «канал-оболочка» воспроизводится в обеих топологиях магнитного поля: винтовой и структуре «канал-оболочка». В первом случае этот тип распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ появляется при $\psi' = 45^\circ$, а при $\psi' = 55^\circ$ и выше – является

преобладающим типом распределения. В топологии «канал-оболочка» поляризационная структура «канал-оболочка» при $R_t \leq 0.33$ проявляется только при $p \geq 5^\circ$ и $\rho/p \geq 3$, а при $R_t \geq 0.5$ является доминирующим типом;

5) в обеих рассматриваемых топологиях \mathbf{B}' воспроизводятся EV, продольные локальной оси джета, причем только в сочетании с другими типами распределений и преимущественно при больших δ . Последнее объясняет детектируемые яркие детали джетов с продольным EV, которые ранее ассоциировались исключительно с ударными волнами;

6) изменение углов оси компонента джета с его вектора скорости с лучом зрения приводит к вариации наблюдаемого профиля поперечного распределения $|\text{PA}_{\text{jet}} - \text{EVPA}|$ при неизменном магнитном поле;

7) узкий интервал значений параметров модели, для которых имеется соответствие с данными наблюдений джетов квазаров 0333+321, 0836+710 и 1611+343 указывает на то, что исследования свойств поляризации является мощным инструментом для определения физических, геометрических и кинематических параметров джетов АЯГ;

8) джеты АЯГ на парсековых масштабах содержат хорошо упорядоченное глобальное магнитное поле.

Глава 3. Джеты блазаров на субпарсековых масштабах

В Главе 3 представлены результаты, основанные на работах [A5, A12, A14, A18], личный вклад диссертанта указан во Введении.

Так как оптический спектр блазара S5 0716+714 без линий, то можно считать, что всё наблюдаемое оптическое излучение создается в его джете. Излучающая область расположена выше по течению от РСДБ-ядра [29, A3]. Следовательно, анализ переменности потока в оптическом диапазоне может дать сведения о физических условиях в джете на субпарсековых расстояниях от его начала.

3.1 Свойства внутрисуточной оптической переменности

Блазар S5 0716+714 часто проявляет переменность блеска на масштабах времени несколько часов. При этом различные авторы обнаруживают различное поведение показателя цвета при переменности. Исследователи [40, 61, 121 – 127] отмечают, что цвет объекта становится более голубым с увеличением яркости, так называемый BWB тренд (bluer-when-brighter). С другой стороны, сообщалось об ахроматичном поведении объекта при долговременной переменности [59, 124]. Отсутствие хроматизма как при внутрисуточной (IDV, intra-day variability), так и при долговременной переменности отмечалось в статьях [128, 129]. Авторы [59, 130] в IDV обнаруживают как ахроматическое поведение, так и BWB тренд. В некоторые ночи обнаруживался слабый тренд покраснения при поярчании (RWB, redder-when-brigher) [124, 130, 131]. Для FSRQ, в спектре которых присутствует ощутимая доля излучения аккреционного диска, изменение показателя цвета при переменности интерпретируется в рамках двухкомпонентной модели [129, 132, 133]. А именно, предполагается два источника с различным цветом: «синий» – излучение аккреционного диска, «красный» – излучение джета. Попеременное доминирование этих компонент приводит к изменению показателя цвета при переменности. Но так как в объектах BL Lac вклад аккреционного диска в общее излучение несущественен, то этот сценарий к данному типу неприменим.

Изменение показателя цвета при переменности позволяет делать выводы о механизмах переменности блазаров. В частности, геометрические эффекты при постоянном степенном спектре излучения не изменяют спектральный индекс объекта при изменении δ [46, 134]. Тогда как физические процессы, например, прохождение ударных волн через плазму джета [135] или инжекция высокоэнергетических частиц в излучающую область [124], отражаются в изменении показателя цвета. На внутрисуточных масштабах

хроматическая переменность может быть вызвана прохождением турбулентного потока джета через стоячую коническую ударную волну [136]. Эта модель была применена к IDV вспышкам блазара S5 0716+714 [137, 138], но, к сожалению, не было сделано оценок и выводов относительно изменения показателя цвета при переменности и не были учтены различные углы между векторами скорости рассматриваемых ячеек турбулентности с лучом зрения.

Также в литературе рассматривалась возможность образования IDV вследствие геометрических эффектов. Например, предполагалось, что траектория некоторых релятивистски движущихся сгустков плазмы может отклоняться от прямой линии, приводя к незначительному увеличению δ этого сгустка и, следовательно, малому увеличению наблюдаемого потока излучения [139]. Отклонения от начальной траектории потока могут быть вызваны образованием искривления во внутренней части аккреционного диска и последующим её вращением [140]. Также указывалось на то, что если спектр излучения немного отличается от степенного, то геометрические эффекты могут приводить к изменению показателя цвета при переменности [141].

Ряд исследователей [39, 122, 125, 127, 134] полагают, что и геометрические эффекты, и физические процессы приводят к наблюдаемой IDV. Но на наш взгляд, для реализации этого предположения требуется «тонкая настройка» параметров, чтобы два несвязанных между собой процесса приводили к изменению яркости со сравнимой амплитудой на одинаковой временной шкале.

В этой Главе мы рассмотрим сценарий, в рамках которого согласованно объясняются описанные свойства как IDV, так и долговременной переменности блазара S5 0716+714.

3.2 Внутрисуточная переменность за 2014-2015 гг.

Наблюдения IDV блазара S5 0716+714 выполнялись в 2014-2015 гг. Валентиной Трофимовной Дорошенко с помощью телескопа АЗТ-5 Крымской станции ГАИШ МГУ. Телескоп системы Максудова с диаметрами сферического зеркала и коррекционного мениска, равными 70 и 50 см, соответственно. Детектор – ПЗС-камера Alta U8300, размер 3326x2504 пикселей. Один пиксель изображения соответствовал 1.08". Наблюдения проводились с использованием фильтров В, V системы Джонсона и R, I системы Кузинса. Процесс обработки изображений детально описан Дорошенко и др. [142]. При фотометрии использовалась апертура 15". Для сравнения были выбраны звезды 8, 10 и 18, карта окрестности и параметры звезд приведены в [142]. Общая продолжительность наблюдений – 107 часов, среднее временное разрешение – 266, а лучшее – 131 секунда. Было учтено

поглощение в Галактике в направлении S5 0716+714 с коэффициентами, указанными в работе [143].

Для обнаружения IDV был выполнен ANOVA-тест [144, 145]. При этом мы делили суточные данные на группы. Каждая группа включала в себя 5 соседних по времени измерений. Если в последней группы было менее 5 измерений, то они включались в предыдущую группу. ANOVA-тест был проведен для объекта, так и для звезды сравнения, чтобы протестировать стабильность качества неба. Результаты ANOVA-тестов представлены в Таблице 3.1. IDV присутствует в 16 ночах из 23. Для примера, на Рисунке 3.1 представлены кривые блеска в ночи с обнаруженной IDV.

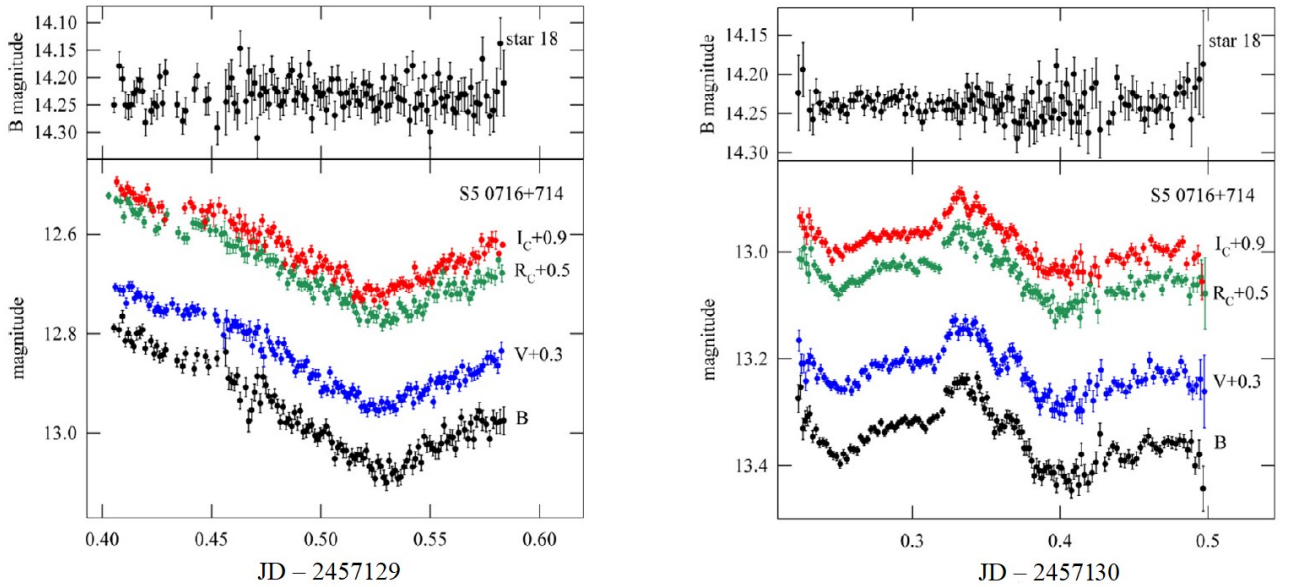


Рисунок 3.1 – Кривые блеска объекта в ночи с обнаруженной IDV. Для хорошей визуализации, ко звездным величинам в фильтрах V, R, I было добавлено 0.3, 0.5, 0.9, соответственно. Графики построены по данным наблюдений Дорошенко В.Т.

Амплитуда переменности для каждого фильтра определялась как [146]

$$A = \sqrt{(m_{\max} - m_{\min})^2 - 2\sigma^2}, \quad (3.1)$$

где m_{\max} и m_{\min} – максимальная и минимальная звездная величина объекта в течение ночи, σ – средняя погрешность измерения за эту ночь. При сравнении полученных амплитуд переменности за ночи с выявленной IDV (см. Рисунок 3.2), обнаружено, что для малых изменений яркости (примерно до 0.15 звездных величин в фильтре B) амплитуды в разных оптических полосах примерно одинаковые. Для бóльших изменений яркости, систематически амплитуда переменности возрастает с увеличением эффективной частоты оптического фильтра. То есть, присутствует BWB хроматизм. Зависимость показателя цвета

от звездной величины за ночи с обнаруженной IDV приведены на Рисунке 3.3. При его построении была проведена линейная интерполяция двух ближайших по времени соседних точек данных в фильтрах V, R и I на момент наблюдения в полосе B. Это отмечено индексом «int». На каждом графике указан соответствующий коэффициент корреляции Пирсона r_p . Получено, что корреляция между показателем цвета и звездной величиной немного больше при сравнении данных в фильтрах, имеющих бо́льший интервал между их эффективными частотами. Подобный результат получен в [147].

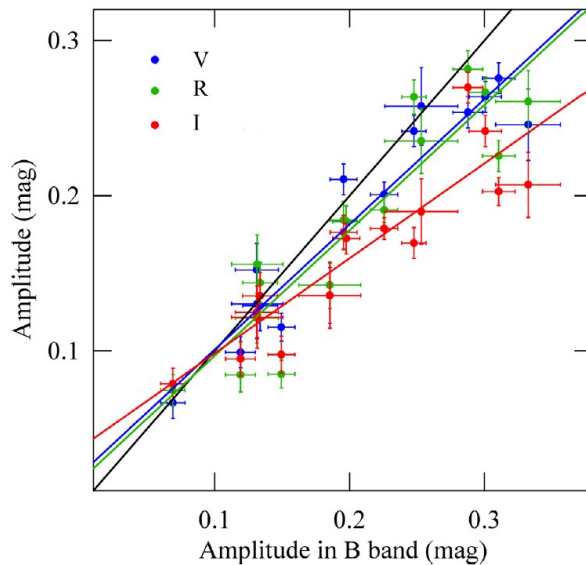


Рисунок 3.2 – Амплитуды переменности в различных оптических полосах. Данные наблюдений в парах B-V, B-R и B-I и их линейная аппроксимация отмечены синим, зеленым и красным цветами, соответственно. Положения, при которых амплитуды равны, отмечены черной линией. График построен диссертантом на основе данных наблюдений Дорошенко В.Т.

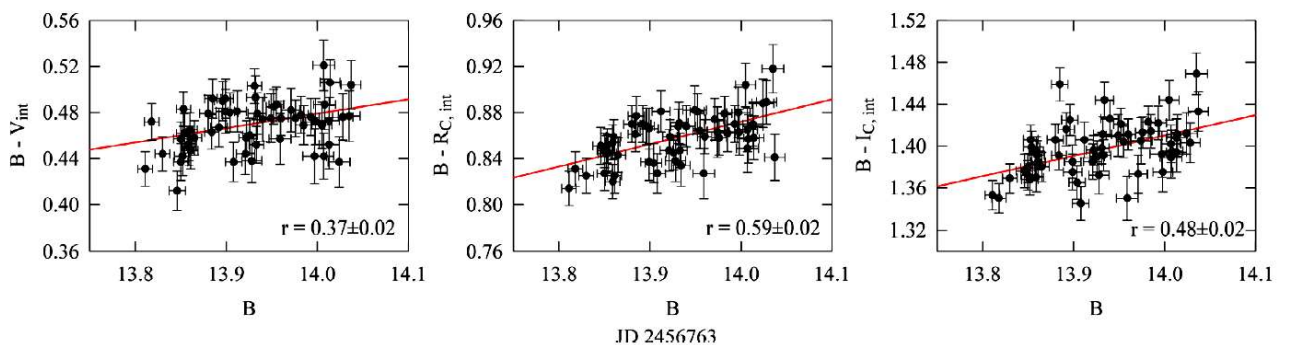


Рисунок 3.3 – Зависимость показателя цвета B-V, B-R, B-I от звездной величины в полосе B за JD 2456763. На каждом графике приведены линейная аппроксимация и коэффициент корреляции Пирсона. Графики построены на основе данных наблюдений Дорошенко В.Т.

Таблица 3.1. Детальная информация о фотометрических наблюдениях и обнаружении IDV. Данные представлены для фильтра В. В столбцах: (1) юлианская дата; (2), (4) F -value для объекта и звезды сравнения, соответственно; (3), (5) p -value для объекта и звезды сравнения; (6) продолжительность наблюдений; (7), (8) амплитуда переменности и её погрешность; (9) вывод относительно обнаружения IDV. Получено диссертантом на основе данных наблюдений Дорошенко В.Т.

JD – 2450000	ANOVA для блазара		ANOVA для звезды 18		Δt , часы	A , зв. вел.	σ_A , зв. вел.	IDV
	F -value	p -value	F -value	p -value				
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
6751	6.54	0.0004	0.16	0.97	2.9	0.12	0.014	Нет
6763	25.16	<0.0001	0.54	0.85	4.8	0.23	0.010	Да
6765	85.00	<0.0001	1.09	0.39	4.8	0.31	0.012	Да
6773	0.3	0.87	0.58	0.72	1.9	0.11	0.016	Нет
6778	18.07	<0.0001	1.93	0.07	4.0	0.25	0.027	Да
6780	34.95	<0.0001	1.24	0.28	4.4	0.33	0.024	Да
6781	6.15	<0.0001	1.56	0.17	3.2	0.13	0.019	Да
6785	6.35	<0.0001	0.95	0.51	4.4	0.13	0.016	Да
6794	0.52	0.61	0.16	0.85	1.0	0.04	0.017	Нет
6795	4.05	0.02	1.26	0.31	1.4	0.08	0.014	Нет
6797	29.78	<0.0001	1.44	0.2	3.1	0.13	0.013	Да
6942	4.19	0.0007	2.14	0.07	2.0	0.04	0.008	Нет
6944	2.24	0.056	1.61	0.17	2.5	0.04	0.008	Нет
6953	1.85	0.20	0.34	0.72	1.3	0.06	0.020	Нет
6959	31.58	<0.0001	1.6	0.11	5.4	0.15	0.010	Да
6966	5.23	<0.0001	1.10	0.38	5.8	0.19	0.023	Да
7072	5.93	<0.0001	0.96	0.54	11.1	0.07	0.009	Да
7074	127.43	<0.0001	1.30	0.15	10.0	0.25	0.009	Да
7075	126.4	<0.0001	1.41	0.13	7.9	0.20	0.009	Да
7076	156.19	<0.0001	0.92	0.58	11.2	0.19	0.011	Да
7080	14.51	<0.0001	0.68	0.78	6.0	0.12	0.011	Да
7129	130.09	<0.0001	0.56	0.94	4.3	0.30	0.012	Да
7130	37.87	<0.0001	1.07	0.39	6.6	0.20	0.010	Да

Чтобы сделать выводы относительно условий появления IDV, была построена зависимость r_p от 1) усредненной за ночь звездной величины в полосе В; 2) показателя цвета В-І и А (см. Рисунок 3.4). Видно, что присутствие BWB хроматизма в IDV явным образом не зависит от перечисленных выше параметров. Похожий вывод был сделан ранее на основе наблюдений в другие годы [39]. Но по данным для 19 ночей между 01-02.2006, Ву и др. [61] пришли к выводу, что чем больше амплитуда переменности, тем больше показатель цвета V-R (т.е. объект имеет более «голубой» цвет).

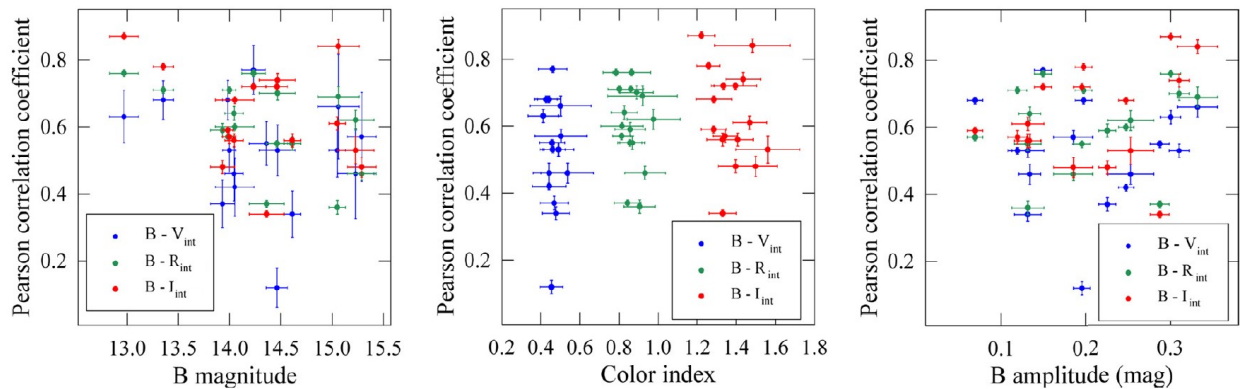


Рисунок 3.4 – Зависимость корреляции между звездной величиной и показателем цвета от средней за ночь звездной величины (слева), показателя цвета (в центре), амплитудой переменности (справа). Графики построены на основе данных наблюдений, выполненных Дорошенко В.Т.

Долговременная кривая блеска S5 0716+714 за 2004 – 2005 гг., дополненная данными наблюдений, выполненных на телескопе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории, приведена на Рисунке 3.5. Наиболее тусклый объект был в JD 2456751 и JD 2456966, когда звездные величины в фильтрах В, V, R и І были равны 15.31, 14.78, 14.34 и 13.78, соответственно. Объект достиг максимальной яркости в JD 2457129, звездные величины составили 12.95, 12.54, 12.16 и 11.74 в фильтрах В, V, R и І, соответственно. Указанные звездные величины примерно соответствуют наиболее тусклому и максимально яркому состоянию S5 0716+714, зарегистрированным в данных АЗТ-8 [A14]. Представляемые здесь наблюдения IDV перекрывают весь диапазон изменений блеска блазара S5 0716+714. При этом важно отметить, что появление IDV не зависит от яркости объекта.

В долговременной переменности также обнаруживается BWB тренд (Рисунок 3.6). При этом $r_p = 0.86$ для данных, усредненных за все ночи наблюдений, $r_p = 0.69$ и $r_p = 0.92$ по данным за ночи без и с обнаруженной IDV, соответственно.

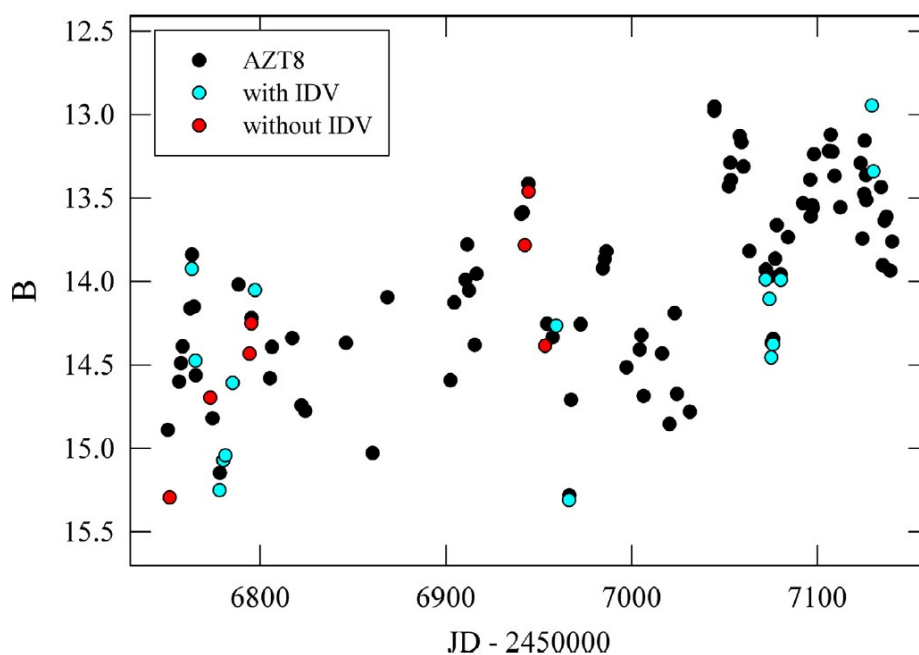


Рисунок 3.5 – Кривая блеска блазара S5 0716+714 за 04.2014 – 04.2015 в полосе В. Ночи с обнаруженной IDV и без нее отмечены голубым и красным цветом, соответственно. Данные АЗТ-8 любезно предоставлены коллегами и представлены на графике черными точками.

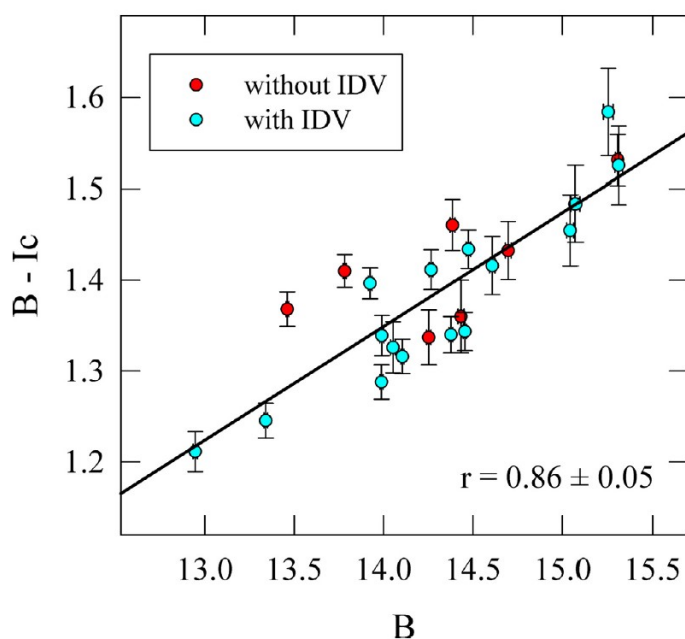


Рисунок 3.6 – Зависимость показателя цвета от звездной величины в фильтре В для блазара S5 0716+714 по данным за 04.2014 – 04.2015. Ночи с обнаруженной IDV и без нее отмечены голубым и красным цветом, соответственно. На графике приведена линейная аппроксимация данных. Результат диссертанта в [A12] на основе данных наблюдений, выполненных Дорошенко В.Т.

3.3 Модель переменности потока излучения

До настоящего времени винтовой джет в контексте IDV рассматривался исключительно с целью интерпретации иногда наблюдаемых на масштабах времени несколько десятков – сотен минут осцилляций [46]. В данном пункте полагается, что джет имеет винтовую форму на масштабе от излучающей в оптическом диапазоне области до 1 mas от РСДБ-ядра. Как было показано в Главах 1 и 2, такой джет ответственен за долговременные изменения наблюдаемых величин. Для интерпретации IDV мы вводим понятие «субкомпонент». Субкомпонент – это часть компонента джета, которая на протяжении некоторого времени имеет больший δ . Отличие в δ естественным образом может возникать при отклонении вектора скорости субкомпонента, вследствие некоторых причин, в сторону луча зрения.

Рассмотрим, может ли присутствие субкомпонент объяснить наблюдаемые свойства IDV. Для этого воспользуемся геометрическими и кинематическими параметрами джета блазара S5 0716+714, определенными в Главе 1. Отметим, что приводимый ниже анализ не зависит от физической природы субкомпонента. Например, если компонент джета представляет собой область повышенной численной плотности частиц, то субкомпонент формируют те частицы, направление движения которых немного отклоняется от траектории компонента. Если компонент формируют инжектированные электроны после их повторного ускорения на фронте движущейся по джету ударной волны, то отклонения фронта ударной волны от общей траектории образуют субкомпоненты. Подобные субкомпоненты могут возникать из-за малых различий в скорости отдельных участков фронта ударной волны, распространяющейся через неоднородную плазму.

Найдем угол между вектором скорости субкомпонента и лучом зрения при движении субкомпонента со скоростью β_1 под углом χ к траектории компонента (Рисунок 3.7). По аналогии с углом ϕ , был введен азимутальный угол ϕ_χ , характеризующий положение β_1 относительно β и луча зрения. Тогда выражение (1.8) можно использовать для нахождения угла между β_1 и лучом зрения (совпадает с осью z)

$$\theta_\chi = \arccos(\cos \chi \cos \theta - \sin \chi \sin \theta \cos \phi_\chi), \quad (3.2)$$

где $\theta = \theta(\xi, \theta_0, \phi)$ – угол между β и лучом зрения в данный момент, определяется формулами (1.14) – (1.16). Напомним, что в используемой здесь модели [A3, A], винтовой джет при движении наружу проворачивается вокруг своей оси. При этом область, от которой исходит наблюдаемое оптическое излучение, находится на постоянном расстоянии d от истинного начала джета.

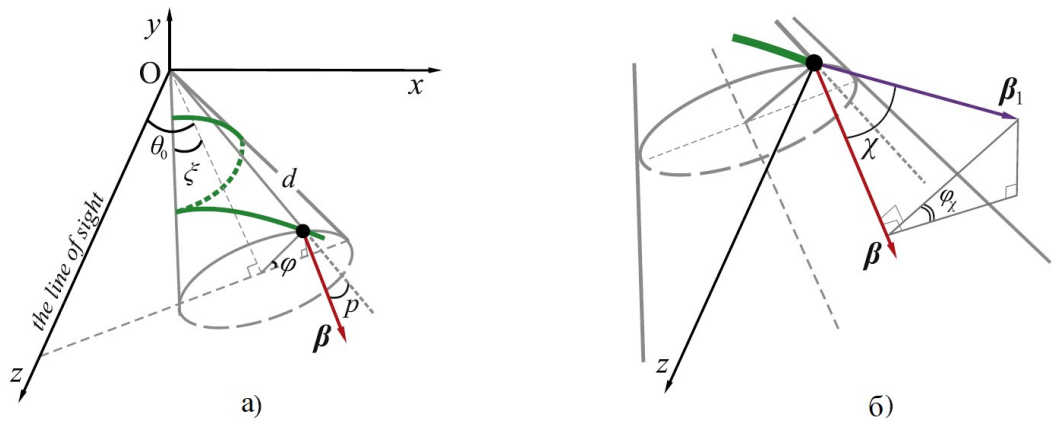


Рисунок 3.7 – Схема геометрических параметров субкомпонента винтового джета. Общий вид джета (а) и схема окрестностей субкомпонента крупным планом (б). Чтобы избежать громоздкости, приведен только один компонент (черный круг). Чтобы подчеркнуть схожесть с Рисунком 1.1а, луч зрения проведен через компонент. Схема разработана диссертантом лично в работе [A12].

Изменения доплер-фактора для компонента (δ) и его субкомпонентов (δ_χ) в зависимости от φ приведено на Рисунке 3.8. Также приведены соответствующие изменения θ и θ_χ . Видно, что при малых отклонениях χ от 0° функция $\delta_\chi(\varphi)$ имеет два пика, которые расположены симметрично относительно пикового значения доплер-фактора компонента δ_{\max} . С увеличением χ расстояние между пиками увеличивается из-за уменьшения φ одного пика и увеличения φ другого. При $\chi \approx 9^\circ$ оба пика находятся на $\varphi > 180^\circ$. Все упомянутые пики $\delta_\chi(\varphi)$ примерно равны δ_{\max} . С дальнейшим увеличением χ резко уменьшается величина пиков функции $\delta_\chi(\varphi)$. Уже при $\chi \geq 15^\circ$ всегда $\delta_\chi < 10$. Следовательно, для непрерывного присутствия в излучающей области субкомпонентов с $\delta_\chi \approx 30-40$, отклонение их траекторий от направления общего движения должно быть $< 11^\circ$ (при постоянной скорости $\beta = 0.999c$ [A3]). Этот вывод справедлив при использовании в формуле (3.2) $\varphi_\chi = 180^\circ$, при котором величина δ_χ максимальная при фиксированных других параметрах. По мере уменьшения φ_χ пиковое значение функции $\delta_\chi(\varphi)$ при фиксированном χ уменьшается (см. Рисунок 3.9а). Пиковое значение $\delta_\chi(\varphi)$ при фиксированном φ_χ , например, при 120° , уменьшается с увеличением χ и смещение пиков по φ относительно положения δ_{\max} меньше, чем при $\varphi_\chi = 180^\circ$ (Рисунок 3.9б). Чтобы найти значения φ_χ , при которых

$\delta_\chi(\varphi) > 10$, мы для каждого значения φ_χ , изменяемого от 0 до 359° с шагом в 1° подсчитывали количество N всех величин $\delta_\chi(\varphi) > 10$ при изменении φ от 0 до 359° с шагом в 1° . Результат представлен на Рисунке 3.10. Видно, что диапазон φ_χ , в пределах которого δ_χ достигает 10 – 20 сужается с увеличением χ . Важно отметить, что частое присутствие компонентов с $\varphi_\chi = 180^\circ$ может быть, например, следствием симметричного распределения β_1 относительно β . И только субкомпоненты с $\varphi_\chi \approx 180^\circ$, из-за их высокого δ_χ , могут создать события IDV.

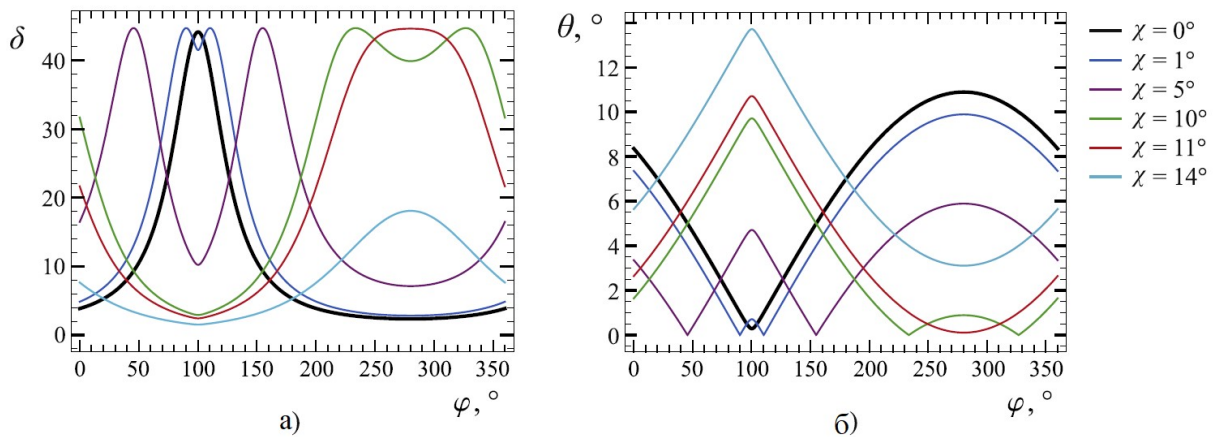


Рисунок 3.8 – Изменения доплер-фактора (а) и угла β с лучом зрения (б) в зависимости от φ для компонента и субкомпонентов джета. Движение субкомпонентов происходит под указанными углами χ и при $\varphi_\chi = 180^\circ$, $\beta_1 = 0.999$. К компоненту относятся линии черного цвета. Личный результат диссертанта в [A12].

В приведенном выше анализе полагалось $\beta_\chi = 0.999$, что является нижним пределом на скорость компонента, определенным в статье [A3]. Рассмотрим, как изменяется δ_χ при изменении β_1 . Для этого используем скорости $\beta_{1,s} = 0.998$ и $\beta_{1,h} = 0.9994$, соответствующие 30%-ному уменьшению и увеличению β_1 . Как видно из Рисунка 3.11а, графики δ_χ при $\varphi_\chi = 180^\circ$ сохраняют свою форму, только высота пика уменьшается до ≈ 30 для $\beta_{1,s}$ и увеличивается до ≈ 55 для $\beta_{1,h}$ в зависимости от величины χ . Для $\chi \leq 1^\circ$ и, например, $\varphi_\chi = 150^\circ$, поведение δ_χ схожее с описанным выше. Но по мере увеличения χ , величина максимума δ_χ уменьшается. Этот спад происходит быстрее при $\beta_{1,h}$, чем при $\beta_{1,s}$ (см. Рисунок 3.11б)

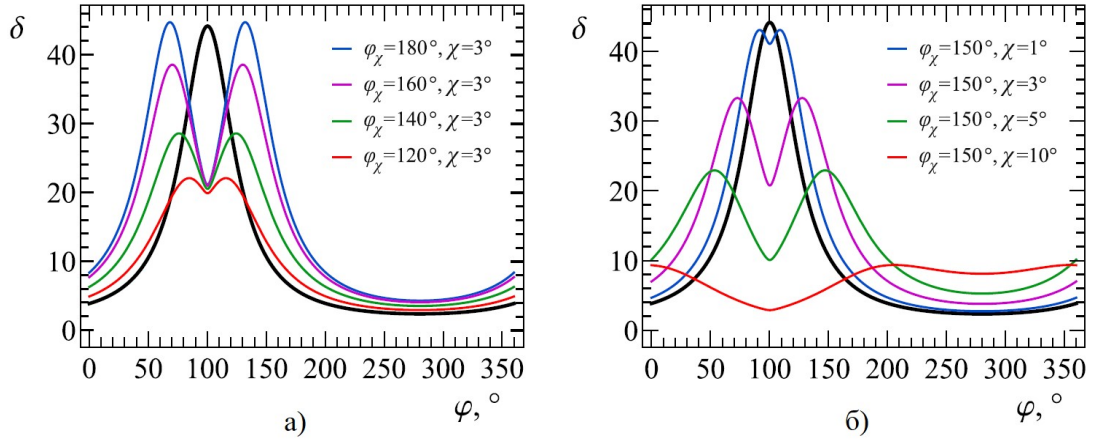


Рисунок 3.9 – Демонстрация влияния φ_χ и χ на δ_χ . а) Функция δ_χ при $\chi = 3^\circ$ и φ_χ от 120 до 180°. б) Функция δ_χ при $\varphi_\chi = 150^\circ$ и различных значениях χ . Черной линией приведено δ компонента для сравнения. Личный результат диссертанта в [A12].

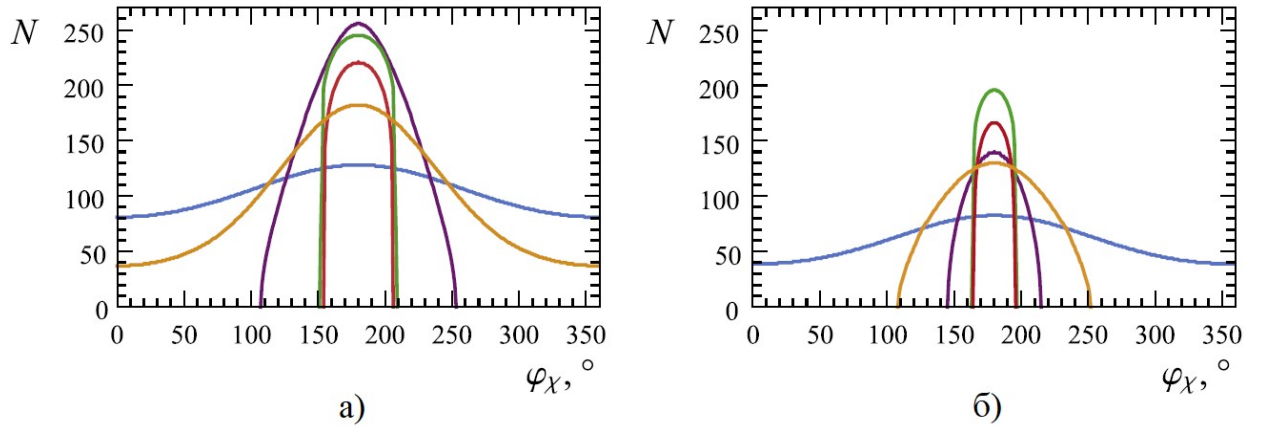


Рисунок 3.10 – Количество $\delta_\chi(\varphi) > 10$ (а) и $\delta_\chi(\varphi) > 20$ (б) в зависимости от φ_χ и φ , изменяющихся от 0 до 359° с шагом в 1°. Личный результат диссертанта в [A12].

Таким образом, наблюдаемая оптическая переменность блазара S5 0716+714 является суперпозицией излучения компонента и субкомпонентов, имеющие различный δ_χ и геометрические размеры. В рамках этого сценария воспроизводится непрерывная сильная переменность объекта и объясняется отсутствие выдающегося максимума на долговременной кривой блеска, ожидаемого при достижении δ_{\max} компонентом. Остановимся на последнем детальнее. Как видно из Рисунков 3.8, 3.9 и 3.11, δ компонента достигает максимальных значений при $\varphi \approx 100^\circ$, тогда как δ_χ малый. Если бы в потоке джета, формирующего компонент, отсутствовали отклонения от общего направления, то это приводило бы к периодическим пикам на долговременной кривой блеска и малой яркости

объекта в промежутках, как наблюдается, например, для СТА 102 [148, 149]. При $\varphi \approx 0-50^\circ$ и $\varphi \approx 150-360^\circ$ компонент имеет $\delta < 10$. В последнем случае высокая яркость S5 0716+714 может обеспечиваться присутствием субкомпонентов, характеризующихся $\chi \approx 8-11^\circ$ и $\delta_\chi > 20$. То есть, излучение субкомпонент преобладает при одних φ , а компонента – при других φ . С другой стороны, присутствие субкомпонентов с малым δ_χ при большом δ уменьшает наблюдаемый поток от объекта. Таким образом, наблюдаемый поток от S5 0716+714 не изменяется так сильно, как ожидалось бы при винтовой траектории компонент. Стохастическая природа переменности, отмечаемая, например, в работах [121, 137], обуславливается постоянным появлением, эволюцией и исчезновением субкомпонент. Это также объясняет высокую переменность объекта и частое детектирование IDV (например, [36, 122, 123, 129, 130]).

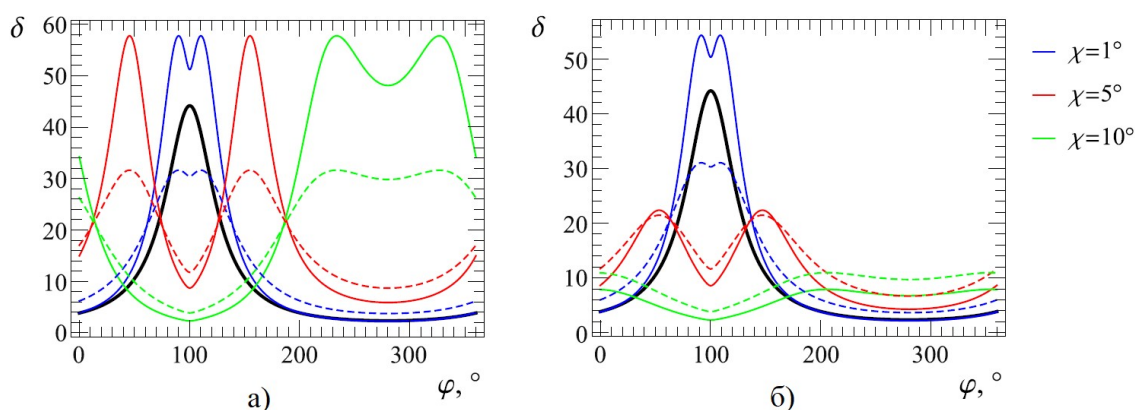


Рисунок 3.11 – Зависимость δ_χ от скорости субкомпонента при $\varphi_\chi = 180^\circ$ (а) и $\varphi_\chi = 150^\circ$ (б). Цветные сплошные линии соответствуют $\beta_{1,h} = 0.9994$, пунктирные – $\beta_{1,s} = 0.998$. Для сравнения показано изменение δ компонента (черные линии). Личный результат диссертанта в [A12].

3.4 Влияние изменений доплер-фактора на IDV

Как видно на Рисунках 3.8, 3.9 и 3.11, δ и δ_χ в некоторые интервалы φ изменяются крайне быстро. Оценим, возможно ли геометрическое образование IDV. Так как скорость изменений δ и δ_χ сравнима, то рассмотрим только изменение δ . Выбор обусловлен тем, что δ_χ имеет больше модельных параметров. Предполагая, что поток в системе отсчета релятивистски движущейся излучающей плазмы одинаков, изменение звездной величины будет

$$\Delta m = -2.5(3 + \alpha) \lg \frac{\delta_1}{\delta_2}. \quad (3.3)$$

Подставляя выражение (1.14) в (1.1) и дифференцируя по φ нашли, что наибо́льший рост и спад δ происходит при $\varphi \approx 84.7^\circ$ и $\varphi \approx 115.8^\circ$, соответственно. С учетом (1.1), из формулы (3.3) при $\alpha = 1$ следует, что изменения δ , вызванные увеличением упомянутых значений φ на $1 - 2^\circ$ приводят к $|\Delta m| \approx 0.13 - 0.27$. Эти величины согласуются с наблюдаемой амплитудой переменности IDV. Тогда, если IDV образуется вследствие геометрических эффектов, соответствующие изменения φ должны происходить за несколько часов. Используя выражение (1.13) с учетом малого изменения расстояния $d = 4$ пк за время Δt и при $\beta = 0.999$, нашли, что за $\Delta t = 6$ часов $\Delta \varphi = 0.017 - 0.033^\circ$. Следовательно, изменения δ или δ_χ могут приводить к наблюдаемой переменности на шкале времени порядка десятков часов.

Изменения в направлении β_1 может приводить к вариации δ_χ на временных масштабах IDV. Например, рассмотрим вращение субкомпонента вокруг локальной оси джета. Подобное движение может возникать при развитии моды $n > 1$ неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Эти моды создают выпуклости на поверхности джета, вращающиеся вокруг оси джета (см., например, [83]). По аналогии с нерадиальным движением, рассмотренным в [A3], изменения угла θ_χ между β_1 и лучом зрения выражаются согласно (1.14) – (1.16) при замене ξ на χ , φ на φ_χ , p на p_χ , θ_0 на угол между β с лучом зрения $\theta = \theta(\xi, \theta_0, \varphi)$. При этом p_χ – это угол между направлениями движения с постоянным и изменяющимся φ_χ при фиксированном χ . Соответствующие изменения δ_χ оказаны на Рисунке 3.12.

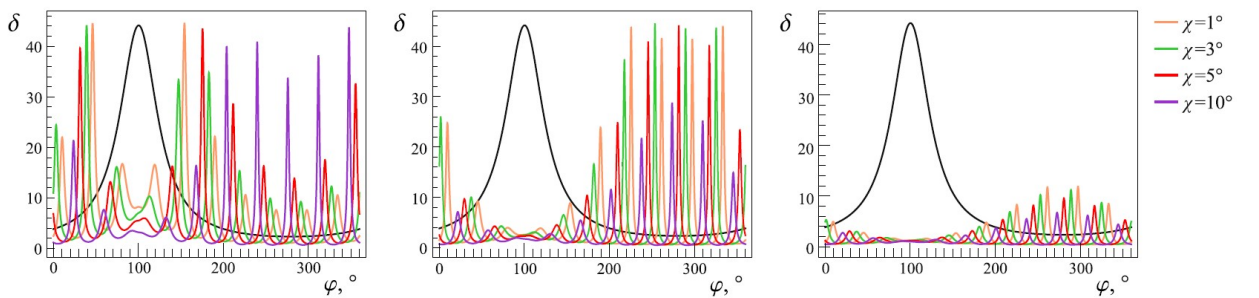


Рисунок 3.12 – Доплер-фактор субкомпонентов при $\chi = 1, 3, 5$ и 10° , вращающихся вокруг оси джета. при построении графиков полагалось, что скорость изменения φ_χ в 10 раз больше чем φ . Каждый последующий график имеет начальное значение φ_χ на 9° больше, чем предыдущий. $p_\chi = 5, 10$ и 15° для изображений слева, в середине и справа, соответственно. Изменение δ компонента представлено черной линией. Личный результат диссертанта в [A12].

Для вариации ϕ_χ на временных масштабах IDV, мы предположили, что скорость изменения ϕ_χ в 10 раз больше, чем для ϕ . Из Рисунка 3.12 видно следующее. 1) При увеличении p_χ пики функции $\delta_\chi(\phi)$ смещаются к таким значениям ϕ , при которых δ находится вблизи минимальных значений. 2) При увеличении p_χ от 5 до 10°, величина пиков δ_χ уменьшаются при больших χ и увеличиваются при малых χ . 3) При $p_\chi = 15^\circ$ для всех рассмотренных χ максимальное $\delta_\chi \leq 10$ и δ_χ уменьшается при дальнейшем увеличении p_χ . Описанное поведение $\delta_\chi(\phi)$ приводит к тому, что яркость компонента при максимальном δ уменьшается за счет присутствия субкомпонента с малым δ_χ . Тогда как при малом δ яркость объекта увеличивается из-за большого δ_χ . Таким образом, яркость объекта изменяется в пределах определенного диапазона, который значительно меньше, чем был бы в случае движения компонента по винтовой траектории в отсутствии субкомпонента. Непрерывное появление и исчезновение, эволюция физических и геометрических параметров субкомпонентов приводит к постоянной и сильной переменности блазара S5 0716+714.

3.5 Изменение показателя цвета при IDV

Как было показано в Разделе 3.4, субкомпонент, имеющий постоянный поток излучения в системе отсчета излучающей плазмы и постоянную траекторию относительно траектории компонента, производит переменность на масштабах нескольких суток. Тогда IDV может образовываться по двум причинам. Во-первых, изменения излучательной способности субкомпонента. Во-вторых, изменение скорости субкомпонента и/или направления движения относительно траектории компонента. Эти факторы могут действовать совместно. В последнем случае (геометрические эффекты) ожидается отсутствие изменения показателя цвета в зависимости от звездной величины объекта. Это справедливо только для степенного спектра излучения. На Рисунке 3.3 проиллюстрированы изменения показателя цвета $B - V$, $B - R$, $B - I$ в зависимости от звездной величины в фильтре B . По всем данным, в большинстве случаев выявлен BWB хроматизм. BWB хроматизм на долговременной временной шкале интерпретируется присутствием ударной волны в потоке джета (см, например, [150]), тогда как на шкале IDV различие показателя цвета для двух соседних IDV событий объясняется присутствием в джете турбулентности [123, 137, 151]. Мы предложили альтернативную интерпретацию BWB хроматизма при IDV.

По аналогии с РСДБ-ядрами, можно предположить, что выше по течению джета есть область, назовем ее оптическое ядро, в которой среда становится прозрачной для оптического излучения и производит основную часть наблюдаемого излучения. Спектр

оптического ядра схематически представлен на Рисунке 3.13а. Максимальный поток приходится на частоту $\nu'_m = \nu'_1 \tau_m^{-2/(2\alpha+5)}$ [111], где штрих обозначает систему отсчета источника, ν'_1 – частота, при которой рассматриваемая часть джета имеет оптическую толщину $\tau = 1$, τ_m – оптическая толщина для излучения частотой ν_m , α – спектральный индекс оптически тонкой части спектра. Общий спектр блазара формирует суммарное излучение областей, в которых среда джета становится прозрачной для излучения на различных, последовательно уменьшающихся, частотах (Рисунок 3.13б). Отмеченные на Рисунке 3.13а частоты $\nu'_{I,1}$ и $\nu'_{B,1}$ соответствуют эффективным частотам фильтров I и В, соответственно, в системе отсчета наблюдателя до начала IDV вспышки, вызванной резким изменением δ_χ . Обозначим δ_{SC} максимальное значение δ_χ , достигаемое субкомпонентом. Так как $\nu = \nu' \delta_{SC}$, то излучение субкомпонента, наблюдаемое в фильтрах I и В в максимуме IDV вспышки, имеет частоты $\nu'_{I,2}$ и $\nu'_{B,2}$, которые в системе отсчета источника меньше начальных. То есть частоты в системе отсчета источника, между которыми измеряется α , уменьшаются при увеличении δ_χ . Это, при выгнутом спектре излучения, приводит к тому, что α уменьшается при увеличении яркости, то есть к BWB хроматизму.

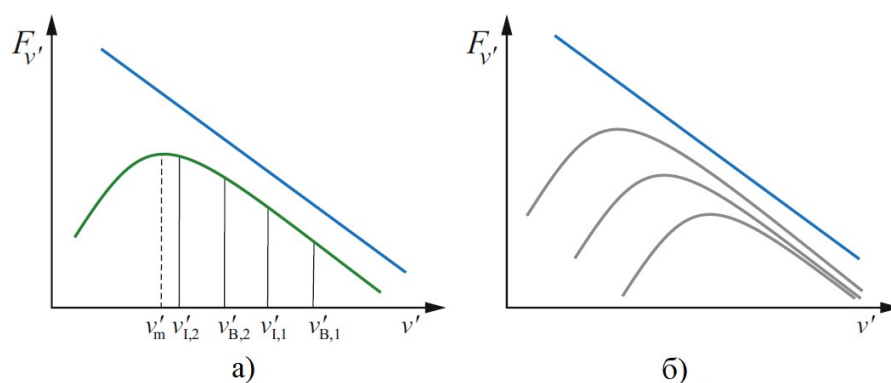


Рисунок 3.13 – а) Схема спектра оптического ядра. Синим цветом представлена часть общего спектра блазара. Отмечены частоты, соответствующие эффективным частотам фильтров I и В при минимуме (индекс «1») и максимуме (индекс «2») блеска при IDV событии. ν'_m – частота максимума в спектре оптического ядра. б) Иллюстрация общего спектра блазара, представляющего собой суперпозицию изогнутых спектров различных областей джета, в которых среда становится оптически прозрачной для излучения различных частот. Схема построена Горбачёвым М.А. в статье [A14].

Проверим наше предположение об образовании BWB хроматизма при IDV. Для этого рассмотрим IDV вспышку, произошедшую в JD 2457130 (Рисунок 3.1). Для этой вспышки обнаружен сильный BWB хроматизм и имеется достаточно большое число точек данных. Переходя от звездных величин к плотности потока [95], различие в показателях цвета в максимуме и минимуме блеска, например, между полосами В и I, выражается как

$$\Delta(m_B - m_I) = 2.5 \lg \left(\frac{1 + F_{B,SC}/F_{B,1}}{1 + F_{I,SC}/F_{I,1}} \right) \quad (3.4)$$

где m – звездная величина в определенном фильтре, указанном в индексе, F – поток основного излучения (индекс «1») и поток от субкомпонента (индекс «SC») в соответствующих оптических полосах. В качестве основного потока мы взяли минимальный поток от объекта на эту дату (см. Таблицу 3.2), представляющий собой суммарное излучение разных областей неоднородного джета, спектр которого описывается степенным законом $F_1 = Qv^{-\alpha}$. Тогда как максимальный поток – это $F_1 + F_{SC}$. В системе отсчета наблюдателя спектр субкомпонента, расположенного в области оптического ядра, имеет вид [111]

$$F_{SC} = Q_{SC} v^{5/2} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v(1+z)}{\delta_{SC}} \right)^{-\alpha-5/2} \right] \right\}, \quad (3.5)$$

где Q_{SC} – коэффициент пропорциональности. Так как невозможно из наблюдений определить спектральный индекс оптически тонкой части спектра излучения субкомпонента, то мы полагаем его равным спектральному индексу наблюдаемого излучения. Подставляя F_1 и F_{SC} в выражение (3.4), мы получили

$$\frac{Q_{SC}}{Q} = \frac{C-1}{a(v'_1) - C \cdot b(v'_1)}, \quad (3.6)$$

где $C = 10^{0.4 \Delta(m_B - m_I)}$,

$$a(v'_1) = v_B^{5/2+\alpha} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v_B(1+z)}{\delta_{SC} v'_1} \right)^{-\alpha-5/2} \right] \right\},$$

$b(v'_1)$ выражается аналогично $a(v'_1)$ с подстановкой эффективных частот второй оптической полосы из рассматриваемых, в данном случае это I. Изменение показателя цвета при переменности определяли из линейной аппроксимации точек на графике $(B-I)$ от B , подставляя звездную величину в минимуме и максимуме яркости (см. Таблицу 3.2). Зависимость Q_{SC}/Q от v'_1 , задаваемая выражением (3.6) при различных величинах δ_{SC} для различных пар оптических полос приведена на Рисунке 3.14. Область пересечения кривых

при фиксированном δ_{SC} позволяет оценить ν'_I . Имеющийся разброс точек пересечения кривых вызван как погрешностями фотометрических измерений, так и более слабой корреляцией показателя цвета и звездной величины для соседних оптических полос (см. Таблицу 3.2). Из Рисунка 3.14 видно, что при $\delta_{SC} = 15$ и $\delta = 5$, ν'_I соответствует эффективной частоте фильтра I. Чем больше δ_{SC} , тем меньше ν'_I . И при $\delta_{SC} = 35$ ν'_I в системе отсчета наблюдателя меньше ν_I . Учитывая, что данное событие IDV произошло при высокой яркости блазара (см. Рисунок 3.5), то δ_{SC} должен быть большим. Что согласуется с нашим предположением.

Мы получили $\nu'_I = (2-4) \cdot 10^{13}$ Гц. При $\delta = 5$ и $\alpha = 1.12$ [111] частота, на которую приходится максимум спектра, в системе отсчета наблюдателя равна $\nu_m = (0.9-1.7) \cdot 10^{14}$ Гц. Оценка ν_m по данным наблюдений дает величину меньше, чем $\nu_I = 3.7 \cdot 10^{14}$ Гц. Это соответствует нашему предположению, что наблюдаемое оптическое излучение приходит от области, где среда джета становится оптически прозрачной для оптического излучения.

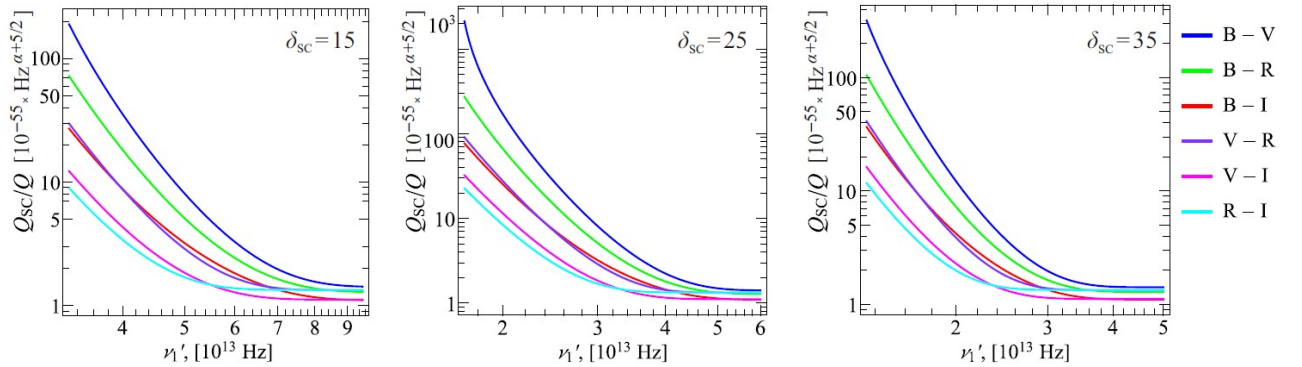


Рисунок 3.14 – Зависимость Q_{SC}/Q от ν'_I при параметрах IDV вспышки, произошедшей в JD 2457130. Различные пары рассматриваемых оптических полос отмечены различными цветами. На графиках приведен используемый при вычислениях δ_{SC} . Личный результат диссертанта в статье [A12].

Различные δ_{SC} приводят к сдвигу частот в системе отсчета источника, соответствующие наблюдаемым частотам, на разную величину. Субкомпонент с относительно малым δ_{SC} и большим занимаемым объемом может дать в результате ахроматическую IDV вспышку. С другой стороны, большой δ_{SC} и малый объем субкомпонента может создать вспышку такой же амплитуды, только с BWB трендом.

Обнаруженное в [152] покраснение показателя цвета объекта с увеличением яркости может быть объяснено тем, что при построении графика использовались все данные за ночь. Но эти точки относятся к различным деталям на кривой блеска IDV, например в JD 2458139 [152].

Таблица 3.2. Параметры BWB тренда для IDV вспышки в JD 2457130 и долговременной переменности. Личный результат диссертанта в статье [A12].

Параметр	Вспышка в JD 2457130	Долговременная переменность
Минимальная и максимальная яркость, соответственно (зв. вел.)		
B_1, B_2	13.44, 13.24	15.31, 12.95
V_1, V_2	13.00, 12.84	14.79, 12.55
R_1, R_2	12.61, 12.46	14.37, 12.18
I_1, I_2	12.16, 12.01	13.80, 11.73
α в минимуме яркости	1.12	1.46
Линейная аппроксимация:		
$(B - V)$	$-2.276 + 0.202 \cdot B$	$-0.258 + 0.051 \cdot B$
$(B - R)$	$-2.505 + 0.248 \cdot B$	$-0.197 + 0.075 \cdot B$
$(B - I)$	$-2.163 + 0.256 \cdot B$	$-0.401 + 0.125 \cdot B$
$(V - R)$	$-0.697 + 0.083 \cdot V$	$0.057 + 0.025 \cdot V$
$(V - I)$	$-0.756 + 0.123 \cdot V$	$-0.150 + 0.077 \cdot V$
$(R - I)$	$-0.400 + 0.068 \cdot R$	$-0.201 + 0.054 \cdot R$
$\Delta(B - V)$	0.04	0.12
$\Delta(B - R)$	0.05	0.18
$\Delta(B - I)$	0.05	0.30
$\Delta(V - R)$	0.02	0.06
$\Delta(V - I)$	0.02	0.17
$\Delta(R - I)$	0.01	0.12

Аналогичным образом рассмотрим долговременный BWB тренд (Рисунок 3.6). В этом случае переменность образуется не одним, а многими субкомпонентами. Для простоты

описания предположим, что при максимальной яркости наблюдаемый поток от объекта представляет собой суммарное излучение основного уровня и излучение субкомпонента, имеющего наибольшее δ_{SC} . Тогда, используя линейную аппроксимацию зависимости показателя цвета от яркости (Таблица 3.2), согласно выражению (3.6), была построена зависимость Q/Q_{SC} от ν'_1 при различных δ_{SC} (Рисунок 3.15). Также как и в предыдущем случае, чем больше δ_{SC} , тем меньше ν'_1 . Представляется маловероятным, чтобы субкомпонент $\delta_{SC} = 15$ был ответственным за изменение яркости примерно на 2.5 звездных величины. При $\delta_{SC} = 25$ и 35, $\nu'_1 = (1.5 - 4) \cdot 10^{13}$ Гц, что соответствует частоте максимума в спектре в системе отсчета источника $\nu_m = (0.6 - 1.6) \cdot 10^{14}$ Гц, при $\delta = 5$ и $\alpha = 1.46$. Величины ν'_1 и ν_m , полученные из долговременной переменности хорошо согласуются с аналогичными величинами, полученными из отдельной IDV вспышки. Этот факт подтверждает действие общего механизма переменности на длительных и коротких временных шкалах.

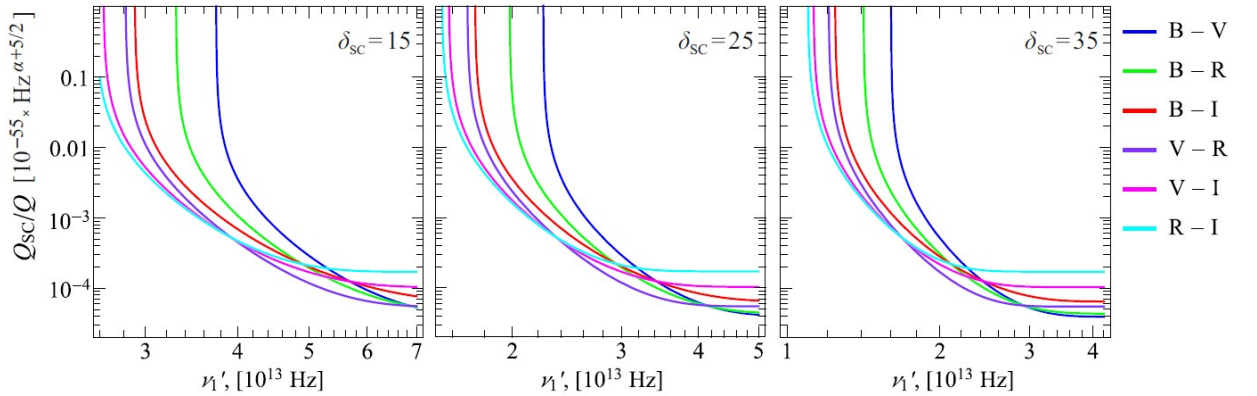


Рисунок 3.15 – Зависимость Q_{SC}/Q от ν'_1 при параметрах долговременной переменности блазара S5 0716+714 в течение 04.2014 – 04.2015. Различные пары рассматриваемых оптических полос отмечены различными цветами. На каждом графике указан максимальный δ_{SC} субкомпонента, ответственного за максимальную яркость объекта. Личный результат диссертанта в статье [A12].

3.6 Наблюдательные доказательства

Наше предположение о механизме образования IDV может быть подтверждено обнаружением у двух соседних IDV событий различного BWB тренда. Эта возможность упоминалась в [121, 152], но не исследовалась детально. Например, две последовательные

вспышки с примерно одинаковой амплитудой и продолжительностью зафиксированы в JD 2456785. Кривая блеска и зависимость показателя цвета от яркости показаны на Рисунке 3.16. Получена слабая зависимость показателя цвета от яркости для всех данных за ночь с $r_p \approx 0.5$. Корреляция существенно сильнее, если рассматривать отдельно две вспышки. То есть эти вспышки сформированы двумя субкомпонентами с изменяющимися δ_{SC} . Различные пиковые величины δ_{SC} при вогнутом спектре излучающей области приводят к различному изменению показателя цвета объекта при IDV.

Для вспышек, произошедших в JD 2457074, корреляция между показателем цвета и яркостью достаточно высокая (Рисунок 3.16). При отдельном рассмотрении двух вспышек получено, что $r_p \approx 0.4$ для $B-I_{int}$ для первой вспышки и $r_p = 0.87$ для второй. Отсутствие BWB тренда для первой вспышки может быть интерпретировано тем, что эта вспышка представляет собой суперпозицию более коротких вспышек с различным δ_{SC} или эта вспышка IDV образована за счет малого возрастания δ_{SC} , которое при изогнутом спектре излучения не приводит к изменению показателя цвета.

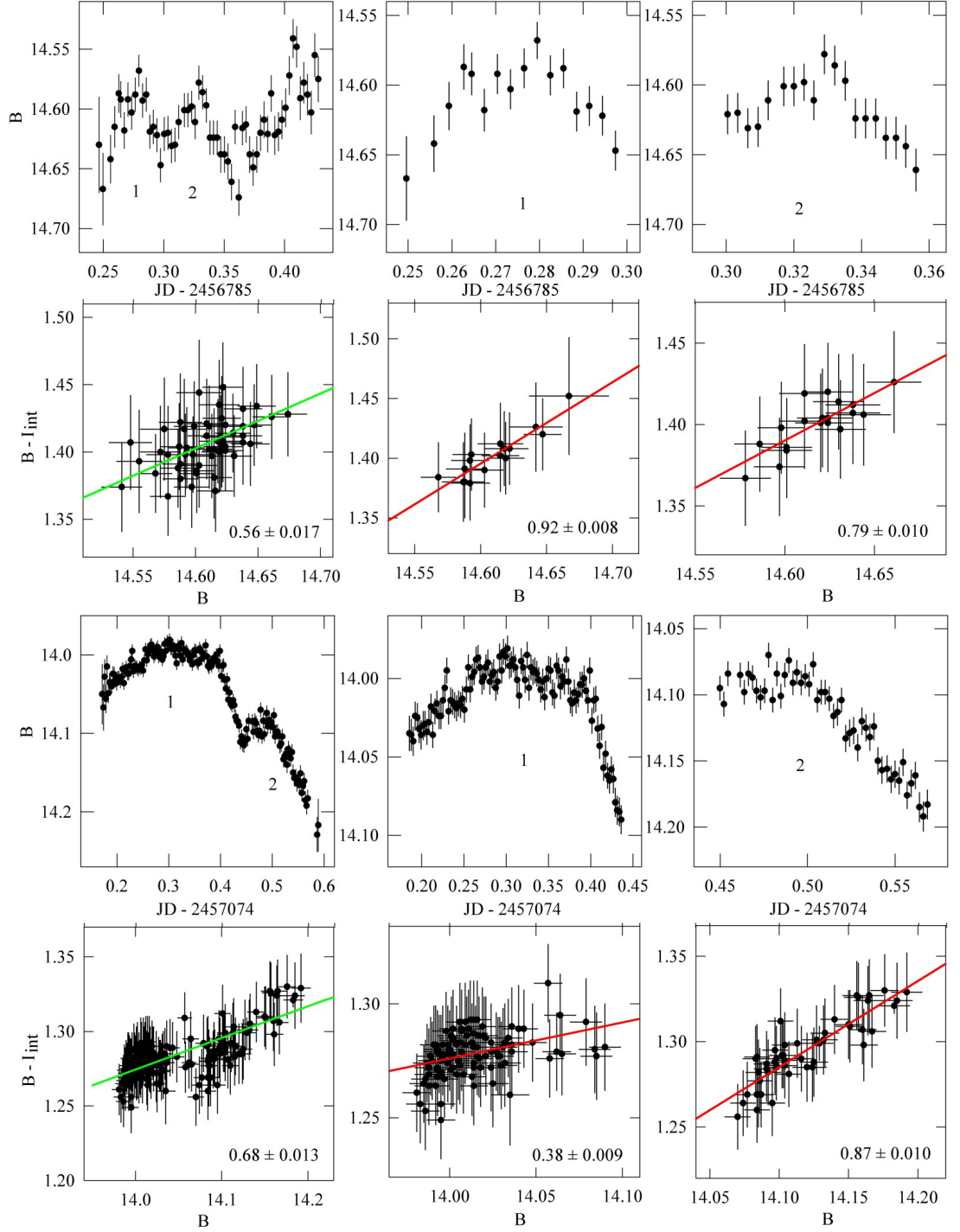


Рисунок 3.16 – Кривые блеска и зависимость $B - I_{\text{int}}$ от звездной величины в фильтре В для IDV вспышек в JD 2456785 и JD 2457074. На графиках приведены линейная аппроксимация показателя цвета от яркости и коэффициент корреляции r_p по всем данным за ночь (зеленые линии) и для отдельных IDV вспышек (красные линии). Результат диссертанта [A12], получен на основе данных наблюдений Дорошенко В.Т.

3.7 Оценка напряженности магнитного поля

Предположение о действии в джете синхротронного самопоглощения излучения с частотами $10^{13} - 10^{14}$ Гц является новым, так как традиционно считается, что среда джета оптически прозрачна для этого излучения, иначе требуется очень компактная область и очень большое магнитное поле. Поэтому для проверки нашего предположения была проведена оценка магнитного поля. При известной частоте максимума синхротронного спектра, можно оценить поперечную лучу зрения составляющую магнитного поля B_{\perp} [153]. В хорошо известной формуле для B_{\perp} (см., например, [154] и подробный ее вывод в [A5]) используется наблюдаемый угловой размер источника, который неизвестен в нашем случае. Поэтому мы предположили, что в системе отсчета, сопутствующей релятивистски движущейся плазме, размер излучающей в оптическом диапазоне области равен гравитационному радиусу центральной ЧД $R' = R_g$. Используя релятивистские преобразования (см., например, Приложение С в [155]) и учитывая космологическое уменьшение наблюдаемого спектрального потока, было получено

$$F_{\nu} = (1+z)^{-3} \delta \cdot I'_{\nu'}(\nu') d\Omega', \quad (3.7)$$

где $d\Omega' = \pi R'^2 / (4D_L^2)$ – телесный угол, под которым виден источник в сопутствующей системе отсчета, D_L – фотометрическое расстояние до объекта, спектральная интенсивность

$$I'_{\nu'}(\nu') = \frac{c_5}{c_6} B_{\perp}'^{-1/2} (2c_1)^{-5/2} \nu'^{5/2} [1 - \exp(-\tau_{\nu})], \quad (3.8)$$

где, c_1 , c_5 и c_6 – константа и функции, табулированные в [111], $\tau_{\nu} = (\nu'/\nu_1')^{-\alpha-5/2}$ – лоренц-инвариантная оптическая толщина для частоты ν , Комбинируя выражения (3.7) и (3.8), учитывая, что $\nu' = \nu(1+z)/\delta$, получили

$$B_{\perp}' = \left\{ \frac{\pi}{4} \frac{c_5}{c_6} [1 - \exp(-\tau_{\nu})] \right\}^2 (2c_1)^{-5} \frac{R'^4}{D_L^4} F_{\nu}^{-2} \nu^5 (1+z)^{-1} \delta^{-3}. \quad (3.9)$$

Поставляя максимальный поток, например, в полосе I, для вспышки за JD 2457130 и для долговременного тренда, построена зависимость $B_{\perp}'(\nu_1')$ (Рисунок 3.17). Видно, что при массе ЧД $5 \cdot 10^8$ солнечных масс (как ожидается для блазаров [73, 74] и ссылки в них), напряженность магнитного поля в пределах значений, полученных в результате других независимых оценок (см, например, [156, 157]).

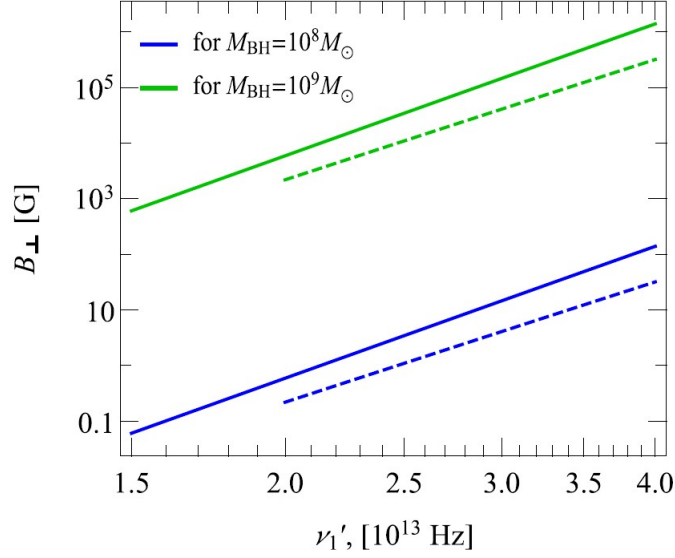


Рисунок 3.17 – Зависимость напряженности магнитного поля в излучающей в оптическом диапазоне области джета от ν'_1 для параметров IDV вспышки в JD 2457130 (пунктирные линии) и долговременной переменности за 04.2014 – 04.2015 (сплошные линии). Размер излучающей области принят равным гравитационному радиусу ЧД, массой в 10^8 и 10^9 солнечных масс. Результат диссертанта [A12].

Для блазара S5 0716+714 регистрируется временная задержка переменности на малых частотах относительно большей частоты [47, 59, 60, 158, 159]. Это указывает на то, что области, от которых приходит наблюдаемое излучение на различных частотах, пространственно разделены. Чем больше частота излучения, тем ближе к истинному началу джета находится излучающая область. В радиодиапазоне это разделение естественным образом объясняется действием синхротронного самопоглощения [27, 29, 160]. В распределении энергии в спектре блазара S5 0716+714 синхротронный «горб» простирается до рентгеновского диапазона (например, [41]). Поэтому оптическое излучение образуется синхротронным механизмом. Тогда можно ожидать, что в джете есть область, в которой оптическая толщина среды резко уменьшается для оптического излучения. В модели Блендфорда-Кёнигла для сверхзвукового релятивистского джета [161], резкое увеличение прозрачности с расстоянием от истинного начала струи описывается как $r \propto \nu^{-1/k_r}$ [160], где $k_r \approx 1$ [27]. Следовательно, если РСДБ-ядро, наблюдаемое на частоте 15 ГГц, находится на расстоянии $r_{15\text{ GHz}} = 6.68$ пк [29], то оптическое ядро расположено на расстоянии $r_{\text{Opt}} = r_{15\text{ GHz}} \cdot 1.5 \cdot 10^{10} / (4.5 \cdot 10^{14}) \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$ пк от истинного начала струи (т.е. от области, где поток вещества коллимируется в сверхзвуковой джет [161]). С другой стороны, расстояние

оптического ядра от вершины воображаемого конуса, на поверхности которого расположена ось винтового джета блазара S5 0716+714, составляет 4.6 пк ([A4] и Раздел 1.2). Рассматриваемая коническая форма проявляется на суммарных за многие эпохи радиокартах джетов, в том числе и для S5 0716+714 [100]. Для близких объектов на суммарных картах обнаружена параболическая форма струй вблизи их начала [87, 100]. Переход от параболической к конической форме происходит на расстояниях в $10^5 - 10^6$ гравитационных радиусов от начала джета [87, 100] и, вероятно, является общим свойством джетов [85, 86]. Следовательно, он может происходить и в джете S5 0716+714. Поэтому положение вершины воображаемого конуса нельзя ассоциировать ни с истинным началом джета, ни с положением центральной ЧД. Вопрос расстояния начала джета от ЧД остается открытым, но это качественно не влияет на вывод о механизме IDV. Так, если происходит переход формы джета к параболической, то можно рассматривать винтовой джет, ось которого находится на параболоиде вращения. Тогда оптическое ядро, находящееся на постоянном расстоянии от вершины параболоида, также периодически изменяет ϕ из-за движения джета наружу. Движение оптического ядра по поверхности параболоида можно описать движением по поверхности конуса, сформированного касательной к параболоиду в каждой точке траектории оптического ядра. Тогда формулы в Разделе 3.3 можно применять, с учетом того, что чем ближе оптическое ядро к вершине параболоида, тем больше угол полураствора конуса.

3.8 Переменность блазара S5 1803+784 на короткой временной шкале

Из-за суточного вращения Земли оптические наблюдения отдельного блазара проводятся либо внутри ночи, либо со скважностью точка в несколько суток/неделю на протяжении нескольких лет (в большинстве случаев прерываясь из-за орбитального движения Земли). На масштабах времени от суток до нескольких дней переменность исследована мало. Практически непрерывные на протяжении нескольких суток наблюдения отдельного объекта реализуются в рамках международных коопераций, наиболее известная из которых — WEBT (Whole Earth Blazar Telescope). Так в рамках WEBT была получена и проанализирована 110 часовая кривая блеска блазара S5 0716+714 [123]. Новые возможности появились благодаря миссии Kepler, по данным которой была получена 181 дневная кривая блеска объекта типа BL Lac W2R 1926+42 [162] с временным разрешением 30 минут. Миссия TESS1 имеет покрытие неба значительно больше [163]. Наблюдения TESS хотя бы в пределах одного сектора, т.е. в течение ≈ 27 дней с различным временным разрешением охватывают почти всю небесную сферу. Данные одного или нескольких секторов TESS

использовались для анализа переменности S5 0716+714 [164], S4 0954+65 [165] и BL Lac [166]. Для OJ 287 имеются данные по трем последовательным секторам TESS [167]. Но наиболее длительный ряд данных может быть получен для объектов, расположенных вблизи полюсов эклиптики, так как эти области TESS наблюдал непрерывно в течение нескольких секторов (вплоть до 13) трижды. Один из блазаров, для которого есть длительный ряд наблюдений TESS, – это S5 1803+784. Поэтому важно было проанализировать применимость данных TESS с учетом всех аппаратных особенностей к надежному астрофизическому анализу.

Блазар S5 1803+784 ($z = 0.68$ [168]) очень переменный [169–173]. Например, если говорить об оптическом диапазоне, то максимальная зарегистрированная скорость изменения блеска составила 0.22 звездных величины в сутки на стадии роста вспышки, пик которой пришелся на MJD 56859 [170]. В данных с мая 2020 по июнь 2021г, авторы [173] обнаружили яркую вспышку, длившуюся с 59063.5 по 59120.5 MJD. Максимальный и минимальный зарегистрированный блеск в полосе R составил 13.62 и 15.89 звездной величины [173]. То есть, яркость S5 1803+784 сопоставима со звездной величиной, для которой амплитуда переменности пуассоновского шума на кривой блеска составляет 20% и более относительно среднего значения регистрируемого потока (<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/observing-technical.html>, первый график). Поэтому для такого достаточно слабого объекта кривые блеска, полученные стандартными инструментами TESS, сильно зашумлены и есть необходимость в реализации нового алгоритма обработки данных TESS. На примере первых опубликованных данных TESS для S5 1803+784 было проведено тестирование на их применимость к анализу переменности блазара и был разработан новый способ определения кратчайшего времени переменности с целью проследить эволюцию временной шкалы переменности.

С помощью пакета Lightkurve была извлечена кривая блеска S5 1803+784 двух типов (Рисунок 3.18). Первый тип – это так называемый SAP-поток (simple aperture photometry). SAP-поток представляет собой суммарные отсчеты в целевых пикселях (т.е. соответствующих объекту), скорректированный на отсчеты в пикселях фона. Второй тип – это научный продукт более высокого уровня, PDCSAP-поток (Pre-search Data Conditioning SAP Flux). В данных PDCSAP-потоков удаляются инструментальные систематические тренды путем исключения тех сигналов, которые являются общими для всех объектов поля. Поскольку основной миссией TESS является обнаружение экзопланет, то алгоритмы учета трендов настроены таким образом, чтобы упростить обнаружение в кривых блеска транзита экзопланеты. Такой метод обработки данных может удалять реальный астрофизический сигнал, что приводит нас к необходимости анализировать оба этих типа данных.

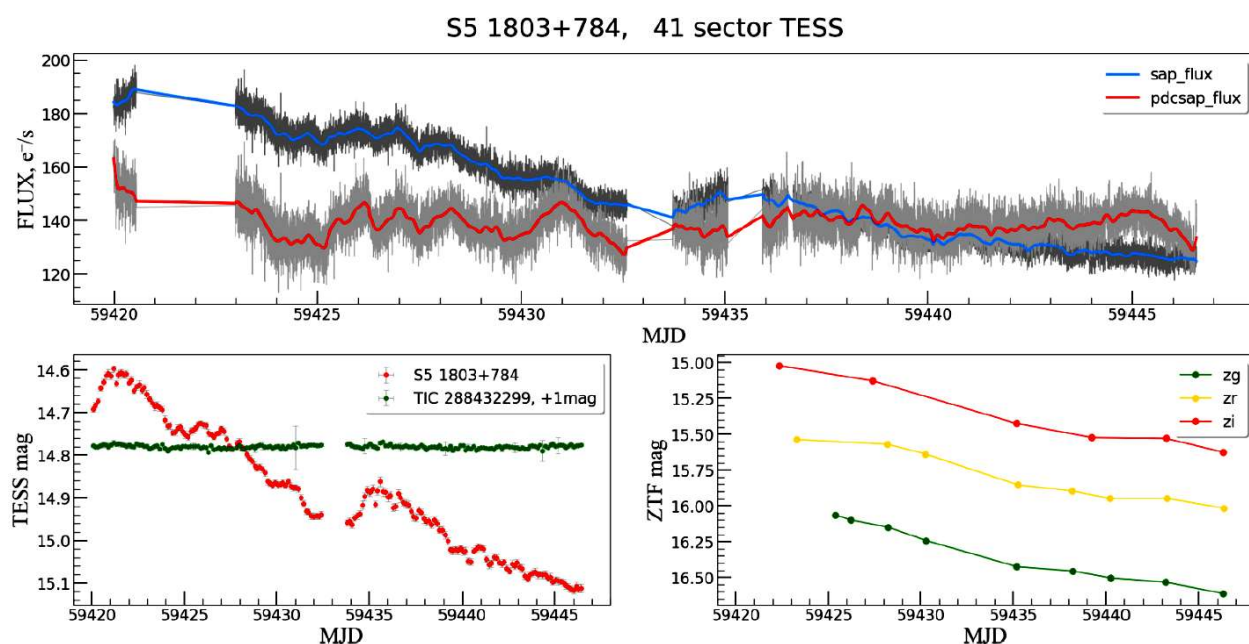


Рисунок 3.18 – Кривая блеска S5 1803+784 с 24 июля по 20 августа 2021 г. Верхняя панель: SAP- и PDCSAP-потоки (оттенки серого) и их свертка с гауссианой с ядром 75 точек (синяя и красная линии, соответственно). Нижняя панель: слева – кривые блеска, полученные из апертурной фотометрии суммированных вырезок полнокадровых изображений TESS для объекта и звезды сравнения (красный и зеленый цвета, соответственно). Справа – результаты многополосной фотометрии по данным ZTF. Графики на верхней панели и справа внизу построены Горбачёвым М.А., график слева внизу – результат диссертанта из работы [A18].

Исследуемые здесь данные наблюдений получены с двух- и десятиминутным временным разрешением, которые были обработаны Центром обработки научных данных (Science Processing Operations Centre – SPOC, [174]). Стоит отметить, что ПЗС-матрицы TESS непрерывно считывают информацию с 2-секундными интервалами, после чего полученные данные обрабатываются и суммируются до получения нужных экспозиций. Таким образом данные TESS представляют собой уникальный равномерный длительный ряд, за исключением интервалов передачи данных на Землю или изменения ориентации спутника.

Из-за малой яркости блазара S5 1803+784 кривые блеска на Рисунке 3.18 сильно зашумлены. Чтобы уменьшить влияние большой погрешности измерения проводилось сглаживание кривых блеска в пределах каждого выделенного участка как методом скользящего среднего, так и сверткой с гауссианой при различном размере окна. Размер окна составил 5, 10, 15, 25, 50, 75 и, где было возможно, 125 точек с целью дальнейшего

сравнения результатов и выработки критериев, определяющих оптимальный размер окна для сглаживания.

Другой сорт данных TESS – это полнокадровые изображения, размером $12^\circ \times 12^\circ$, при этом 1 пиксель соответствует $21''$. На этих изображениях слабые источники занимают несколько пикселей и сливаются с соседними объектами из-за низкого углового разрешения. Стандартные программы для фотометрии, например, как Iraf или MaxIm DL, не способны адекватно работать с такими изображениями. Тогда как фотометрировать объект относительно звезд сравнения необходимо для восстановления действительного изменения блеска объекта. Процедуры TESS этого не делают, так как имеют основную цель – выявление периодичности у звезд, вызванную присутствием экзопланеты, – для которой учет тренда на более длительных временных масштабах не является необходимым.

Для реализации апертурной фотометрии данных TESS и повышения точности измерений слабых объектов, были использованы вырезки 15×13 пикселей из полнокадровых изображений для блазара S5 1803+784 и находящихся на расстоянии не более $5'$ трех звезд сравнения (Рисунок 3.19). Временное разрешение этих рядов данных составляет 10 минут. В пределах участков равномерного ряда данных для каждого источника проводилось суммирование по фиксированному числу кадров, в данном случае по 20, и отмечались целевые пиксели (см. Рис. 3.19). Для оценки фона отбиралось более 30 пикселей. Далее для каждого суммированного изображения выполнялись следующие процедуры. Из отсортированных в порядке возрастания отсчетов пикселей фона отбрасывалась половина пикселей с большими потоками. Затем скрипт в пакете Mathematica Wolfram Research определял какому распределению случайной величины соответствует фон и создавал 100 модельных наборов отсчетов фона с количеством элементов, равных количеству целевых пикселей объекта. После этого, от суммарного потока целевых пикселей объекта отнимался суммарный поток фона для каждого из 100 наборов. За измеряемый инструментальный поток и его погрешность принималась медиана и среднеквадратичное отклонение по 100 измерениям потока объекта. Точность определения для S5 1803+784 составила от 0.5 до 1%. Для звезд сравнения точность еще выше, так как сами звезды ярче объекта. Используя для звезд сравнения звездные величины G в полосе Gaia и переходя к звездным величинам T фильтра TESS согласно приближительной формулы $T = G - 0.43$ [175], мы получили кривую блеска S5 1803+784 (Рис. 3.18). Видно, что эта кривая блеска хорошо согласуется с изменениями SAP-потоков. Для того чтобы проследить адекватность кривых блеска, полученных по данным TESS, проведено сопоставление с данными многополосных фотометрических наблюдений ZTF в рассматриваемом интервале времени. Из Рисунка 3.18 видно, что блеск блазара в течение всего периода наблюдений непрерывно постепенно

уменьшался. Тренд и амплитуда изменений хорошо согласуется с нашей фотометрией и SAP-кривой блеска. Это подтверждает вывод некоторых авторов [164–1666], что в PDCSAP-потоках некоторые убранные долговременные тренды могут иметь астрофизическое происхождение. По данным квазиодновременных наблюдений ZTF в 2-х и более фильтрах, мы, в рамках степенного спектра излучения и линейной аппроксимации потоков излучения на близлежащие даты, определили спектральный индекс. Переход от звездных величин к потокам проводился с учетом того, что фильтры ZTF соответствуют системе звездных величин AB. Погрешность на измерение спектрального индекса проводили способом, указанным в [A17].

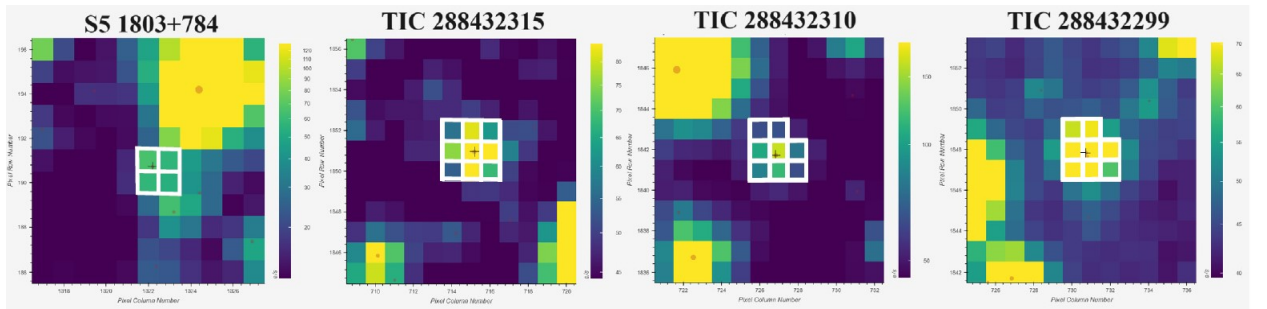


Рисунок 3.19 – Вырезки из полнокадровых изображений TESS. Объекты указаны сверху каждого графика, а их положение отмечено плюсом на изображении. Красными точками отмечены источники из Gaia DR2. Целевые пиксели объектов выделены белой рамкой. Рисунок подготовлен Горбачёвым М.А. для работы [A18].

Переменность блеска блазаров часто характеризуется как суперпозиция колебаний с различными временными масштабами (см., например, [A12, 176, 177]). Для исследования на кратчайших временных масштабах мы полагаем, что в каждый момент действует один преобладающий процесс, приводящий к переменности блеска блазара, который либо меняет свои параметры, либо сменяется другим процессом. В обоих случаях ожидается изменение характерного времени переменности.

Один из традиционных методов определения характерного времени переменности – это нахождение максимума структурной функции (СФ) [178], которая задается как

$$SF(\tau) = \frac{1}{N(\tau)} \sum_i^N [X(i+\tau) - X(i)]^2, \quad (3.10)$$

где $X(i)$ и $X(i+\tau)$ – измерения в некоторый момент и спустя интервал времени τ , соответственно, $N(\tau) = \sum [\omega(i)\omega(i+\tau)]$ – количество измерений, где весовой множитель

$\omega=1$ если измерение есть и $\omega=0$ в обратном случае. Тогда характерное время переменности представляет собой τ , при котором СФ имеет максимум, и означает интервал, в течение которого изменение измеряемой величины будет максимальное при регистрации изменений в обоих направлениях.

Обычно для анализа методом СФ используют сразу всю имеющуюся кривую блеска. Но в длинном ряде данных, возможно, будет происходить изменение характерного времени переменности τ_v . Поэтому СФ, построенная для всего ряда выделит только доминирующий процесс, временная шкала которого не значительно меньше продолжительности интервала наблюдений. При этом, нескольких последовательных процессов с различным τ_v «замываются» в результирующей СФ. Дополнительно, длительные изменения блеска больше по амплитуде, чем кратковременные вариации, что тоже приводит к сокрытию малых характерных времен переменности при исследовании всего ряда целиком. Кратковременные τ_v и их эволюцию можно было бы обнаружить, разделив весь ряд на несколько интервалов и построив для них СФ. Но в этом случае возможна ситуация, когда в пределах одного интервала τ_v может изменяться. Чтобы этого избежать, мы берем первые 20 начальных точек данных наблюдений. На таком интервале маловероятно, что СФ будет иметь максимум. Для этой подвыборки мы, согласно формуле (3.10), вычисляем СФ с шагом по τ , равным временному разрешению ряда. Это 600 секунд для SAP- и PDCSAP-потоков и 200 минут для апертурной фотометрии. Наличие максимума проверяем следующим образом. Отбираем точки на СФ, порядковый номер i которых, находится в пределах $i>3$ и $i<n-3$, где n – количество точек в СФ. Для каждой отобранной точки, мы составляем два массива. В первый включаем выбранную точку и три точки СФ, расположенные слева, а для второго – выбранную точку и три точки справа. Затем для этих массивов строим линейные аппроксимации и определяем наклоны. Максимум считаем найденным, если, во-первых, для одной или несколько последовательно расположенных точек, коэффициенты наклонов аппроксимаций слева положительные, а справа – отрицательные. Во-вторых, пиковое значение СФ должно быть ≥ 0.0009 , что соответствует изменению блеска на 0.03 звездных величины за время τ_v с целью отсеять ложные максимумы СФ, вызванные шумами приемника. Чтобы значения СФ отражали средний квадрат амплитуды звездной величины при фиксированной разнице времени между измерениями, мы использовали $X(i) = \lg[X(i)] = \lg[F(t)]$ и внесли множитель 2.5 к разности измеряемых величин в формуле (3.10). Результаты апертурной фотометрии подставлялись в формулу (3.10) без изменений.

Если пик не найден, то к начальному массиву точек данных добавляется еще одна и снова проводится вычисление СФ и анализ на присутствие максимума. Так повторяется до тех пор, пока максимум в СФ не будет найден. Если пик СФ представлен одной точкой, то к

ней добавляются соседние три с двух сторон и для этого массива проводится аппроксимация гауссианой. Максимальное значение гауссианы и ее смещение относительно нуля используется в качестве максимума структурной функции SF_{\max} и τ_v . Подгонка гауссианой используется с целью более аккуратного определения максимума СФ. В качестве погрешностей определяемых величин используем уровень 1σ , вычисляемый для параметров гауссианы, и находящийся в интервале от долей процента до нескольких процентов от их значения. Так как гауссиана и СФ не имеют между собой обоснованной физической связи, то использовать ширину на половине максимума в качестве погрешности для τ_v не обоснованно. Если пик представлен несколькими точками, то для описанной выше процедуры аппроксимации гауссианой выбирается та точка, у которой значение СФ максимальное. После определения пика СФ, соответствующие данные наблюдений отбрасываются и берутся следующие по времени 20 точек данных, для которых алгоритм расчета СФ и нахождения максимума повторяется. Описанный метод поиска характерного времени переменности разработан диссертантом лично в статье [A18]. В итоге получаем разделение всей кривой блеска на интервалы, в пределах которых определены SF_{\max} и τ_v . На Рисунке 3.20 проиллюстрировано действие нового метода выделения кратчайших временных шкал переменности для рассматриваемых трех типов данных. Видно, что найденные τ_v не проявляются в СФ, построенных по всему ряду. Примечательно, что в данных апертурной фотометрии и SAP-потоков имеется согласие в $\tau_v \approx 2.5$ и 3.5 суток. Сильное отличие СФ для PDCSAP-потоков, вероятно, возникает из-за устранения долговременного тренда.

Как отмечается в статье [179], если максимум СФ находится у границ рассматриваемого интервала, то этот максимум может быть ложным. Оценка уровня значимости найденных максимумов полностью проведена диссертантом согласно описанной ниже процедуре. Для каждого выделенного временного интервала, рассматривая кривую блеска как случайный процесс, определялись параметры этого процесса инструментами пакета Mathematica Wolfram Research. В основном кривые блеска описывались ARIMA, а иногда ARMA процессами. С использованием найденных параметров строились 1000 модельных кривых блеска, для которых вычислялась СФ. Затем модельные структурные функции и структурная функция, полученная из данных наблюдений, нормировались на свое максимальное значение. Выявлялись пики модельных СФ и подсчитывалось число (N) тех, которые: 1) находятся в интервале $\tau_v \pm 0.05\tau_{\max}$ (где τ_{\max} – максимальная величина задержки для рассматриваемой СФ); 2) значения равны или превышают значения пика наблюдаемой СФ. Тогда уровень значимости равен $p = 1 - N/1000$.

Полученные зависимости $SF_{\max}(\tau_v)$ для SAP- и PDCSAP-потоков приведены на Рисунке 3.21. Прежде всего, обращает на себя внимание «плато» на уровне установленного минимального значения SF_{\max} в 0.0009 для случаев усреднения по менее 75 точкам. Мы полагаем, что это вызвано тем, что многие пики с $SF_{\max} \approx 0.0009$ представляют собой случайные флуктуации возрастающей СФ, которые оказались удовлетворяющими критериям отбора максимума СФ. При этом, чем сильнее зашумленность данных, тем амплитуда этих флуктуаций больше и вероятность ложных максимумов СФ выше. Этот вывод подтверждается распределениями уровня значимости максимумов (Рисунок 3.22).

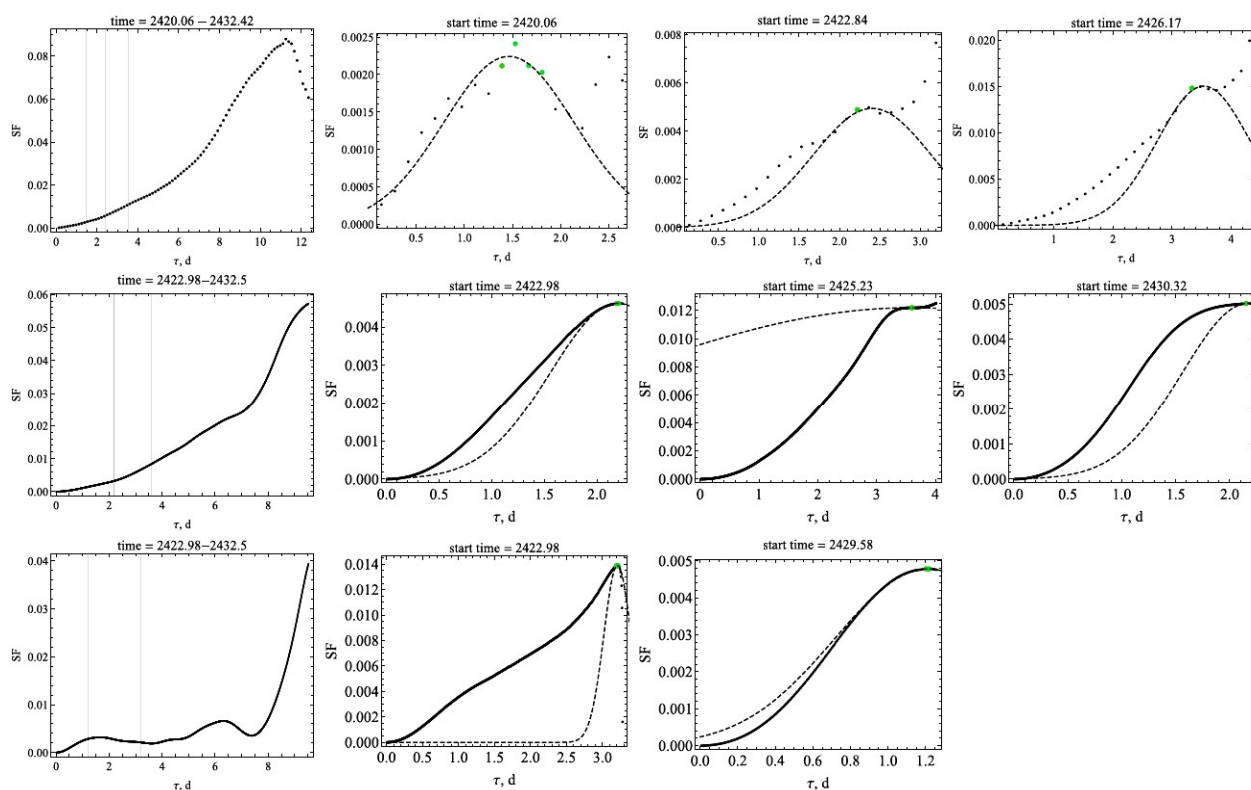


Рисунок 3.20 — Структурные функции для длительного непрерывного ряда наблюдений (слева) и для интервалов, выделенных с помощью нового метода и характеризующихся различным τ_v . На графиках последних представлены используемые для нахождения максимума гауссианы (пунктирная линия). При построении использовались данные (сверху вниз): апертурной фотометрии, SAP- и PDCSAP-потоков, сглаженные с гауссианой ядром в 75 точек. Найденные τ_v для каждого типа данных отмечены на соответствующих графиках общих СФ вертикальными линиями. Вверху графиков левого столбца указана продолжительность анализируемых рядов данных, для остальных графиков — начало рассматриваемого интервала. Время указано в MJD+57000. Личный результат диссертанта в работе [A18].

Сравнивая графики, представленные на Рисунке 3.21, видно, что в случаях g) и h) еще прослеживается «плато» на установленном минимальном значении в 0.0009, а в с) и d) – нет. То есть 75 точек уже достаточно для сглаживания зашумленной кривой блеска для устранения влияния шума на исследования временных характеристик переменности. О том, что найденные τ_v отражают реальную переменность источника, свидетельствует примерное соответствие некоторых точек как для SAP-, так и для PDCSAP-потоков на графиках с) и g). Также присутствуют некоторые точки на одном графике, которые не имеют аналога на другом, что, вероятно, возникает в результате применения различных способов сглаживания зашумленного сигнала. На графиках в двух правых колонках Рисунка 3.21 в точках для SAP-потока прослеживается тренд увеличения значения SF_{\max} с увеличением характерного времени переменности. Для точек, соответствующих PDCSAP-потоку зависимость $SF_{\max}(\tau)$ отсутствует, а сами точки имеют тенденцию располагаться на меньших τ . Можно предположить, что это обусловлено тем, что при вычислении PDCSAP-потоков в сигнале удален долговременный тренд ослабления блеска, который присутствует как в данных ZTF, так и в результатах нашей апертурной фотометрии.

При сглаживании скользящим средним по 75 и 125 точек (графики g, h), результаты отличаются значительно сильнее, чем при использовании свертки с гауссианой (графики с, d). Более того, в с) и d) прослеживается сходство некоторых точек, что, вероятно, происходит потому, что сглаживание гауссианой лучше сохраняет мелкомасштабные колебания в сильно зашумленных данных, чем применение скользящего среднего. Из сравнения графиков 3-го и 4-го столбцов Рис. 3.21 прослеживается тенденция смещения точек в сторону роста характерного времени переменности, что мы связываем с «замыванием» мелкомасштабных флуктуаций при увеличении точек окна сглаживания.

На Рисунке 3.23 представлено изменение квадрата средней амплитуды переменности (SF_{\max}) и характерного времени переменности со временем. Зарегистрированные τ_v находятся от 1 до 4.5 суток и на соседних интервалах времени могут значительно отличаться. Обратим внимание, что минимальное значение SF_{\max} по данным апертурной фотометрии более 0.002, что значительно выше минимального установленного предела. Во-первых, это указывает на отсутствие влияния мелких флуктуаций СФ на результат, что естественно ожидать при малой погрешности измерений. Во-вторых, на высокую достоверность определенных максимумов СФ: для всех она составляет 1 за исключением одного, для которого $p = 0.94$.

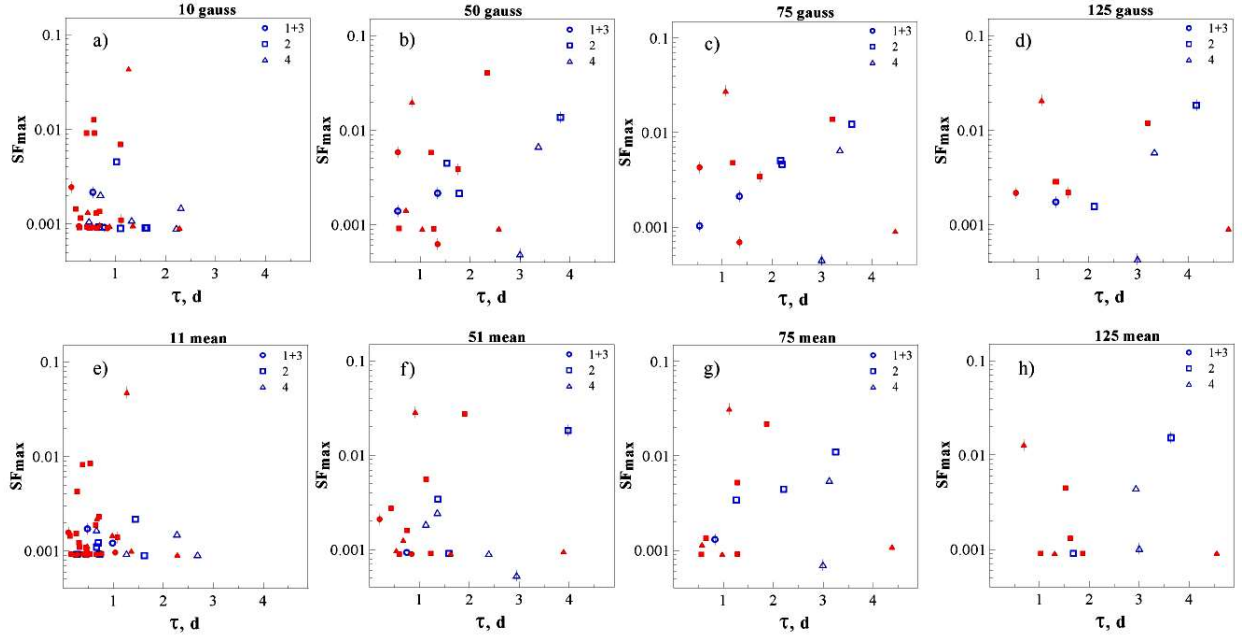


Рисунок 3.21 – Иллюстрация связи SF_{\max} и τ_v для SAP- и PDCSAP-потокков для блазара S5 1803+784 по данным 41 сектора TESS с разрешением в 600 секунд, синий и красный цвет, соответственно. Верхняя панель – результаты при сглаживании зашумленных данных сверткой с гауссианой, ширина ядра которой указана вверху каждого графика, нижняя панель – усреднение методом скользящего среднего. Участки кривой блеска отмечены различными маркерами, пояснения в легенде графиков. Маркеры с вертикальной чертой отмечают максимальные значения задержки τ и возрастающей СФ, максимум которой не определен из-за ограниченности ряда данных. Совместный результат диссертанта и Гусевой В.А. в работе [A18].

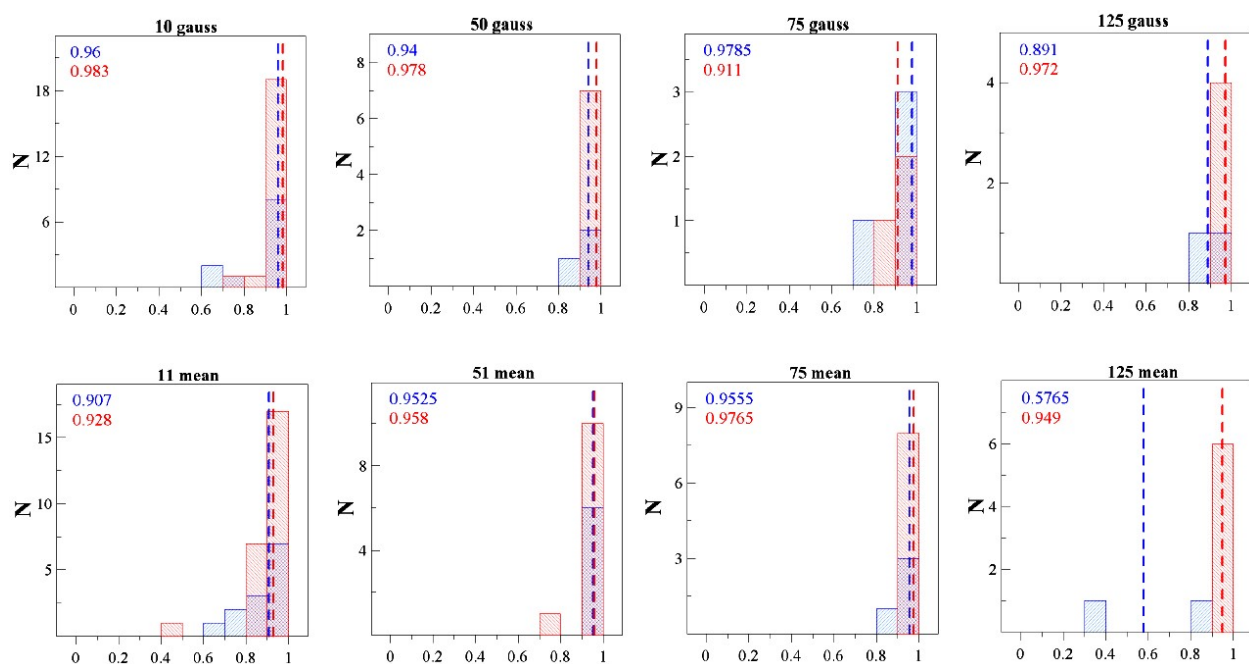


Рисунок 3.22 – Распределение уровней значимости для найденных пиков СФ. Результаты, основанные на SAP- и PDCSAP-потоках, представлены синим и красным цветами, соответственно. Пунктирная линия отмечает медиану. Совместный результат диссертанта и Гусевой В.А. в работе [A18].

Из Рисунка 3.24 (левая панель) видно, что точки, полученные из анализа данных апертурной фотометрии и SAP-потоков ложатся на общий тренд и почти в половине случаев примерно соответствуют друг другу, тогда как точки, относящиеся к PDCSAP-потокам, значительно выбиваются. По данным апертурной фотометрии значения τ_v находятся в пределах от $\approx 1/3$ до <1 от продолжительности соответствующего интервала (рис. 13, средняя панель). Также сохраняется зависимость максимальной амплитуды от характерного времени переменности на соответствующем интервале (Рис. 3.24, правая панель). Интересно отметить, что по данным апертурной фотометрии зависимости $SF_{\max}(\tau)$ и $mag_{\text{var}}(\tau)$, с соответствующими коэффициентами корреляции Пирсона $r = 0.97$ и 0.99 , сильнее и прослеживаются на более широком интервале по τ , чем по данным из PDCSAP- и SAP-потоков.

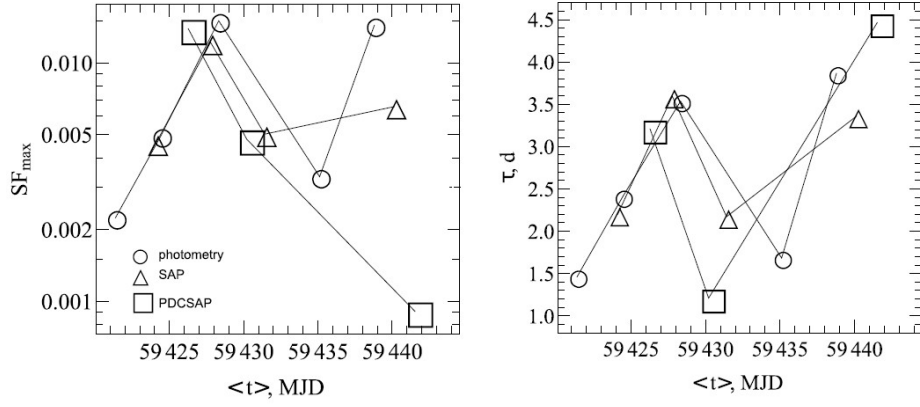


Рисунок 3.23 – Эволюция SF_{\max} и τ_v со временем. PDCSAP- и SAP-данные приводятся для сглаженных гауссианой с ядром в 75 точек соответствующих кривых блеска. Совместный результат диссертанта и Гусевой В.А. в работе [A18].

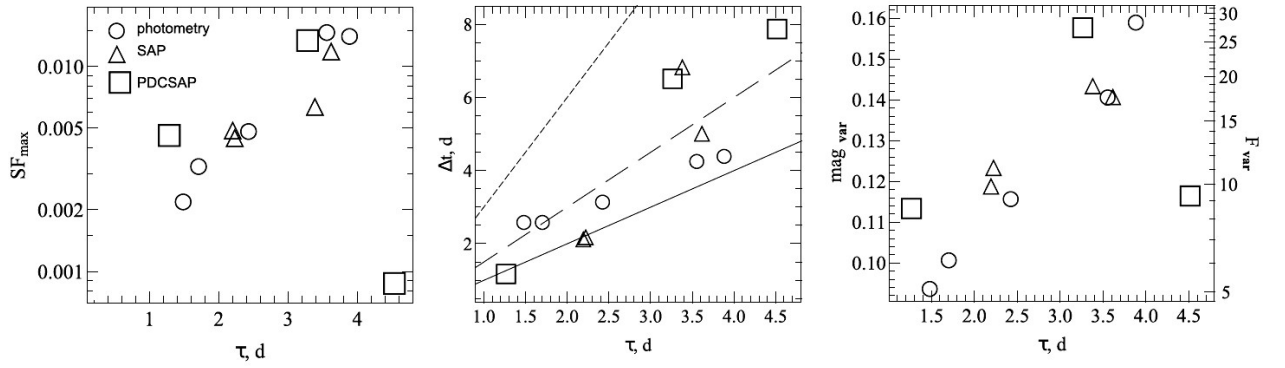


Рисунок 3.24 – Квадрат средней амплитуды (слева), продолжительность интервалов (в центре) и максимальная амплитуда (справа) в зависимости от характерного времени переменности полученные в результате анализа различных типов данных. Сплошная линия отмечает $\tau = \Delta t$. Длинный и короткий пунктир отмечают характерное время переменности в $2/3$ и $1/3$ от длины интервала Δt . PDCSAP- и SAP-данные приводятся для сглаженных гауссианой с ядром в 75 точек соответствующих кривых блеска. Совместный результат диссертанта и Гусевой В.А. в работе [A18].

3.9 Обсуждение и выводы

Отсутствие сильных квази-периодических вспышек в долговременной кривой блеска блазара S5 0716+714, в отличие, например, от OJ 287 [66], в сценарии образования переменности за счет изменения δ при винтовой форме джета объясняется присутствием в излучающей области частей – субкомпонентов, траектория которых незначительно

отклоняется от общего направления движения, что делает их доплер-фактор δ_χ отличающимся от δ . Непрекращающееся появление новых субкомпонентов, их эволюция и исчезновение приводит к вариациям суммарной яркости объекта и, как следствие уменьшению влияния винтовой формы джета на переменность блеска блазара.

Непрямое подтверждение присутствию субкомпонентов с большим δ_χ – большая яркостная температура, получаемая как из анализа переменности ($T_{br} \sim 10^{15} - 10^{17}$ К [36, 158, 161, 180]), так и по данным наблюдений наземно-космического радиоинтерферометра «РадиоАстрон» ($T_{br} > 2 \cdot 10^{13}$ К [20, 182]). Дополнительно, на РСДБ-карте ближайшей радиогалактики Персей А, полученной с помощью «РадиоАстроны», видны в деталях джета малые области с высокой поверхностной яркостью [183], которые могут быть интерпретированы в качестве субкомпонентов.

Непрерывное развитие субкомпонентов объясняет как стохастическую природу переменности [121, 137], так и другие наблюдательные факты. А именно, такие как сложные и, вероятно, составные профили вспышек как IDV (см. Рисунок 3.1, кривая блеска для JD 2457130), так и на более долгих временных масштабах [137].

Различные значения δ_χ являются причиной различных смещений частот в системе отсчета источника, соответствующих фиксированным частотам в системе отсчета наблюдателя. При изогнутом спектре излучения на частотах, меньших, чем $\approx 10^{14}$ Гц, это приведет к различному поведению показателя цвета при переменности, возникающей за счет эволюции субкомпонент. Например, наблюдаемый спектр не изменится, если субкомпонент, преобладающий в общем излучении, будет иметь относительно малый δ_χ , тогда как при большом δ_χ проявится сильный BWB-тренд. Этот сценарий подтверждается зафиксированным различным показателем цвета для двух последовательных событий IDV (см. Рисунок 3.16). Отсутствие зависимости появления BWB-тренда от яркости может объясняться различным объемом субкомпонентов. Различное время жизни субкомпонентов с различным δ_χ и объемом приводит в результате к различному поведению показателя цвета на различных временных шкалах.

В рамках излагаемой модели переменности, наблюдаемые иногда на внутрисуточной временной шкале квази-периодические колебания яркости [123, 184 – 186] могут быть объяснены вращением долгоживущих субкомпонентов вокруг траектории основного компонента. Тогда различные углы χ (см. Рисунок 3.7) и различная скорость изменения азимутального угла субкомпонента приводят к различным величинам периодов. Образование таких вращающихся субкомпонент, например, может быть связано с модами $n > 1$ неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [54]. С другой стороны, в качестве субкомпонента

можно подразумевать некоторый объем в блобе, расширяющемся сферично в системе отсчета источника. Или субкомпонент может представлять собой часть потока джета, в которой электроны ускорились на немного изогнутом фронте ударной волны.

Если оптическое излучение образуется в оптически тонкой среде, тогда субкомпоненты могут привести к переменности потока, но для изменения показателя цвета в таком случае нужно, чтобы было изменение спектрального индекса в разных частях джета. К этому может привести эффект спектрального старения [187]. Но без установки дополнительных условий на формирование субкомпонентов, их яркость и т.д. тренд RWB в данных наблюдений наблюдался бы чаще. В случае блазара S5 0716+714, RWB-тренд для отдельных событий переменности не наблюдался. Дополнительно, оценки частоты, при которой оптическая толщина оптического ядра равна единице, выполненные по наблюдениям IDV и долговременным данным, согласуются. Все вышеперечисленное свидетельствует в пользу нашего сценария образования переменности блазара S5 0716+714 на различных временных шкалах. При этом, чтобы наблюдаемое оптическое излучение формировалось в оптически толстой области, поперечная лучу зрения компонента магнитного поля должна быть в $10^2 - 10^3$ Гс для центральной сверхмассивной ЧД с массой $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$. Эти параметры соответствуют частоте максимума спектра оптически излучающей области $\nu_m = (0.6 - 1.7) \cdot 10^{14}$ Гц.

Свойства переменности блазара S5 1803+784 очень изменчивы на масштабах времени несколько дней. Это может объясняться попеременным определяющим вкладом в наблюдаемый поток различных частей излучающей области, обладающими немного отличающимися параметрами. То есть характеристики наблюдаемой кратковременной переменности – это результат флуктуаций параметров при одном действующем механизме переменности. Иначе возникли бы трудности в согласовании двух и более процессов переменности для обеспечения соразмерных амплитуд и характерных времен. Таким образом, мы полагаем, что переменность излучения S5 1803+784 объясняется присутствием в потоке джета различных по объему и доплер-фактору субкомпонент, что дает в результате различные кратчайшие характерные времена переменности, подтверждаемые проведенным для блазара S5 1803+784 анализом.

Таким образом, мы дали унифицированное объяснение наблюдаемой сильной переменности блазара S5 0716+714 и различному поведению показателя цвета при переменности. Несмотря на то, что мы не исключаем физические причины возникновения переменности, показываем важность правильной оценки переменности, возникающей за счет изменения доплер-фактора. Подчеркнем, что полученные в данной главе результаты не зависят от механизма образования и физической природы субкомпонентов.

Глава 4. Джеты на килопарсековых масштабах

Представленные в Главе 4 результаты получены в работах [A1, A6, A10, A13]. Из них в двух статьях диссертант является единственным автором, личный вклад в остальные статьи указан во Введении.

Килопарсековые (кпк-) джеты АЯГ в радиодиапазоне наблюдаются с угловым разрешением $\sim 0.1''$ с 50-х годов XX века с помощью радиоинтерферометров, таких как VLA (Very Large Array) и MERLIN (Multi-Element Radio Linked Interferometer Network). На основе этих наблюдений создана классификация струй [188], построены модели их образования, распространения и взаимодействия с окружающим веществом (см., например, [189]). В оптическом диапазоне сравнимое угловое разрешение было достигнуто космическим телескопом «Хаббл», который выполнил наблюдения нескольких десятков джетов [190, 191]. Первые обнаружения джетов в рентгеновском диапазоне состоялись в рамках космических миссий HEAO-2 и ROSAT. Но рекордное угловое разрешение в рентгеновском диапазоне, сравнимое с разрешением в радио- и оптическом диапазонах, было достигнуто космической обсерваторией Chandra, которая была запущена на орбиту в 1999 г. и функционирует до сих пор. Рабочий диапазон 0.1–10 кэВ, что соответствует частоте фотонов $(0.24 \div 24) \cdot 10^{17}$ Гц. Совместный анализ данных, полученных в различных спектральных диапазонах, позволяют делать выводы относительно физических условий в кпк-джетах АЯГ, их скорости и направлении относительно луча зрения (см., например, [192]). В то время как излучение от радио- до оптических частот образуется синхротронным механизмом, процессы, приводящие к рентгеновскому излучению, отличаются для джетов разных типов АЯГ. А именно, широко распространено представление, что в радиогалактиках типа FR I рентгеновское излучение синхротронное от той же популяции электронов, которые излучают от радио- до рентгеновского диапазона, тогда как в джетах объектов типа FR II и квазаров действует обратное комптоновское рассеяние (ОКР) на реликтовом фоне [192, 193]. Последний механизм был предложен при анализе первого обнаруженного с помощью Chandra джета квазара PKS 0637–752, но авторы [194] отметили, что при этом условие равномерного распределения энергии не выполняется: энергия, заключенная в излучающих частицах, существенно превышает энергию магнитного поля. Подчеркнем, что условие равномерного распределения энергии было введено на заре радиоастрономии для проведения первых оценок напряженности магнитного поля и концентрации ультрарелятивистских частиц в радиоизлучающих облаках [195]. Несмотря на то, что сами авторы отмечали, что равномерное распределение может не

выполняться в некоторых источниках, это предположение широко используется в различных исследованиях.

Независимо два коллектива [196] и [197] для априорного сохранения условия равномерного распределения энергии при ОКР на реликтовом излучении предположили, что джеты на кпк-масштабах сохраняют свою ультррелятивистскую скорость как целого (соответствующий лоренц-фактор $\Gamma_{\text{bulk}} \sim 10$) и направлены под малым углом к лучу зрения ($\theta_{\text{крс}} \sim 10^\circ$) – так называемая «beamed IC/CMB» модель. То есть, сохраняются те параметры, которые присущи джетам на парсековых (пк-) масштабах. Дополнительно, доплеровским усилением излучения на множитель $\delta_{\text{крс}} = \left[\Gamma_{\text{bulk}} (1 - \beta_{\text{крс}} \cos \theta_{\text{крс}}) \right]^{-1}$ объясняется видимая односторонность выбросов [192]. Недостаток этой гипотезы в том, что электроны, рассеивающие в результате ОКР фотоны реликтового фона в рабочий диапазон Chandra, излучают синхротронным механизмом на частотах десятки и сотни мегагерц. На такие низкие энергии распространяют степенной закон, описывающий энергетическое распределение излучающих частиц. Если в действительности энергетический спектр электронов становится более плоским или обрывается, то значения $\theta_{\text{крс}}$ уменьшаются, а Γ_{bulk} – увеличиваются, что делает их труднообъяснимым [192]. Несмотря на это, модель «beamed IC/CMB» широко использовалась для интерпретации рентгеновского излучения джетов квазаров с доминирующими ядрами [192, 198 – 200] и для выбора новых целей для наблюдений Chandra [191, 193, 201, 202].

Для кпк-джета квазара 3C 273 была предложена альтернативная модель образования рентгеновского излучения, основанная на распределении вдоль джета интенсивности в радио- и рентгеновском диапазонах [203]. А именно, спад рентгеновской интенсивности для первых двух узлов (областей повышенной поверхностной яркости) интерпретировался уменьшением плотности энергии излучения, участвующего в ОКР – это требование естественно выполняется для плотности энергии излучения центрального источника (ЦИ), который, учитывая относительно малую частоту затравочных фотонов, представляет собой излучение пк-джета [29, 30]. В более далеких узлах джета квазара 3C 273 интенсивность рентгеновского излучения сохраняется примерно постоянной, что может указывать на ОКР реликтового фона. Из неравенств на плотность энергии полей рассеиваемого излучения определен угол кпк-джета квазара 3C 273 с лучом зрения $\theta_{\text{крс}} = 33^\circ$ [203]. Эта величина существенно отличается от $\theta_{\text{крс}} \approx 5^\circ$, полученной при $\delta_{\text{крс}} \approx 5$ в рамках «beamed IC/CMB» [192]. Альтернативная оценка, основанная на фотометрических и поляризационных данных в

уравнениях магнитной гидродинамики, дает значение $\theta_{\text{крс}} = 30^\circ - 35^\circ$ [204]. Отметим, что ОКР/ЦИ широко обсуждается как возможный механизм образования рентгеновского излучения джетов и радиолепестков радиогалактик [196, 205 – 207]. Тогда как для квазаров, кпк-джеты которых односторонние, предполагается их малый угол с лучом зрения и, следовательно, депрекционное расстояние кпк-джета от ЦИ велико. Однако, как показано Ковалевым с соавторами [30], наблюдаемое излучение АЯГ от радио- мм-длин волн образуется в их пк-джетах и подвергается релятивистскому усилению излучения как для земного наблюдателя, так и для замедленного до субсветовых скоростей кпк-джета. К выводу о субрелятивистских скоростях кпк-джетов приходят ряд исследователей [7, 208 – 210].

Окончательно «beamed IC/CMB» исключено для джетов квазаров 3C 273 [211] и PKS 0637–752 [212] потому, что предсказываемый высокий уровень постоянного гамма-излучения кпк-джета не был выявлен при анализе общего потока от АЯГ в данных Fermi-LAT. Интерпретируют рентгеновское излучение джетов этих объектов как синхротронное излучение от второй высокоэнергетической популяции электронов [213] или от протонов [214], что требует одновременного действия двух механизмов ускорения частиц, что добавляет несколько свободных параметров в моделирование, вариацией которых можно получить приемлемые оценки физических условий в кпк-джетах.

Более того, требование выполнения условия равномерного распределения становится необязательным в свете новых данных наблюдений наземно-космического интерферометра «РадиоАстрон», а именно обнаружения экстремально большой яркостной температуры у BL Lac [215], 3C 273 [216], B 0529+483 [217] и AO 0235+164 [218], указывающей на доминирование плотности энергии частиц над плотностью энергии магнитного поля.

Таким образом, сравнение данных наблюдений кпк-джетов АЯГ в различных спектральных диапазонах и сравнение с модельными предсказаниями дает уникальную возможность массового определения скоростей и углов зрения кпк-джетов.

4.1 Определяющие факторы для обнаружения джетов в рентгеновском диапазоне

Из модели «beamed IC/CMB» следует, что для обнаружения рентгеновского излучения необходимо, чтобы скорость и угол зрения джета сохранялись от пк- до кпк-масштабов [202]. Естественно предположить, что если рентгеновское излучение не детектируется, то между пк- и кпк-масштабами джет существенно замедляется и (или) отклоняется от первоначального направления. В предположении, что джет от пк- до кпк-масштабов представляет собой непрерывный поток вещества, реальный изгиб джета

проявился бы в изменении позиционного угла кпк-джета ($PA_{кпк}$) относительно этого угла для пк-джета (PA_{pc}). Поэтому должно быть различие в распределении $\Delta PA = |PA_{pc} - PA_{кпк}|$.

4.1.1 Модельные распределения ΔPA

Предположим, что джет имеет один изгиб на расстоянии от ЦИ много меньшем, чем длина кпк-джета (Рисунок 4.1). Тогда [219]

$$\text{tg } \Delta PA = \frac{\sin \zeta \sin \varphi}{\cos \zeta \sin \theta_{pc} + \sin \zeta \cos \theta_{pc} \cos \varphi}, \quad (4.1)$$

где θ_{pc} – угол начального направления пк-джета с лучом зрения, ζ, φ – угол и азимут (относительно плоскости содержащей луч зрения и пк-джет) изгиба, соответственно. Если углы θ_{pc} и ζ малы, то правая часть выражения (4.1) преобразуется к зависимости от отношения θ_{pc}/ζ . Используя это, согласно [219], были получены модельные распределения ΔPA при случайном φ и различных значениях θ_{pc}/ζ . Для $\theta_{pc}/\zeta > 1$ величины ΔPA значительно меньше 90° и формируют пик вблизи 0° . Практически равномерное распределение получается, если $\theta_{pc}/\zeta = 1$ или $\theta_{pc}/\zeta < 1$. В первом случае ΔPA находится в интервале от 0 до 90° , во втором – от 0 до 180° с некоторым преобладанием значений от 0 до нескольких десятков градусов, если $0.5 < \theta_{pc}/\zeta < 1$.

В рамках «beamed IC/CMB», обнаружение рентгеновского излучения от кпк-джета предполагает его ультрарелятивистскую скорость и малый угол с лучом зрения, следовательно, изгиб в джете должен отсутствовать либо иметь малое, сравнимое с θ_{pc} , значение. Поэтому в распределении ΔPA можно было бы ожидать острый пик на 0° и небольшое число объектов, для которых $\Delta PA > 90^\circ$.

Если же, например, из-за влияния окружающей среды, джет замедляется и отклоняется от первоначального направления, то в распределении ΔPA для таких джетов отсутствовал бы пик вблизи 0° и преобладали бы значения в несколько десятков градусов, в том числе и с $\Delta PA > 90^\circ$. Для $\Delta PA > 90^\circ$ необходимо, чтобы джет после изгиба располагался примерно поперек луча зрения и выполнялось соотношение $\zeta > \theta_{pc}$. В рамках «beamed IC/CMB» интенсивность рентгеновского излучения изогнутых кпк-джетов недостаточна для регистрации имеющимися приемниками Chandra. Поэтому анализ распределения разницы позиционных углов джетов на пк- и кпк-масштабах для квазаров с обнаруженной и

отсутствующей протяженной структурой в рентгеновском диапазоне может послужить проверкой «beamed IC/CMB».

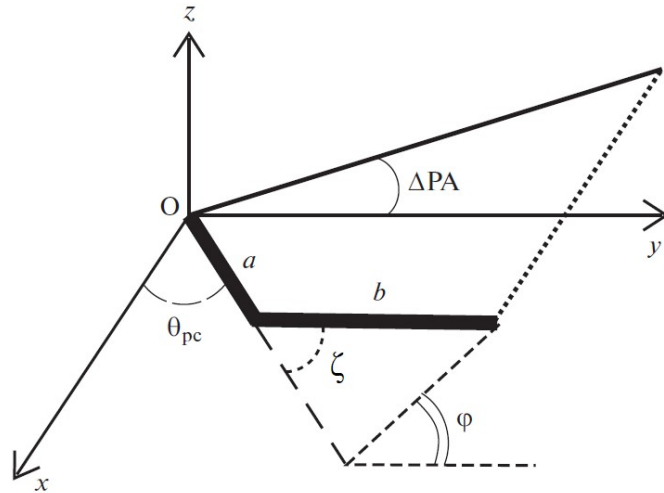


Рисунок 4.1 – Схема изгиба джета между пк- и кпк-масштабами в система отсчета наблюдателя, предложенная в статье [219]. Центральный источник находится в точке О. Действительный угол изгиба джета между пк- и кпк-масштабами $\zeta = \theta_{pc}^{kpc}$, азимутальный угол – φ . Буквами a и b отмечены пк- и кпк-джеты, соответственно. Ось x направлена вдоль луча зрения, ось y – вдоль проекции пк-джета на картинную плоскость.

4.1.2 Отбор объектов

Для последующего анализа отбирались квазары с доминирующими ядрами, для которых есть данные наблюдений Chandra, VLBA и опубликованы радиокарты парсековых джетов. Всего отобрано 50 объектов, из которых для 27 (выборка I) задетектирован джет в рентгеновском диапазоне (Таблица 4.1). Остальные объекты составляют выборку II (Таблица 4.2). Существенные отличия в распределении объектов двух выборок по красным смещениям в интервале $0.3 < z < 1.5$ отсутствуют. При $z < 0.3$ есть объекты только из выборки I, а при $z > 1.5$ объекты из выборки II преобладают (Рисунок 4.2).

Таблица 4.1. Квазары с обнаруженным в рентгеновском диапазоне кпк-джетом (выборка I). В столбцах: (1) имя объекта, основанное на координатах в эпоху B1950; (2) название в других широко используемых каталогах; (3) красное смещение (по данным NED); (4), (5) позиционный угол пк-джета и видимая скорость, в скобках в столбце (4) указан номер детали из кинематического анализа Листера и др. [32], для которой брались значения; (6), (8) ссылки на публикации с соответствующими данными для пк- и кпк-джетов; (7) позиционный угол кпк-джета; (9) разность позиционных углов между пк- и кпк-масштабами. Данные собраны диссертантом из литературных источников.

Объект	Другое название	z	$PA_{pc}, ^\circ$	β_{app}	ссылка	$PA_{kpc}, ^\circ$	ссылка	$\Delta PA, ^\circ$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0106+013	4C +01.02	2.1	237 (3)	18.29	[32]	185	[220]	52
0234+285		1.21	351 (1)	22.0	[32]	7	[221]	16
0529+075		1.25	323 (1)	18.0	[32]	218	[221]	105
0605–085		0.87	114 (2)	11.58	[32]	94	[221]	20
0738+313		0.63	156 (2)	9.25	[32]	165	[222]	9
0827+243		0.94	137 (1)	10.2	[32]	157	[223]	20
0954+556	4C +55.17	0.9	175		эпоха 25.03.2009	305	[224]	130
1045–188		0.6	146 (1)	2.21	[32]	125	[225]	24
1127–145		1.18	78 (2)	13.98	[32]	49	[222]	29
1150+497	4C +49.22	0.33	201 (1)	17.5	[32]	209	[191]	8
1202–262		0.79	341		эпоха 27.09.2012	356	[193]	15
1222+216	4C +21.35	0.43	345 (1)	8.41	[32]	45	[221]	51
1226+023	3C 273	0.16	237 (2)	8.02	[32]	222	[220]	15
1334–127		0.54	146 (5)	15.3	[32]	136	[225]	10
1354+195	4C +19.44	0.72	143		эпоха 19.07.1999	161	[191]	18
1510–089		0.36	332 (8)	23.11	[32]	166	[191]	166
1641+399	3C 345	0.59	290 (1)	9.0	[32]	330	[220]	40
1642+690	4C +69.21	0.75	194 (1)	1.56	[32]	176	[10]	18
1800+440		0.66	198 (3)	15.01	[32]	235	[224]	37
1828+487	3C 380	0.69	310 (1)	4.72	[32]	316	[193]	6
1849+670		0.66	309 (1)	11.37	[32]	2	[221]	53
1928+738	4C +73.18	0.3	168 (1)	8.16	[32]	184	[221]	16
2155–152		0.67	209 (1)	1.99	[32]	193	[221]	16
2201+315	4C +31.63	0.3	224 (1)	5.98	[32]	230	[221]	6
2216–038		0.9	185 (1)	5.36	[32]	143	[221]	42
2251+158	3C 454.3	0.86	296 (1)	1.95	[32]	311	[220]	15
2255–282		0.93	225 (1)	6.0	[32]	294	[209]	69

Таблица 4.2 Кварзары, не имеющие зарегистрированного джета в рентгеновском диапазоне (выборка II). Столбцы аналогичны Таблице 4.1. собраны диссертантом из литературных источников.

Объект	Другое название	z	$PA_{pc}, ^\circ$	β_{app}	ссылка	$PA_{kpc}, ^\circ$	ссылка	$\Delta PA, ^\circ$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0119+115		0.57	7 (3)	18.58	[32]	33	[221]	26
0224+671		0.52	354 (1)	8.28	[32]	343	[221]	11
0229+131	4C +13.14	2.06	42		эпоха 02.06.2013	22	[193]	20
0235+164		0.94	–			343	[221]	–
0248+430		1.31	151		эпоха 02.01.1991	104	[222]	47
0707+476		1.29	20		эпоха 05.07.2009	75	[224]	55
0745+241		0.41	300 (9)	1.88	[32]	238	[226]	62
0748+126		0.89	118 (2)	14.57	[32]	112	[226]	6
0836+710		2.22	211 (1)	19.49	[32]	200	[220]	11
0859+470	4C +47.29	1.46	0		эпоха 02.06.2002	335	[220]	25
0923+392	4C 39.25	0.7	101 (2)	1.55	[32]	77	[228]	24
0953+254		0.71	242		эпоха 06.06.2011	252	[227]	10
1055+018		0.89	309 (2)	8.1	[32]	179	[227]	130
1116+128		2.13	14		эпоха 03.12.2006	313	[227]	61
1156+295		0.73	0 (2)	1.65	[32]	342	[227]	18
1253–055	3C 279	0.54	238 (1)	11.01	[32]	205	[229]	33
1328+307	3C 286	0.85	224		[229]	235	[228]	11
1458+718	3C 309.1	0.9	164 (3)	2.94	[32]	90	[231]	74
1502+106		1.84	123 (2)	10.38	[32]	151	[221]	28
1637+574		0.75	201 (1)	8.94	[32]	355	[226]	154
1655+077		0.62	318 (2)	1.18	[32]	309	[226]	9
2230+114	4C +11.69	1.04	144 (1)	4.3	[32]	150	[226]	6
2345–167		0.58	119 (1)	6.24	[32]	225	[220]	106

4.1.3 ΔPA : определение и анализ распределения

Преыдушие исследования распределения разности PA между пк- и кпк-джетами выполнялись безотносительно к рентгеновскому излучению джетов и основывались либо на всех объектах, для которых есть необходимые данные наблюдений, либо проводилась группировка по классам или свойствам (переменность, поляризация) АЯГ [219, 232, 233]. Здесь сравниваем ΔPA для одного класса – квазаров с доминирующими ядрами, кпк-джеты которых сохраняются ультрарелятивистскими и нет. В столбце (4) Таблиц 4.1 и 4.2

приводится среднее значение PA_{pc} , полученное в рамках проекта MOJAVE [32] из анализа кинематики деталей пк-джетов на основе многолетних радиоинтерферометрических наблюдений на частоте 15 ГГц. Если объект отсутствовал в статье [32], то PA_{pc} определялся по картам, доступным на официальном сайте MOJAVE в эпоху, указанную в столбце (6) Таблиц 4.1 и 4.2. При этом учитывалось, что, так как интерес представляет возможный изгиб между пк- и кпк-масштабами, то выбиралась наиболее дальняя и относительно долгоживущая деталь пк-джета.

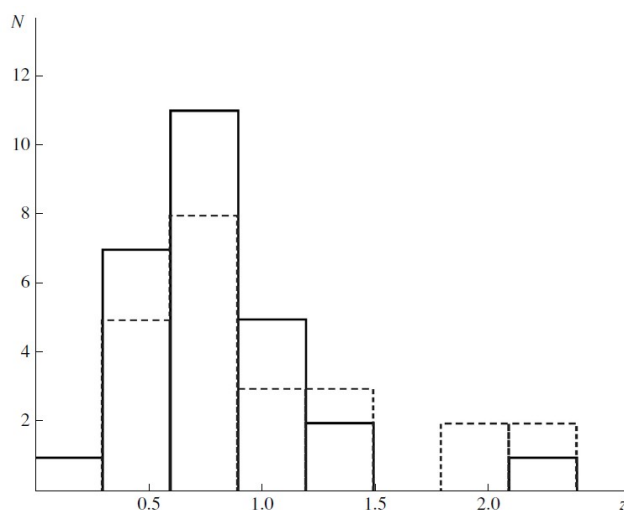


Рисунок 4.2 – Распределение исследуемых квазаров по красному смещению. Данные для выборок I и II представлены непрерывной и штриховой линиями, соответственно. Результат диссертанта из работы [A1].

Для кпк-джета PA_{kpc} определялся для первого, ближайшего к активному ядру, узлу. Для ряда источников (0605-085, 1150+497, 1222+216, 1226+023, 1510-089, 1641+399, 1642+690, 1928+738, 2201+315), рентгеновское излучение фиксируется только в этой области джета. В большинстве случаев полученные значения PA_{kpc} не сильно отличаются от приведенных в других исследованиях [219, 232, 233], в которых PA_{kpc} определялся по положению ярчайшего узла или горячего пятна, или по усредненной оси джета. А именно, из выборки I в 19 источниках присутствует только горячее пятно или для разницы значений ΔPA выполняется условие $(\Delta PA)_{\Delta} < 5^\circ$. Для четырех квазаров $5^\circ < (\Delta PA)_{\Delta} < 10^\circ$. Джеты остальных объектов (0827+243, 1222+216, 1334-127, 2201+315) сильно изогнуты. Поэтому в наших исследованиях их значение ΔPA меньше на 20° – 40° . В выборке II джеты квазаров 1637+574 и 1655+077 [226] имеют яркие детали в виде «запятой», для которых разность PA начала и окончания составляет 84° и 45° , соответственно. Для джета квазара 0707+476

значение ΔPA у нас меньше на 17° . Для остальных объектов $(\Delta PA)_\Delta$ преимущественно $< 5^\circ$ и не превышает 13° .

Двухсторонняя протяженная структура в радиодиапазоне имеется у 16 и 13 квазаров из I и II выборок, соответственно. Но в рентгеновском диапазоне джеты односторонние [202] и движущиеся к наблюдателю. $PA_{крс}$ определялся для них. Если наблюдаемые различия между двумя джетами одного источника обусловлены только доплеровским усилением излучения, то в радиодиапазоне джеты с обнаруженным рентгеновским излучением должны быть более узкими и иметь большую яркость, чем второй компонент протяженной структуры. Это условие выполняется для большинства источников выборки I. Исключение – это квазары 0738+313, 1202–262, 1849+670, 2155–152, но при этом из ПК-джеты направлены в сторону того КПК-джета, у которого зарегистрировано рентгеновское излучение. В источниках 1202–262 и 1849+670 морфология более тусклого в радиодиапазоне КПК-джета лучше соответствует представлению о релятивистском потоке вещества: джеты более узкие и длинные, чем джеты, расположенные с другой стороны от ЦИ. Учитывая вышесказанное, для определения $PA_{крс}$ в первую очередь выбирался более яркий джет, а затем учитывалась морфология на КПК-масштабах и направление ПК-джета. Поэтому для квазаров 0224+671 и 0745+241 $PA_{крс}$ вычислялся по джету, имеющему меньшую интенсивность.

Гистограммы Рисунка 4.3 иллюстрируют полученное ΔPA для двух выборок. Визуально между ними заметно соответствие. А именно, в обоих случаях выделяется пик в интервале $\approx 0^\circ - 30^\circ$ и широкий хвост на больших значениях ΔPA . При использовании критерия Колмогорова-Смирнова – одного из состоятельных критериев для проверки малых выборок на соответствие определенному распределению случайных величин – в результате получено, что гипотеза об однородности двух выборок принимается на уровне 5%, p -величина оказалась равной 0.75. Чтобы устранить возможное влияние отличий в свойствах радиоисточников на различных z , были составлены из выборок I и II подвыборки из объектов, удовлетворяющих условию $0.3 < z < 1.5$. В этом случае p -величина оказалась немного больше, чем в предыдущем (см. Таблицу 4.3). Следовательно, подвыборки принадлежат одной генеральной совокупности. То есть отсутствуют предполагаемые в рамках «beamed IC/CMB» различия в скорости и направлении КПК-джетов с зарегистрированным рентгеновским излучением и без него. Для последующего анализа данные были объединены.

Таблица 4.3. Сводная таблица p -величин, полученных в результате применения теста Колмогорова-Смирнова для проверки гипотез об однородности двух выборок и соответствия их нормальному распределению. Результат диссертанта из статьи [A1].

	Все объекты	$0.3 < z < 1.5$
Однородность выборок I и II	0.75	0.79
Нормальное распределение $\mu = 24^\circ$, $\sigma = 17^\circ$	0.25	0.33

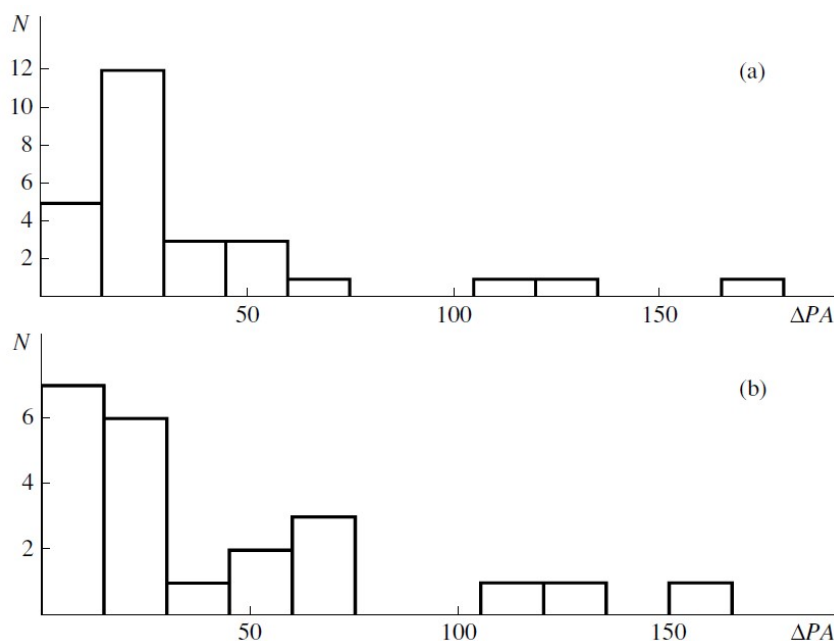


Рисунок 4.3 – Распределение разности позиционных углов между джетами на пк- и кпк-масштабах для выборок: а) I; б) II. Результат диссертанта из статьи [A1].

Проверим, соответствует ли нормальному закону распределение ΔPA . Как видно из Рисунка 4.3 и подтверждается статистическим анализом, полностью описать все данные гауссовым распределением невозможно. Поэтому ограничимся объектами с $\Delta PA < 90^\circ$, что составляет 86% от общего количества. Тест Колмогорова-Смирнова отвергает гипотезы с математическим ожиданием около 0° . Для описания распределения ΔPA как для всех, так и отобранных квазаров с $0.3 < z < 1.5$, наиболее достоверным является нормальный закон с математическим ожиданием $\mu \approx 24^\circ$ и среднеквадратическим отклонением $\sigma \approx 17^\circ$ (см. Таблица 4.3, Рисунок 4.4). Полученные результаты указывают на то, что в большинстве джетов квазаров с доминирующими ядрами происходит изгиб между пк- и кпк-масштабами. Этот вывод не зависит от наличия детектируемого рентгеновского излучения протяженного компонента.

Определим величину изгиба из формулы (4.1) в предположении малых углов θ_{pc} и ζ . Для этого, по аналогии с [219], были созданы два набора модельных данных размером $N = 50$ (что согласуется с количеством исследуемых объектов) и $N = 1000$, взятом для сравнения. Для каждого набора величины ΔPA вычислялись для фиксированного отношения θ_{pc}/ζ и случайном ϕ . Затем однородность выборок с модельными данными и результатами наблюдений проверялась критерием Колмогорова-Смирнова. Таким образом, было получено наилучшее соответствие при $\theta_{pc}/\zeta = 1.4$, p -величины оказались 0.15 ($N = 1000$) и 0.2 ($N = 50$). Следовательно, джеты отклоняются от прямой траектории в среднем на угол $\theta_{pc}/1.4$.

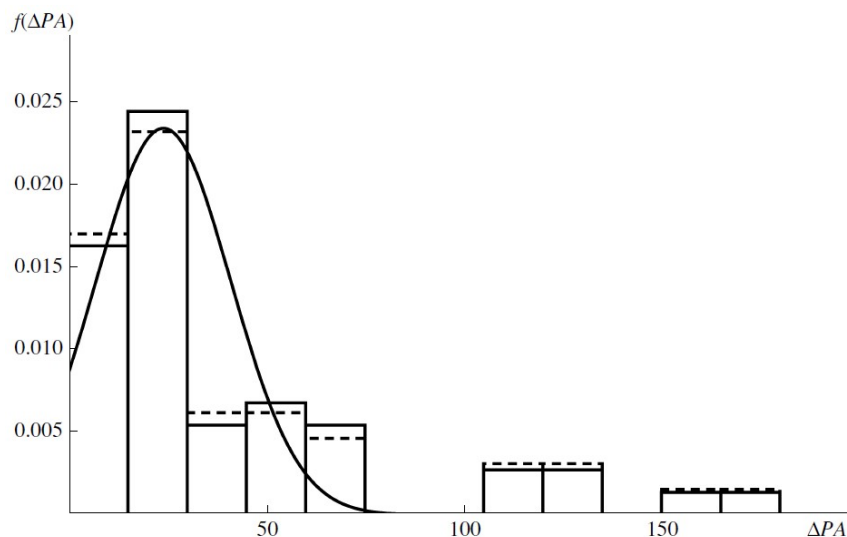


Рисунок 4.4 – Распределение плотности вероятности величины ΔPA . Гистограммы построены для всех рассматриваемых объектов (сплошная линия) и для квазаров с красным смещением в интервале $0.3 < z < 1.5$ (штриховая линия). Кривая соответствует нормальному распределению с математическим ожиданием 24° и среднеквадратическим отклонением 17° . Результат диссертанта из статьи [A1].

Этот результат отличается от выводов статьи [202], в которой показано согласие предполагаемых значений скоростей джетов на пк- и кпк-масштабах в предположении модели образования рентгеновского излучения кпк-джетов «beamed IC/CMB». Исключение составляют кпк-джеты квазаров 0106+013 и 1849+670 с экстремально большими величинами $71 < \Gamma_{bulk} < 133$ и $97 < \Gamma_{bulk} < 129$, соответственно.

Разногласие в представлениях о том, происходит ли замедление и/или изгиб джета между пк- и кпк-масштабами можно было бы объяснить различными объектами, для

которых проводился анализ здесь и в работе [202]. Но из рассматриваемых в [202] 27 квазаров общими с выборками I и II являются 17 и 7 квазаров, соответственно. Для них распределение ΔPA , также как и для всех рассматриваемых здесь источников, не имеет пика вблизи 0° .

Для повышения вероятности обнаружения кпк-джетов в рентгеновском диапазоне, авторы [202], руководствуясь требованием малого угла с лучом зрения пк-джета, отбирали источники по следующим критериям: наличием данных на пк-масштабах, длина кпк-джета более $3''$ (в проекции на небесную сферу) и плотность потока, превышающая 100 мЯн на частоте 1.4 ГГц. Это позволило увеличить детектирование рентгеновского излучения с 60% [191, 193, 200] до 78% [202]. Но малое число общих с [202] источников из выборки II, в которой практически все джеты имеют длину более $3''$, и отсутствие статистически значимых различий в распределениях ΔPA между выборками I и II, подвергают сомнению эту интерпретацию критериев отбора для последующего наблюдения на Chandra. То есть плотность потока излучения кпк-джета в радио- и рентгеновском диапазонах главным образом определяется его внутренними физическими параметрами, а не ориентацией и скоростью. Этот вывод подтверждается и тем, что в двойных джетах квазаров 0738+313, 1202–262, 1849+670 и 2155–152 рентгеновское излучение (для двух последних источников обнаруженное авторами [202]) фиксируется у джета с меньшей интенсивностью в радиодиапазоне.

Отдельно остановимся на обсуждении $\Delta PA=90^\circ$ потому, что в то время, как основной пик распределения ΔPA в работах [219, 232, 233] приходится на 0° , второстепенный – на 90° . Пик в распределении ΔPA на 90° проявляется для объектов с доминирующим ядром (при наблюдениях на частоте 5 ГГц) [232], либо с высокой поляризацией оптического излучения или с сильной переменностью в радиодиапазоне (см. [233] и ссылки там). Вторичный пик пропадает при совместном анализе объектов, принадлежащих к разным типам АЯГ или имеющих различные свойства в пределах одного типа.

В нашем исследовании ни в общем распределении ΔPA , ни в распределениях для выборок I и II пик около 90° отсутствует. Возможно из-за различий приводимых разными авторами значений углов PA_{pc} для некоторых объектов. Например, 6 источников из статьи [232] являются общими с выборками I и II, из которых 2 (1458+718, 1641+339) имеют ΔPA вблизи 90° . Однако указанные для них в Таблицах 4.1 и 4.2 величины ΔPA значительно меньше. Это может быть связано с тем, что в предыдущих исследованиях для определения PA_{pc} бралась деталь, которая в данных последующих наблюдений исчезала. Например, для 1641+399 указывалось значение 230° [232], тогда как в [32] при таком позиционном угле в пк-джете нет ни одной детали, а есть 16 в диапазоне PA_{pc} от 265 до 290° . Такая большая

разница возникает из-за изгиба джета на расстоянии примерно 2 mas от ядра. Для 2345–167 приводился $\text{PA}_{\text{pc}} = 141^\circ$ [202], отличающийся от значения, приводимого в [32] минимум на 10° . К различным значениям ΔPA может приводить то, что при определении PA разные авторы выбирали различные детали, например, как в случае 1458+718. Так, Пирсон и Редхед [232] вычисляли PA_{pc} по ярчайшему и ближайшему к ядру компоненту, а PA_{kpc} – по той части джета, которая дает максимальное значение ΔPA . К тому же, по современным данным [32] детали могут выбрасываться из ядра под PA , отличающимися на несколько десятков градусов.

Скорость пк-джета – второй параметр, для которого ожидается различие между объектами выборки I и II. Чем больше скорость, тем больше доплеровское усиление излучения, и, следовательно, вероятнее регистрация рентгеновского излучения кпк-джета. При этом важно учитывать следующее. Непосредственно наблюдается только тангенциальная составляющая скорости, измеряемая в mas/год . При переходе от этой величины к β_{app} – видимой скорости, выражаемой в единицах c (Таблицы 4.1 и 4.2), необходимо использовать космологическую модель, изменения которой возможны со временем. Дополнительную трудность составляет то, что β_{app} зависит от двух параметров – истинной скорости детали β_j и угла между направлением ее движения и лучом зрения θ_j . Невозможно провести их независимую друг от друга оценку. Поэтому часто предполагается, что θ_j близок к критическому значению θ_c , при котором $\sin \theta_c \approx 1/\beta_{\text{app}}$ и $\cos \theta_c \approx \beta_j$. Усложняет оценки то, что в пк-джете детали могут иметь отличающиеся друг от друга скорости и направления движения [32]. При этом, анализ 13 пк-джетов с как минимум десятью уверенно детектируемыми деталями дал в результате, что скорости джетов находятся в небольших пределах около среднего значения [32]. Принимая во внимание вышесказанное и полагая, что значимые отличия скоростей пк-джетов выборки I и II могут быть обнаружены при анализе простейшей оценки их β_{app} , был проведен тест Колмогорова-Смирнова. Статистически значимых различий между выборками не выявлено, $p = 0.6$.

Таким образом, не выявлено статистически значимых распределений разницы позиционных углов джетов между пк- и кпк-масштабами для объектов с обнаруженным рентгеновским излучением от протяженной структуры и им не обладающими. Более того, распределение ΔPA при углах $< 90^\circ$ можно описать нормальным законом с математическим ожиданием 24° и среднеквадратическом отклонении 17° . Это подразумевает, что в большинстве джетов квазаров с доминирующими ядрами происходит изгиб между пк- и кпк-масштабами, величина которого $\approx \theta_{\text{pc}}/1.4$.

Сходство распределений ΔP_A двух выборок также означает, что скорость и направление кпк-джета не являются решающими параметрами для обнаружения его рентгеновского излучения обсерваторией Chandra. А присутствие изгиба в джете между пк- и кпк-масштабами означает замедление потока вещества и, следовательно, увеличения $\theta_{крс}$. Это подразумевает уменьшение реального расстояния от джета до ЦИ и указывает на возможность образования рентгеновского излучения кпк-джета вследствие ОКР на излучении ЦИ [234]. Уменьшение Γ_{bulk} приводит к выводу об отсутствии в кпк-джете равномерного распределения энергии между излучающими частицами и магнитным полем [203].

4.2 Обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника

В рентгеновском излучении кпк-джетов некоторых квазаров с доминирующими ядрами проявляется уменьшение интенсивности с удалением от ЦИ. Для квазара 3C 273 за этим спадом следует часть джета, для которой рентгеновская интенсивность сохраняется на малом и примерно постоянном уровне. Эта морфология позволила предположить, что в ближней к ЦИ части джету рентгеновское излучение производится посредством ОКР на ЦИ, а в дальней – ОКР на реликтовом излучении [203]. Но авторы [203] в исследовании оперировали интегральными величинами плотностей рассеиваемого излучения и, предполагая основной вклад в излучение ЦИ от пк-джета, не учитывали изменение спектра ЦИ в СО кпк-джета. Здесь мы проводим более аккуратный анализ рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами в предположении образования их рентгеновского излучения в ближайших к ЦИ частях джета вследствие ОКР на ЦИ.

Чтобы при ОКР/ЦИ учесть спектр рассеиваемого низкочастотного излучения и распределение волновых векторов фотонов, мы использовали кинетическое уравнение Больцмана для вычисления наблюдаемой плотности потока. Кинетическое уравнение для ОКР в инвариантной форме записано в работах [235, 236]. Пренебрегая уменьшением концентрации мягких фотонов из-за рассеяния и индуцированным рассеянием, для стационарного случая было получено:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}' \nabla N(\mathbf{k}') = & \int \frac{r_e^2}{2} (m_e c^2)^2 \frac{\hbar c^2}{EE' \omega} \delta(\mathbf{p} + \mathbf{k} - \mathbf{p}' - \mathbf{k}') \delta(E + \hbar \omega - E' - \hbar \omega') \times \\ & \times G(\xi, \xi') f(\mathbf{p}) N(\mathbf{k}) d^3 p' d^3 p d^3 k, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где штрих относится к величинам после рассеяния, \mathbf{p} , \mathbf{k} , E и $\hbar\omega$ – импульсы и энергии электронов и фотонов до рассеяния, соответственно, r_e и m_e – классический радиус и масса электрона, $f(\mathbf{p})$, $N(\mathbf{k})$ – функции распределений электронов и фотонов, соответственно,

$$\begin{aligned} G(\xi, \xi') &= \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi'} \right)^2 + 2 \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi'} \right) + \frac{\xi}{\xi'} + \frac{\xi'}{\xi}, \\ \xi &= \frac{E\hbar\omega}{m_e^2 c^4} (1 - \beta \cos \psi), \\ \xi' &= \frac{E\hbar\omega'}{m_e^2 c^4} (1 - \beta \cos \phi), \end{aligned} \quad (4.3)$$

где ψ и ϕ – углы между импульсами электрона и фотона до и после рассеяния, соответственно. При ОКР угол ϕ мал, следовательно, можно считать, что $\psi \approx \theta$, где θ – угол между импульсом фотона до и после рассеяния, который соответствует углу кпк-джета с лучом зрения. После интегрирования по $d^3\mathbf{p}'$ с использованием первой δ -функции и учитывая крайне малое изменение энергии электрона после одного акта рассеяния, уравнение (4.2) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} N(\mathbf{k}') &= \int \frac{r_e^2}{2} (m_e c^2)^2 \frac{c^3}{E^2 \omega \omega'^2} \delta \left((1 - \beta \cos \phi) - \frac{\omega}{\omega'} (1 - \beta \cos \psi) \right) \times \\ &\times G(\xi, \xi') f(\mathbf{p}) N(\mathbf{k}) d^3\mathbf{p} d^3\mathbf{k}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где s – длина излучающей области вдоль луча зрения. Из (4.4) следует, что спектральная плотность потока рассеянного излучения в направлении наблюдателя выражается как:

$$F(\omega') = c\hbar\omega' N(\omega') \frac{xy}{D_L^2} = \frac{\hbar\omega'^3}{c^2} \frac{xy}{D_L^2} N(\mathbf{k}'), \quad (4.5)$$

где x, y – наблюдаемые размеры узла, D_L – фотометрическое расстояние до рассматриваемого объекта.

В простейшем случае можно предположить, что энергетическое распределение электронов в узле однородно и изотропно, тогда

$$f(\mathbf{p}) = \frac{c^3}{4\pi E^2} f(E) = \frac{c^3}{4\pi E^2} K E^{-s}, \quad (4.6)$$

где s и K – спектральный индекс и нормировочный множитель электронного энергетического распределения. Подставляя (4.6) и функцию распределения рассеиваемых фотонов в уравнение (4.5) и интегрируя по $d^3\mathbf{p} = (E^2/c^3) 2\pi dE d(1 - \beta \cos \phi)$ и $d^3\mathbf{k} = (\omega^2/c^3) 2\pi d\omega d(1 - \beta \cos \psi)$ в интервале для ϕ и ψ от 0 до π получаем спектральную плотность потока рассеянного излучения. Например, для реликтового фона в предположении его монохромности имеем распределение фотонов

$$N(\mathbf{k}) = \frac{c^3}{4\pi\omega^2} N(\omega) = \frac{c^3}{4\pi\omega^2} \frac{W_{\text{CMB}}}{\omega_{\text{CMB}}} \delta(\omega - \omega_{\text{CMB}}), \quad (4.7)$$

где ω_{CMB} и W_{CMB} – частота максимума спектра и плотность энергии реликтового излучения на красном смещении объекта. Тогда подставляя (4.6) и (4.7) в (4.5) получим плотность потока рассеянного излучения (без коррекции на доплеровское усиление и красное смещение)

$$F_{\text{IC/CMB}} = \frac{2^{s+1}}{(s+1)(s+3)} (1+z)^{-3-(s-1)/2} \frac{3}{8\pi} c \sigma_T \frac{V}{D_L^2} \times \\ \times (m_e c^2)^{1-s} K W_{\text{CMB}} \omega_{\text{CMB}}^{(s-1)/2-1} \omega_X^{-(s-1)/2}, \quad (4.8)$$

где $\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2$ – томсоновское сечение рассеяния, $V = xy^2/\sin\theta$ – объем излучающей области, θ – угол кпк-джета с лучом зрения, ω_X – рентгеновская частота, на которой измеряется поток излучения. Формула (4.8) с точностью до численного множителя совпала с выражением для спектрального потока рассеянного излучения, полученным из энергетических потерь электронов на излучение (см. уравнение (9) в [203]).

Для использования формулы (4.5) при ОКР на излучении центрального источника необходимо найти распределение рассеиваемых фотонов. Это распределение по частоте определяется из наблюдаемого спектрального потока от квазара, так как излучение АЯГ от радио- до мм-диапазона образуется в пк-джетах [30]. Спектральная светимость ЦИ в системе отсчета пк-джета

$$L_\omega = 4\pi D_L^2 (1+z)^{3+\alpha} \delta^{-3-\alpha} F(\omega), \quad (4.9)$$

где D_L – фотометрическое расстояние, α – спектральный индекс рассеиваемого излучения при аппроксимации спектра степенным законом, $F(\omega) = Q\omega^{-\alpha}$ – спектральный поток, $\delta = \sqrt{1-\beta_{\text{pc}}^2} / (1-\beta_{\text{pc}} \cos\theta_{\text{pc}})$ – доплер-фактор для земного наблюдателя, β_{pc} – скорость пк-джета как целого в единицах скорости света c . С другой стороны,

$$L_\omega = 4\pi (R/\sin\theta_{\text{kpc}})^2 \delta_j^{-3} F^j(\omega_j), \quad (4.10)$$

где R – расстояние от ЦИ до определенного узла кпк-джета в проекции на картинную плоскость, θ_{kpc} – угол кпк-джета с лучом зрения, δ_j и $F^j(\omega_j)$ – доплер-фактор и поток излучения от ЦИ, наблюдаемые в кпк-джете, соответственно, и частота рассеиваемого фотона в системе отсчета кпк-джета

$$\omega_j = \omega(1+z)\delta_j/\delta. \quad (4.11)$$

Сравнивая выражения (4.9) и (4.10) и подставляя $F^j(\omega) = c\hbar\omega_j N(\omega_j)$, получено распределение рассеиваемых фотонов в единицу телесного угла

$$N(\omega_j) = \left((1+z) \frac{\delta_j}{\delta} \right)^{3+\alpha} \frac{D_L^2 \sin^2 \theta_{\text{кpc}}}{c\hbar R^2} Q \omega_j^{-1-\alpha}. \quad (4.12)$$

Для вычисления δ_j нужен угол между пк- и кпк-джетами в системе отсчета кпк-джета $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, который может быть найден из угла действительного изгиба $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ джета между пк- и кпк-масштабами в системе отсчета наблюдателя. Для оценки $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ использовалась формула (4.1). Изменяя азимутальный угол (см. Рисунок 4.1) от 0° до 360° , получаем значение $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, реализуемое в большинстве случаев. Тогда

$$\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} = \arctg \left(\frac{\beta_{\text{pc}} \sin \theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} \sqrt{1 - \beta_{\text{kpc}}^2}}{\beta_{\text{pc}} \cos \theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} - \beta_{\text{kpc}}} \right). \quad (4.13)$$

Типичный спектр ЦИ на примере квазара PKS 1127–145, и основанный на данных [237–244], приведен на Рисунке 4.5. Видно, что спектр имеет максимум (частоте ω_0 в системе отсчета наблюдателя) и на низких радиочастотах становится инверсным. При продвижении от максимума в сторону увеличения частоты, спектр часто имеет излом. Если излом происходит в интервале частот, для которого отсутствуют данные наблюдений, то частота ω_{br} определялась как точка пересечения двух степенных законов.

Подстановкой (4.11) и (4.12) в (4.5), диссертантом лично получено выражение для наблюдаемой плотности потока излучения, образованного вследствие ОКР/ЦИ

$$F(\omega') = (1+z)^{3+\alpha} \left(\frac{\delta_j}{\delta} \right)^{3+\alpha} \frac{r_e^2}{2} V \frac{\sin^2 \theta_{\text{кpc}}}{R^2} (m_e c^2)^{1-\gamma} K Q \omega' \iint \Gamma^{-\gamma-2} \omega_j^{-\alpha-2} d\Gamma d\omega_j, \quad (4.14)$$

где ω' – частота рассеиваемого фотона без коррекции на красное смещение, $V = xy^2 / \sin \theta$ – объем узла, x и y – продольный и поперечный размеры узла в проекции, соответственно, R – расстояние от ЦИ до узла в проекции на картинную плоскость, Γ – лоренц-фактор электронов. В результат интегрирования степенных функций в выражении (4.14) вносит вклад один из пределов. Этот предел определяется из соотношения спектральных индексов рассеиваемого излучения α и электронного энергетического распределения. В качестве пределов интегрирования мы используем либо физические ограничения степенных спектров фотонов и электронов, либо пределы

$$\Gamma^2 \geq \frac{\omega'}{2\omega_j(1-\beta \cos \theta_{\text{кpc}})},$$

$$\omega_j \geq \frac{\omega'}{2\Gamma^2(1-\beta \cos \theta_{\text{кpc}})},$$
(4.15)

возникающие в результате интегрирования выражения (4.5) с использованием дельта-функции Дирака.

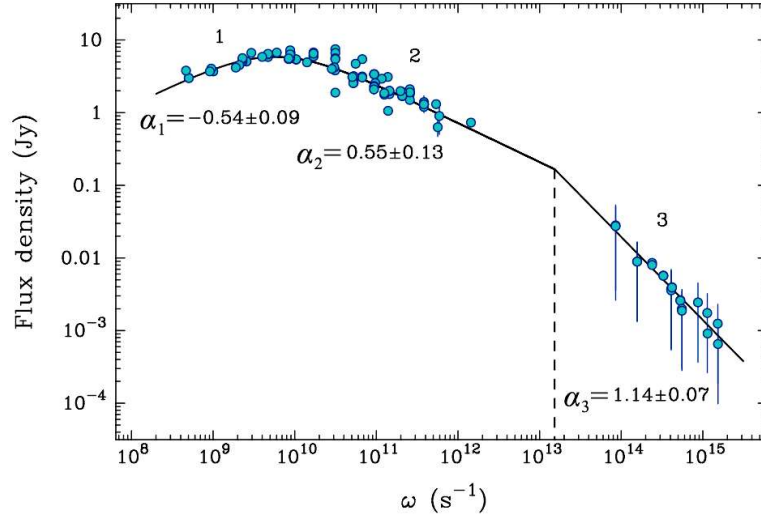


Рисунок 4.5 – Спектр квазара PKS 1127–145 как иллюстрация типичного спектра ЦИ. Цифрами отмечены части спектра, аппроксимируемые степенными законами. Спектральные индексы каждой части указаны на рисунке. Пунктирной линией отмечена частота излома оптически тонкого спектра. Данные из открытых источников, аппроксимация выполнена соавтором работы [А6].

Для того чтобы использовать выражения (4.14) и (4.15), необходимо учитывать энергию взаимодействующих при ОКР частиц. Вследствие однозначной связи энергий [111]

$$\Gamma^2 = \frac{\omega_X}{k_{\text{IC}} \omega_j}$$
(4.16)

и степенных спектров взаимодействующих частиц (где $k_{\text{IC}} = 4/[3(1+z)]$), возможны два случая. Первый случай – основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение на фиксированной частоте ω_X вносит ОКР фотонов, имеющих частоту, соответствующую одной из границ фотонного спектра, на электронах, обладающих энергией Γ_0 , далекой от граничных значений (см. Рисунок 4.6). Этот случай реализуется при рассеянии участков 1 и 2 спектра ЦИ (см. Рисунок 4.5), т.е. рассеяние на фотонах с частотой максимума спектра в системе отсчета кпк-джета равной $\omega_{0,j}$ дает основной вклад в наблюдаемый поток на

определенной рентгеновской частоте. Имеем ограничение энергий взаимодействующих частиц со стороны фотонного спектра. Поэтому выражение (4.14) сначала интегрируем по $d\Gamma$. В зависимости от знака выражения $\gamma - 2\alpha - 1$ доминирует один из пределов, задаваемый верхним выражением (4.15). Например, всегда для данного типа источников выполняется условие $\gamma - 2\alpha_1 - 1 > 0$ (индекс при α обозначает номер степенного участка спектра квазара, см. Рисунок 4.5). В этом случае скорректированный на красное смещение и доплеровское усиление спектральный поток рассеянного излучения равен

$$F_{ph}(\omega_X) = (1+z)^{\alpha-(\gamma-1)/2} A \frac{\left[2(1-\cos\theta_{\text{кpc}})\right]^{(\gamma+1)/2}}{(\gamma+1)|\gamma-2\alpha-1|} \omega_{0,j}^{(\gamma-1)/2-\alpha} \omega^{-(\gamma-1)/2}, \quad (4.17)$$

где

$$A = \left(\frac{\delta_j}{\delta}\right)^{3+\alpha} r_e^2 \frac{V \sin^2 \theta_{\text{кpc}}}{R^2} (m_e c^2)^{1-\gamma} KQ, \quad (4.18)$$

R – расстояние рассматриваемого узла от ЦИ, $\omega_{0,j}$ соответствует верхней границе степенного участка спектра ЦИ с индексом α при выполнении условия $\alpha_R = (\gamma-1)/2 > \alpha$, где α_R – спектральный индекс радиоизлучения рассматриваемого узла кпк-джета, иначе $\omega_{0,j}$ – нижняя граница.

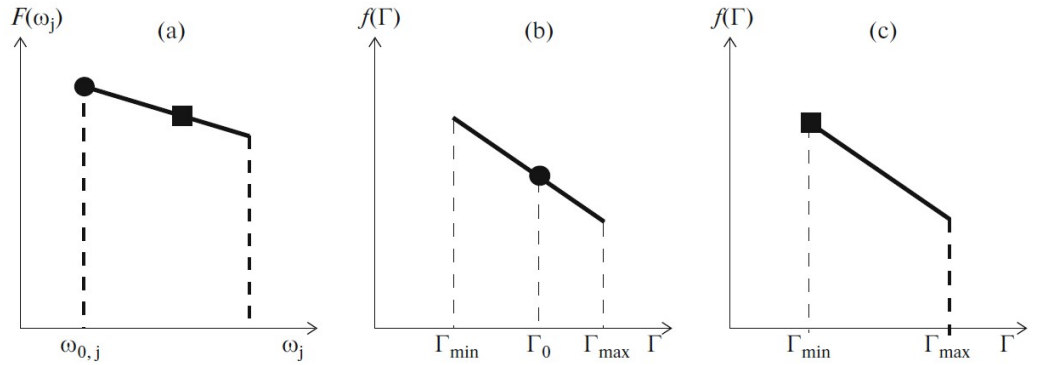


Рисунок 4.6 – Схемы степенных спектров рассеиваемых фотонов (а) и ультрарелятивистских электронов (b, c). Проиллюстрировано ограничение со стороны фотонного спектра (b) и со стороны электронного спектра (c). Одинаковые символы отмечают энергии взаимодействующих электронов и фотонов, дающие при ОКР преобладающий вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение на фиксированной частоте. Индекс «j» указывает на частоту затравочных фотонов в системе отсчета кпк-джета. Интерпретация представлена диссертантом в статье [А6].

Ограничение со стороны фотонного спектра соответствует случаю рассеяния монохромного излучения заданной частоты на поле электронов, характеризующемся степенным энергетическим распределением. Из выражения (4.17) следует, что при ограничении фотонным спектром, спектральные индексы излучения узла в радио- и рентгеновском диапазоне в рентгеновском диапазоне равны.

Во втором случае энергия взаимодействующих частиц ограничена электронным спектром. То есть основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение дает рассеяние электронами с лоренц-фактором, соответствующему граничному значению, фотонов, имеющих частоту, далекую от граничных значений (Рисунок 4.6с). Тогда выражение (4.14) сначала интегрируется по $d\omega$. Так как для рассматриваемых источников выполняется соотношение $2\alpha_2 - \gamma + 1 < 0$, то спектральный поток рассеянного излучения имеет вид

$$F_e(\omega_X) = A \frac{\left[2(1 - \cos \theta_{\text{кпс}}) \right]^{\alpha+1}}{2(\alpha+1)|2\alpha - \gamma + 1|} \Gamma_{\text{cut}}^{2\alpha - \gamma + 1} \omega_X^{-\alpha}, \quad (4.19)$$

где Γ_{cut} соответствует Γ_{min} – нижней границе степенного энергетического спектра электронов при условии $\alpha_R > \alpha$, иначе – верхней границе. Таким образом, случай ограничения со стороны электронного энергетического распределения соответствует ОКР на электронах, характеризующихся моноэнергетическим распределением. Из уравнения (4.19) следует, что в этом случае спектральный индекс рентгеновского излучения будет равен спектральному индексу рассеиваемого радиоизлучения ЦИ.

Выбор для анализа формулы (4.17) или (4.19) производится на основании результатов сравнения спектральных индексов рассматриваемого узла кпк-джета в радио- (α_R) и рентгеновском (α_X) диапазонах и, при аппроксимации спектра ЦИ несколькими степенными участками, спектральных индексов этих участков. А именно, если $\alpha_R \approx \alpha_X$, то используется формула (4.17). При $\alpha_R \neq \alpha_X$ необходимо сравнить α_X со спектральными индексами выделенных степенных участков спектра ЦИ и при совпадении с одним из них (α_i) использовать формулу (4.19) с подстановкой α_i и Q , соответствующих i -тому участку спектра ЦИ. Отметим, что в исследованных кпк-джетах квазаров всегда выполнялся один из двух случаев. Обстоятельство, при котором $\alpha_R \neq \alpha_X$ и $\alpha_i \neq \alpha_X$ в предположении ОКР/ЦИ можно интерпретировать тем, что в рентгеновском спектре узла кпк-джета имеется излом, обусловленный переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром, как, например, это имеет место в рентгеновском спектре ближних к ядру узлов кпк-джета квазара PKS 1127–145 [A6].

4.3 Скорость и угол с лучом зрения

При удалении от ЦИ, концентрация рассеиваемых при ОКР фотонов центрального источника уменьшается. В простейшем предположении примерного равенства электронов в узлах, это отразится в уменьшении рентгеновской интенсивности узлов вдоль кпк-джета. На некотором расстоянии от ЦИ концентрация фотонов ЦИ станет настолько малой, что основным источником мягких фотонов для ОКР будет реликтовое излучение. Узлы кпк-джета, расположенные дальше этого расстояния будут иметь примерно постоянную интенсивность в рентгеновском диапазоне, обусловленную постоянной концентрацией реликтовых фотонов. Подобное происходит для дальних от ЦИ узлов кпк-джета 3С 273 [245, 248]. В тех узлах джетов, в которых наблюдаемое рентгеновское излучение образуется посредством ОКР/ЦИ, должно выполняться условие его доминирования над рассеянным излучением, образованным за счет ОКР на реликтовом фоне

$$F_{\text{IC/CS}}/F_{\text{IC/CMB}} > 1. \quad (4.20)$$

Поток $F_{\text{IC/CS}}$ определяется уравнением (4.17) или (4.19) и, для удобства сравнения с $F_{\text{IC/CMB}}$ (см. формулу (4.8)), может быть записан в подобной форме

$$F_{\text{IC/CS}} = \frac{2^{(\gamma+1)/2}}{(\gamma+1)(2\alpha_3+1-\gamma)} (1+z)^{-3-(\gamma-1)/2} \cdot \frac{3}{8\pi} \sigma_T V \frac{c}{D_L^2} (mc^2)^{1-\gamma} \times \\ \times K \frac{L_{\text{CS}} \sin^2 \theta_{\text{кпк}}}{4\pi c R^2} (1 - \cos \theta_{\text{кпк}})^{(\gamma+1)/2} \omega_{\text{br},j}^{(\gamma-1)/2-1} \omega_X^{-(\gamma-1)/2}, \quad (4.21)$$

где для примера использован случай ограничения со стороны электронного спектра при рассеянии 3-го степенного участка спектра ЦИ,

$$L_{\text{CS}} = 4\pi (1+z)^{3+\alpha_3} \left(\frac{\delta_j}{\delta} \right)^{3+\alpha_3} \times D_L^2 Q_3 \omega_{\text{br}}^{-\alpha_3+1} \quad (4.22)$$

– светимость ЦИ на частоте $\omega_{\text{br},j}$ в системе отсчета кпк-джета. В результате подстановки уравнений (4.8) и (4.21) в (4.20) определяется нижний предел на интервал возможных углов кпк-джета с лучом зрения

$$\theta_{\text{кпк}, \min}^{\gamma+3} = \frac{2^{\gamma+1} (2\alpha_3+1-\gamma)}{(\gamma+3)} W_{\text{CMB}} \frac{4\pi c R^2}{L_{\text{CS}}} \left(\frac{\omega_{\text{CMB}}}{\omega_{\text{br},j}} \right)^{(\gamma-1)/2-1}, \quad (4.23)$$

где, в данном случае, γ – спектральный индекс энергетического распределения электронов в наиболее удаленном от ЦИ узле, в котором рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/ЦИ, R – расстояние этого узла до ЦИ в проекции на картинную плоскость. В формуле

(4.22) параметры спектра ЦИ соответствуют тому степенному участку, рассеяние фотонов которого дает основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение данного узла.

С другой стороны, используя обратное неравенство при параметрах самого близкого к ЦИ узла, рентгеновское излучение которого образуется посредством ОКР/РИ, можно получить верхнее ограничение на значение $\theta_{\text{крс}}$

$$\theta_{\text{крс}, \max}^{\gamma+3} = \frac{2^{\gamma+1} (2\alpha_3 + 1 - \gamma)}{(\gamma + 3)} W_{\text{CMB}} \frac{4\pi c R^2}{L_{\text{CS}}} \left(\frac{\omega_{\text{CMB}}}{\omega_{\text{br},j}} \right)^{(\gamma-1)/2-1}. \quad (4.24)$$

Полученные на основе формул интервалы углов кпк-джетов с лучом зрения для отобранных квазаров представлены в Разделе 4.5.2. Обращает на себя внимание различие в углах зрения джета на пк- и кпк-масштабах. Так углы $\theta_{\text{крс}}$ составляют несколько десятков градусов, тогда как $\theta_{\text{рс}}$ не более 7° . Этот факт может интерпретироваться как результат эффекта релятивистской аберрации при замедлении между пк- и кпк-масштабами в действительности прямого джета [А6]. Из выражения, устанавливающего взаимосвязь углов в системах отсчета пк-джета (соответствующие величины отмечены штрихом) и наблюдателя

$$\sin \theta'_{\text{рс}} = \delta_{\text{рс}} \sin \theta_{\text{рс}} \quad (4.25)$$

следует, что доплер-фактор кпк-джета равен

$$\delta_{\text{крс}} = \delta_{\text{рс}} \frac{\sin \theta_{\text{рс}}}{\sin \theta_{\text{крс}}}, \quad (4.26)$$

при условии, что джет от пк- до кпк-масштабов прямой $\theta'_{\text{рс}} = \theta'_{\text{крс}}$. Зная из выражения (4.26) $\delta_{\text{крс}}$, значение которого для рассматриваемых ниже источников в среднем составляет 2, оценили скорость кпк-джетов $\beta_{\text{крс}}$, значения которой находятся в пределах от примерно 0.7 до 0.9. Эти значения соответствуют лоренц-фактору $\Gamma_{\text{крс}} \approx 1.2 - 2.9$ (см. Раздел 4.4).

Вызванное релятивистской аберрацией изменение угла зрения джета в системе отсчета наблюдателя происходит в плоскости луча зрения и вектора скорости джета. Поэтому замедление джета между пк- и кпк-масштабами не может изменить позиционный угол. Как было показано в Разделе 4.1, изгиб джета в несколько градусов может объяснить наблюдаемое различие позиционных углов между пк- и кпк-джетом.

4.4 Магнитное поле

Ультрарелятивистские электроны, принадлежащие одному и тому же энергетическому распределению, производят синхротронное излучение в радиодиапазоне за

счет синхротронного механизма, и рентгеновское излучение посредством ОКР. Следовательно, сравнивая спектральные плотности потоков на радио- и рентгеновских частотах, можно оценить перпендикулярную лучу зрения составляющую магнитного поля (личный результат диссертанта) [А6]

$$B_{\perp} = \left[\frac{32\pi^2 D_L^2}{c\sigma_T V K} (1+z)^{3+\alpha_R} (m_e c^2)^{\gamma-1} \left(0.29 \frac{3e}{2m_e c} \right)^{1-\alpha_R} \omega_R^{\alpha_R} F_R \right]^{1/(1+\alpha_R)}, \quad (4.27)$$

где α_R – спектральный индекс радиоизлучения рассматриваемого узла, F_R – наблюдаемый поток на частоте ω_R . Нормировочный коэффициент K электронного спектра определяется из наблюдаемого спектрального потока в рентгеновском диапазоне по формулам (4.17) или (4.19) в зависимости от доминирующих в ОКР/ЦИ участков фотонного и электронного спектров.

Из (4.27) следует, что оценка B_{\perp} не зависит от объема излучающей области и концентрации электронов. Определенные для ряда джетов квазаров по формуле (4.27) значения B_{\perp} оказываются ниже значения магнитного поля, при котором выполняется условие равенства энергии между магнитным полем и частицами (см. Раздел 4.5). При этом, B_{\perp} , определяемое в предположении ОКР/РИ, примерно в 2 раза меньше значения при ОКР/ЦИ.

Так как спектры узлов степенные и неизвестны частоты их верхнего и нижнего обрыва, то невозможно определить магнитное поле в предположении равномерного распределения из традиционно используемой формулы [111]. Следуя [111], была выражена полная энергия электронов в излучающей области E_e и полная синхротронная светимость через граничные лоренц-факторы электронного энергетического распределения. При этом был использован факт, что синхротронная частота отдельного электрона $\nu = 0.29(3eB)/(2m_e c)\Gamma^2$. Тогда, учитывая, что $E_e = B^2 V \phi / (8\pi)$ (где ϕ – часть от полного объема, занимаемая магнитным полем, здесь полагаем $\phi = 1$), получаем

$$B_{eq} = \left[\frac{(3-\gamma)}{(\gamma-2)(1-\alpha_R)} \frac{32\pi^2 D_L^2 Q_R}{c_2 m_e c^2 V} \tilde{c}_1 \left(\Gamma_{\min}^{-\gamma+2} - \Gamma_{\max}^{-\gamma+2} \right) \right]^{1/(3+\alpha_R)} (\sin \vartheta)^{-2/(3+\alpha_R)}, \quad (4.28)$$

где константы в системе СГС равны $c_2 = 2.37 \cdot 10^3$, $\tilde{c}_1 = 0.29(3e)/(4\pi m_e c) = 1.22 \cdot 10^6$, ϑ – угол между магнитным полем и лучом зрения, Q_R – коэффициент пропорциональности синхротронного излучения узла. Так как $-\gamma+2 < 0$, то значение Γ_{\max} не оказывает сильного влияние на величину B_{eq} , поэтому в дальнейших вычислениях правым слагаемым в (4.28)

пренебрегли. Вычисления по формуле (4.28) проводили в предположении хаотического магнитного поля, для которого $(\sin \vartheta)^{-2/(3+\alpha_R)} = 3$.

4.5 Результаты для отдельных источников

Для исследования кпк-джетов путем сравнения их рентгеновского и радиоизлучения, во-первых, отбирались только квазары с доминирующими ядрами, два и более узлов кпк-джетов которых наблюдаются и в радио-, и в рентгеновском диапазонах. Во-вторых, в джетах должно наблюдаться уменьшение рентгеновской интенсивности узлов при удалении от ЦИ – это свидетельствует о возможности ОКР/ЦИ. В-третьих, необходимо наличие данных наблюдений о пк-джетах, из которых на основе видимой скорости деталей β_{app} возможна оценка скорости β_{pc} и угла зрения θ_{pc} пк-джета с использованием выражений

$$\begin{aligned}\theta_{pc} &= \left(1 + \beta_{app}^2\right)^{-0.5}, \\ \theta_{pc} &\sim 1/\Gamma_{pc}.\end{aligned}\quad (4.29)$$

Перечисленным критериям соответствуют квазары: 3C 273, PKS 1127–145, PKS 1045–188, PKS 1510–089. Для квазара 3C 273 уже есть оценки угла кпк-джета с лучом зрения, выполненные на основе сравнения интегральных плотностей энергий ЦИ и реликтового излучения [203], а не из сравнения плотностей потоков производимого в узлах радио- и рентгеновского излучения. Поэтому 3C 273 был оставлен в выборке данного исследования. В выборку был включен квазар PKS 0637–752 – он интересен как прототип, для которого был предложен [196], а впоследствии опровергнут [212] сценарий «beamed IC/CMB».

4.5.1 PKS 1127–145

Морфология кпк-джета квазара PKS 1127–145 ($z=1.184$, 8.33 кпк в 1") в радио- и рентгеновском диапазонах описана в статьях [247, 248]. Рентгеновская интенсивность максимальна в ближайшем узле I и затем спадает с удалением от ЦИ (Рисунок 4.7). В завершающем узле С рентгеновская интенсивность минимальна и её распределение не имеет выделяющегося максимума [248]. Поэтому предположено, что в узле С рентгеновские фотоны образуются за счет ОКР реликтового фона, а в остальных узлах – ОКР на излучении ЦИ.

В радиодиапазоне на всех наблюдаемых частотах (от 1.4 до 8.5 ГГц) обнаруживаются только узлы В и С. Узел А проявляется на радиокартах при наблюдениях на 1.4 и 5 ГГц,

тогда как узел О – только на 1.4 ГГц [248]. Это может быть интерпретировано тем, что энергетические потери электронов за счет ОКР/ЦИ увеличиваются при уменьшении расстояния от ЦИ, приводя к более крутому спектру на высоких частотах [111]. Так как энергия электронов, производящих синхротронное радиоизлучение больше, чем энергия электронов, излучающих посредством ОКР/ЦИ в диапазон Chandra, поэтому, в предположении сильных энергетических потерь электронами, можно было бы ожидать связь спектральных индексов радио (α_R) и рентгеновского (α_X) излучения $\alpha_R = \alpha_X + 0.5$, что и наблюдается для узла А (см. Таблицу 4.4 и [248]).

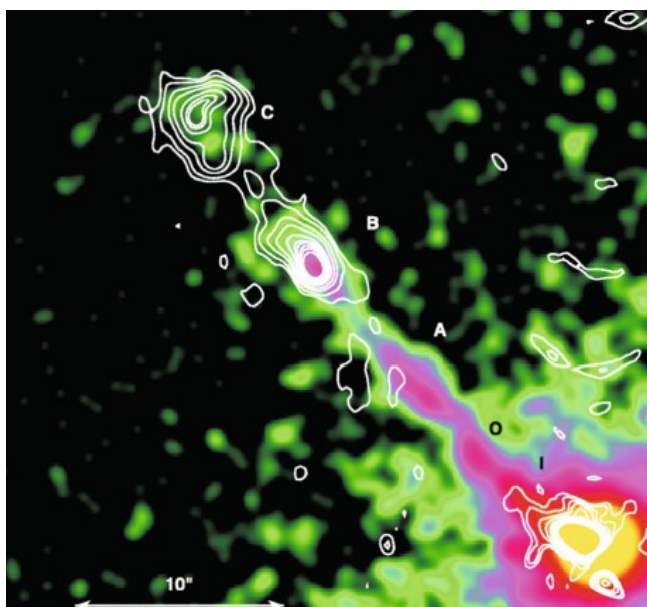


Рисунок 4.7 – Распределение интенсивности рентгеновского (цвет) и 8.5 ГГц радио- (контур) излучения вдоль кпк-джета квазара PKS 1127–145 (изображение из статьи [248]). Цветовая гамма лежит в диапазоне от 10^{-10} до 10^{-5} фотонов·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·пиксель $^{-2}$. Контурные построены для 0.2, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 1.2, 1.3, 1.5, 1.7 и 2.0 мЯн·beam $^{-1}$. Символы I, O, A, B и C отмечают узлы кпк-джета.

В джете квазара PKS 1127–145 происходит изгиб между пк- и кпк-масштабами [247]. С учетом PA_{pc} [249] и PA_{kpc} [247] при использовании формулы (4.1) в предположении малого угла изгиба получено, что значение азимутального угла изгиба лежит в пределах 2° – 3° .

Видимая скорость пк-джета квазара PKS 1127–145 равна $\beta_{app} \approx 12$ [249] и, согласно (4.29), соответствует $\theta_{pc} \approx 5^\circ$, $\beta_{pc} \approx 0.995$ и $\delta \approx 11$. Для нахождения θ_{pc}^{kpc} использовались пк-джет и часть кпк-джета, расположенная на $2''$ от ЦИ [247]. Следуя рассуждениям Раздела 4.3, получили $\theta_{pc}^{kpc} = 1^\circ$ и не превышает 3° .

Спектр ЦИ можно описать тремя степенными участками (см. Таблицу 4.4) при частоте максимума в спектре $\omega_0 \approx 5.65 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и частоте, при которой происходит излом $\omega_{br} \approx 1.87 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Начнем рассмотрение с узла В. Радио- и рентгеновские спектральные индексы узла В в пределах погрешностей измерений равны, следовательно, имеем ограничение со стороны фотонного спектра. Для определения частоты фотонов ($\omega_{0,j}$ или $\omega_{br,j}$), рассеяние которых дает основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение, необходимо сделать предположения на границы степенного энергетического электронного распределения. Для начала предположим, что $\Gamma_{\max} > \Gamma_0$ и $\Gamma_{br} < \Gamma_{\min} < \Gamma_0$ (Рисунок 4.8b), где Γ_0 и Γ_{br} – лоренц-факторы электронов, рассеивающих фотоны с частотой $\omega_{0,j}$ и $\omega_{br,j}$ на наблюдаемую рентгеновскую частоту $\omega_X = 3 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$ (энергия фотонов 2 кэВ), соответственно. Тогда рассеяние 1-го степенного участка спектра ЦИ происходит при ограничении со стороны фотонного спектра при основном вкладе в рассеяние от фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ (см. формулу (4.17)), тогда как рассеяние 2-го участка – при ограничении со стороны электронного спектра (4.19). Для удовлетворения наблюдаемым спектральным индексам от узла В необходимо, чтобы доминировал первый процесс, что возможно только при $\Gamma_{\min} > 3 \cdot 10^5$, что невозможно. Следовательно, $\Gamma_{\min} < \Gamma_{br}$ (Рисунок 4.8с) и в наблюдаемом рентгеновском излучении от узла В доминирует ОКР 2-й и 3-й части спектра ЦИ при ограничении фотонным спектром. То есть, основной вклад дает ОКР фотонов с частотой $\omega_{br,j}$. Для определения параметров узла В, в формулу (4.17) можно подставить параметры как 2-го, так и 3-го участка спектра ЦИ. Результат подстановки параметров 3-го участка спектра ЦИ в формулы (4.17), (4.27) и (4.28) представлены в Таблице 4.5. Концентрация электронов определялась согласно выражению

$$n_e = \int K E^{-\gamma} dE = K / (\gamma - 1) (m_e c^2)^{1-\gamma} \Gamma_{\min}^{1-\gamma}. \quad (4.30)$$

Спектральные индексы узла А в радио- и рентгеновском диапазонах отличаются друг от друга и равны $\alpha_R = 1.32 \pm 0.17$ и $\alpha_X = 0.66 \pm 0.15$, соответственно [248]. Предполагая одно энергетическое электронное распределение с индексом $\gamma = 2\alpha_R + 1$, этот факт можно объяснить основным вкладом в рентгеновское излучение ОКР второй части спектра ЦИ при ограничении электронным спектром, так как в пределах ошибок $\alpha_X \approx \alpha_2$ (см. Таблицу 4.4). Следовательно, происходит ОКР электронами с энергией, равной одному из двух граничных значений.

Таблица 4.4. Наблюдаемые параметры ЦИ и узлов [247, 248] кпк-джета квазара PKS 1127–145 ($z=1.184$, $1''$ соответствует 8.33 кпк) (получены соавтором работы [А6]).

Излучение центрального источника			
Часть	Частотный диапазон, ω , с^{-1}	Q , $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{\alpha}$	α
1	$<5.56\cdot 10^{10}$	$5.93\cdot 10^{-28}$	-0.54 ± 0.09
2	$5.56\cdot 10^{10} - 1.87\cdot 10^{13}$	$2.89\cdot 10^{-17}$	0.55 ± 0.13
3	$>1.87\cdot 10^{13}$	$1.95\cdot 10^{-9}$	1.14 ± 0.07
Килопарсековый джет			
	Узел А	Узел В	Узел С
Расстояние от ЦИ в проекции	$11.2''$	$18.6''$	$28.5''$
Плотность потока на 5 ГГц (мЯн)	1.2 ± 0.2	14.4 ± 1.4	16.7 ± 1.7
Поток на 2 кэВ (нЯн)	0.23 ± 0.1	0.11 ± 0.11	0.022 ± 0.068
Спектральный индекс в радио-, α_R	1.32 ± 0.17	0.91 ± 0.07	0.85 ± 0.08
Рентгеновский спектральный индекс α_X	0.66 ± 0.15	1.0 ± 0.2	1.2 ± 0.6
Размер ($x''\cdot y''$)	$2.6''\cdot 0.7''$	$2.8''\cdot 0.9''$	$2.4''\cdot 0.6''$

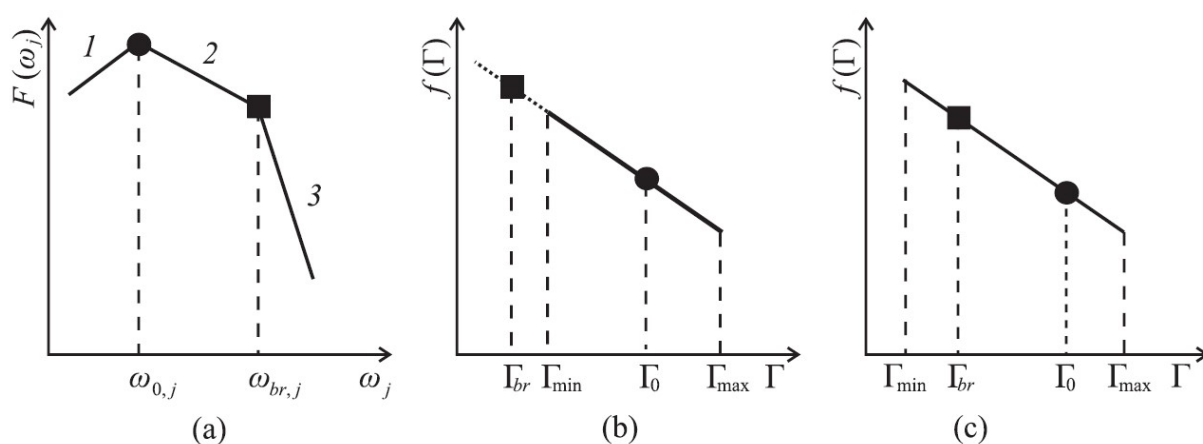


Рисунок 4.8 – Схема рассеиваемого спектра фотонов (а) и два возможных варианта электронного распределения в узле В. Одинаковые символы соответствуют энергиям взаимодействующих частиц, порождающих рассеянный фотон с фиксированной рентгеновской частотой. Предложено лично диссертантом в статье [А6]

Так как $2\alpha_2 - \gamma + 1 < 0$, то в формуле (4.19) используется Γ_{min} . Из выражения (4.16) следует, что Γ_{min} находится в интервале от $\Gamma_{br} = 245$ до $\Gamma_0 = 1.5 \cdot 10^4$ (случай b на Рисунке 4.8). Если $\Gamma_{max} < \Gamma_0$, то только фотоны, принадлежащие участку 2 спектра ЦИ рассеиваются на наблюдаемую частоту ω_X . Если $\Gamma_{max} > \Gamma_0$, то электроны с лоренц-

фактором, лежащим в интервале от Γ_0 до Γ_{\max} рассеивают фотоны участка 1 спектра ЦИ на частоту ω_X . Для удовлетворения наблюдаемым свойствам необходимо, чтобы поток рассеянного излучения от ОКР на фотонах 1-го участка спектра был значительно меньше, чем поток при ОКР фотонов 2-го участка спектра ЦИ. Учитывая, что в первом случае имеется ограничение со стороны фотонного спектра, то из формул (4.17) и (4.19) при соответствующих подстановках следует, что для выполнения указанного условия должно быть $\Gamma_{\min} \ll 7 \cdot 10^4$, что в нашем случае выполняется. То есть, рентгеновское излучение узла А образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с минимальным для степенного энергетического распределения электронов лоренц-фактором. Подставляя соответствующие величины в формулу (4.19) получены параметры узла А (см. Таблицу 4.5)

Таблица 4.5. Параметры узлов джета квазара PKS 1127–145 в предположении ОКР/ЦИ при $\theta_{\text{крс}} = 35^\circ$. Личный результат диссертанта из работы [А6].

Параметр	Узел А		Узел В	
Γ_{\min}	$2.7 \cdot 10^2 - 1.5 \cdot 10^4$		$< 2.7 \cdot 10^2$	
Γ_{\min} , используемый для оценки	$5 \cdot 10^2$	10^3	10	10^2
K , ед. СГС	$4.1 \cdot 10^{-13}$	$1.2 \cdot 10^{-12}$	$7.0 \cdot 10^{-11}$	
n_e , см^{-3}	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
B_{\perp} , 10^{-5} Гс	2.0	1.3	2.2	
B_{eq} , 10^{-5} Гс	21	16	7.2	4.4

Учитывая, что в пределах узла С, в отличие от остальных узлов, нет выделяющегося максимума рентгеновского излучения, то можно предположить, что основной вклад в наблюдаемый на частоте ω_X поток дает ОКР/ЦИ. Следовательно, из формул (4.23) и (4.24) нашли, что $33^\circ < \theta_{\text{крс}} < 38^\circ$. Эта величина существенно отличается от $\theta_{\text{крс}} < 11^\circ$, полученной в работе [247] из интерпретации отсутствия контр-джета релятивистскими эффектами в предположении прямого джета и контр-джета. Но, авторы [247] отмечают, что кпк-джет изогнутый, поэтому $\theta_{\text{крс}} > 20^\circ$ может быть верно для узлов В и С. При $\delta_{\text{рс}} \approx 11$, $\theta_{\text{рс}} = 5^\circ$ и $\theta_{\text{крс}} = 35^\circ$ из формул (4.25) и (4.26) следует, что $\beta_{\text{крс}} \approx 0.8$ и $\Gamma_{\text{крс}} \approx 1.7$. Следовательно джет квазара PKS 1127–145 становится субрелятивистским на килопарсековых масштабах.

Угол $\theta_{\text{рс, obs}}^{\text{крс}} \approx 35^\circ$ в системе отсчета кпк-джета, движущегося со скоростью $\beta_{\text{крс}}$ равен

$$\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} = \arctg \left[\frac{\beta_{\text{pc}} \sin \theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} \sqrt{1 - \beta_{\text{kpc}}^2}}{\beta_{\text{pc}} \cos \theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} - \beta_{\text{kpc}}} \right] \approx 3^\circ. \quad (4.31)$$

Вычисления физических параметров узлов джета квазара PKS 1127–145 проводили в предположении $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} = 1^\circ$. Если этот угол будет в 3 раза больше, то напряженность магнитного поля узлов А и В уменьшится примерно на 10% и концентрация электронов возрастет на 20–30%. Важно отметить, что на оценку концентрации электронов преимущественно влияет выбор Γ_{min} , как это проиллюстрировано на Рисунке 4.9. При $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} = 3^\circ$ угол зрения кпк-джета лежит в интервале от 36° до 44° , что соответствует $\delta_{\text{kpc}} \approx 1.5$, $\beta_{\text{kpc}} \approx 0.7 - 0.8$ и $\Gamma_{\text{kpc}} \approx 1.5$. Более точному определению параметров узлов препятствует погрешность измерения наблюдаемых величин и присутствие двух решений для β_{kpc} из известных δ_{kpc} и θ_{kpc} . Однако видно, что выполненные оценки геометрических и физических параметров узлов кпк-джета самосогласованные.

Тестирование предполагаемых механизмов образования рентгеновского излучения кпк-джетов может быть выполнено с использованием данных в гамма-диапазоне [250]. Поэтому важно промоделировать ожидаемый в рамках ОКР/ЦИ рентгеновский поток от узлов и впоследствии сравнить с постоянной частью суммарного гамма-потока от квазара, измеренного Fermi-LAT.

Рентгеновские спектральные индексы ближних к ЦИ узлов I, O и A примерно одинаковые (0.67 ± 0.11 , 0.69 ± 0.15 и 0.66 ± 0.15 , соответственно [248]) и в пределах погрешностей измерений соответствуют спектральному индексу 2-го участка спектра ЦИ (см. Таблицу 4.4), тогда как спектральные индексы в радиодиапазоне $\alpha_R = 1.32$ и $\alpha_R > 1.35$ для узлов А и О отличаются от α_X . Из-за недостаточного углового разрешения для отделения узла I от ядра, определить α_R невозможно [248]. Для оценки использовалось значение $\alpha_R \geq 1.3$. Как следует из уравнений (4.11) и (4.16), рассеяние 2-го участка спектра ЦИ на электронах с лоренц-фактором Γ_{min} доминирует в рассеянном излучении вплоть до частоты $\omega_{X, \text{brl}} = (4/3)(\delta_j/\delta)\omega_{\text{br}}\Gamma_{\text{min}}^2$, которая, например, при $\Gamma_{\text{min}} = 10^3$ составляет $4.3 \cdot 10^{19} \text{ c}^{-1}$, то есть немного выше, чем верхняя граница частотного диапазона Chandra. Излучение на частотах, превышающих $\omega_{X, \text{brl}}$ возникает от ОКР 2-го участка спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра и ОКР 3-го участка спектра ЦИ. В последнем случае ограничение со стороны электронного спектра действует на частотах

$< \omega_{X, br2} = 4/3 \omega_{\max, j} \Gamma_{\min}^2 / (1+z)$. Сравнение этих потоков дает в результате, что рассеяние 2-го участка спектра ЦИ составляет $\leq 10\%$ от потока, образованного рассеянием 3-го участка спектра ЦИ. Поэтому ОКР на электронах с Γ_{\min} дает основной вклад в рассеянное излучение, спектральный индекс которого равен α_3 . На частотах $> \omega_{X, br2}$ излучение производится ОКР фотонов с частотой $\omega_{\max, j} = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ на электронах с лоренц-фактором $> \Gamma_{\min}$. Спектральный индекс этого излучения равен $(\gamma - 1)/2 = \alpha_R$. На Рисунке 4.10 (левая панель) приведены ожидаемые высокоэнергетические спектры узлов I, O и A при параметрах $\Gamma_{\min} = 10^3$, $\Gamma_{\max} = 10^7$ и $\omega_{br, j} = 7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Отметим, что значение Γ_{\min} влияет на частоты изломов в спектре этих узлов. Диапазон возможных значений Γ_{\min} таков (см. Таблицу 4.5), что изломы спектра приходятся на меньшие частоты, чем рабочий диапазон Fermi-LAT.

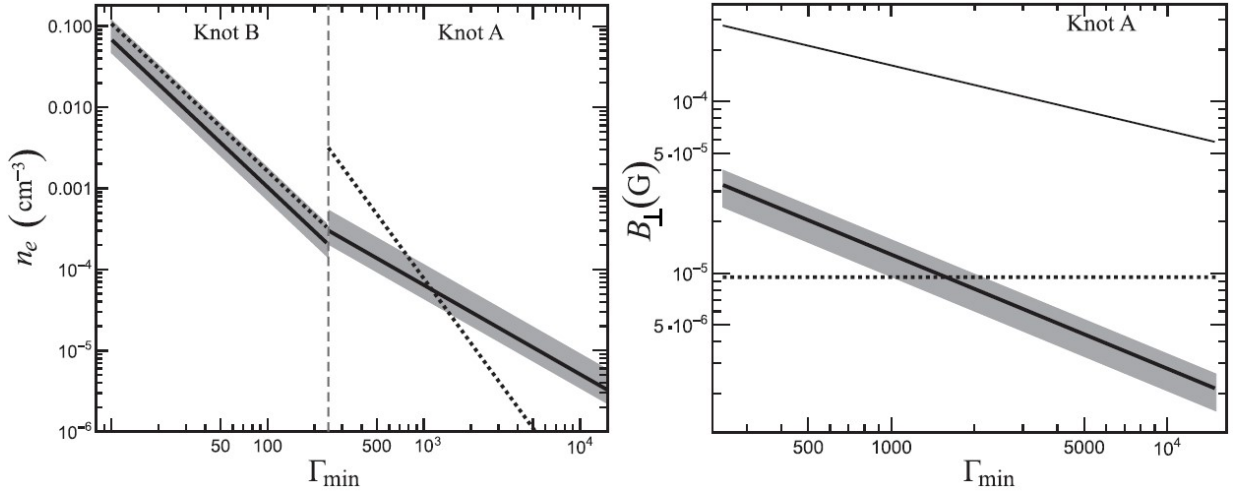


Рисунок 4.9 – Параметры узлов в зависимости от Γ_{\min} . Левая панель: концентрация излучающих электронов в узлах A (левая сплошная линия) и B (правая сплошная линия) в пределах установленных интервалов для Γ_{\min} . Правая панель: магнитное поле узла A из ОКР/ЦИ (жирная сплошная линия) и магнитное поле при равномерном распределении энергии (тонкая сплошная линия). Закрашенная область отмечает величины n_e и B_{\perp} при $33^\circ < \theta_{\text{крс}} < 38^\circ$. Концентрация электронов и напряженность магнитного поля при ОКР/РИ показаны пунктирной линией. Зависимости приведены без коррекции на $\delta_{\text{крс}}$. Личный результат диссертанта из статьи [A6].

Для узла B основной вклад в высокочастотное излучение вносит ОКР фотонов с частотой, соответствующей частоте высокоэнергетического излома в спектре ЦИ (см. Таблицу 4.4). Основная часть рентгеновского излучения узла C образуется за счет ОКР

на фотонах, соответствующих максимуму в спектре РИ на данном красном смещении. Высокоэнергетические спектры узлов В и С, построенные при $\Gamma_{\min} = 100$, $\Gamma_{\max} = 10^7$, $\omega_{\text{br},j} = 7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и $\omega_{\text{CMB}} = 2.2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, приведены на Рисунке 4.10 (правая панель). Для спектров всех узлов параметр Γ_{\max} влияет только на частоту высокоэнергетического обрыва. Проинтегрированный по рабочему диапазону Fermi-LAT поток от всех узлов джета составляет $8.1 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/см}^2/\text{с}$, а от узла В – $5.1 \cdot 10^{-2} \text{ эВ/см}^2/\text{с}$.

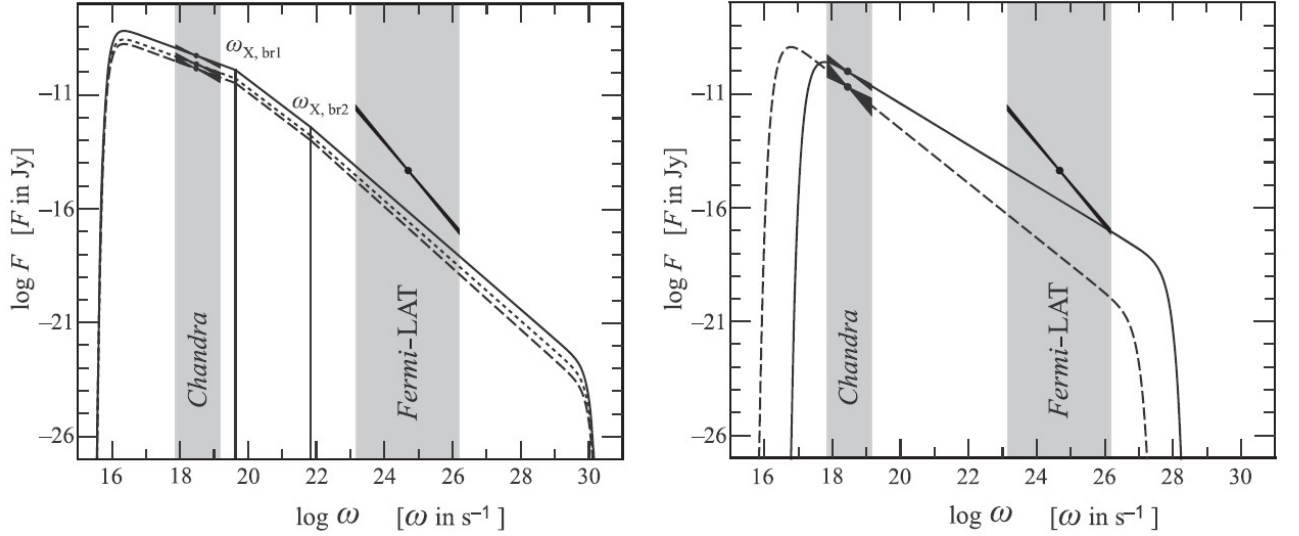


Рисунок 4.10 – Спектры высокочастотного излучения кпк-джета PKS 1127–145 в предположении ОКР/ЦИ для всех узлов, кроме С, где предполагается доминирующий вклад от ОКР/РИ. Левая панель: спектры узлов I (сплошная линия), О (длинный пунктир) и А (короткий пунктир). Два излома спектра отмечены вертикальными линиями и вызваны (1) различным вкладом степенных участков спектра ЦИ в рассеянный поток на различных частотах; (2) переходом от ограничения, устанавливаемого минимальным лоренц-фактором электронного энергетического распределения к ограничению, задаваемому верхним пределом рассеиваемого спектра излучения. Правая панель: спектры узлов В (сплошная линия) и С (длинный пунктир). На обеих панелях серая область отмечает рабочие диапазоны Chandra и Fermi-LAT. «Галстук-бабочка» в диапазоне Chandra показывает наблюдаемый рентгеновский поток от узлов. «Галстук-бабочка» в диапазоне Fermi-LAT иллюстрирует поток, соответствующий историческому минимальному значению потока в гамма-диапазоне от PKS 1127–145 [251] со спектральным индексом 1.79 ± 0.05 и используется здесь как верхний предел на гамма-излучение кпк-джета. Личный результат диссертанта из статьи [A6].

Для проверки нашего предположения о механизме высокочастотного излучения кпк-джета необходимо сравнить полученный ожидаемый общий поток в гамма-диапазоне с наблюдаемым. Если первый меньше, то предлагаемая модель не встречает противоречий. В гамма-диапазоне углового разрешения недостаточно для разделения кпк-джета от ядра. Поэтому в качестве верхнего ограничения на гамма-поток от джета можно считать постоянный уровень потока к наблюдаемой кривой блеска [211, 212, 250]. Так как PKS 1127–145 проявляет значительные вариации потока в гамма-диапазоне, в качестве верхнего ограничения на поток от кпк-джета был использован минимальный поток. Для получения минимального потока использовались 3FGL данные [251], а именно 48 измерений потока за период в 1 месяц, проинтегрированного от 100 МэВ до 100 ГэВ при фотонном индексе 2.79 ± 0.05 . Оцененный таким образом минимальный поток в гамма-диапазоне составил $3 \text{ эВ/см}^2/\text{с}$, что значительно больше, чем общий поток от кпк-джета, предсказываемый в рамках ОКР/ЦИ. Поэтому рассматриваемый механизм рентгеновского излучения узлов кпк-джета не имеет противоречий с данными наблюдений.

4.5.2 Скорость и ориентация кпк-джетов квазаров

Для определения параметров в рамках предположения об образовании рентгеновского излучения кпк-джетов вследствие ОКР/ЦИ необходимо прежде всего найти угол изгиба джета между пк- и кпк-масштабами. Как видно из схемы на Рисунке 4.1, при отклонении кпк-джета от пк-джета в сторону направления оси z , азимутальный угол изгиба лежит в пределах $0^\circ < \varphi < 180^\circ$, как это имеет место для PKS 0637–752 и PKS 1045–188. Если кпк-джет отклоняется в сторону, противоположную направлению оси z , то $180^\circ < \varphi < 360^\circ$, что справедливо для 3C 273 и PKS 1510–089. Для каждого значения φ , находящегося в соответствующих интервалах и изменяющегося с шагом в 1° из формулы (4.1) с подстановкой $\zeta = \theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ получили набор значений $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$. При этом начальное значение φ было больше значения нижней границы рассматриваемого интервала на 0.1° . Наибольшие полученные значения (в несколько десятков градусов) соответствуют $\varphi \approx \Delta\text{РА}$ ($\varphi \approx \Delta\text{РА} + 180^\circ$ для PKS 1510–089). В преобладающем большинстве случаев $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}} < 10^\circ$. На Рисунке 4.11 представлены гистограммы распределений $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, полученных при вариации φ , в интервалах, на которые приходится не менее 86% значений. Видно, что распределения $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ не описываются стандартными статистическими распределениями. Поэтому в качестве оценки на изгиб джета между пк- и кпк-масштабами использовалось округленное до

градусов медианное значение из полученных наборов (см. Таблицу 4.6). В случае PKS 1045–188, 3C 273 и PKS 1510–089 величины $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ меньшие, чем нижняя граница интервалов, отсутствуют.

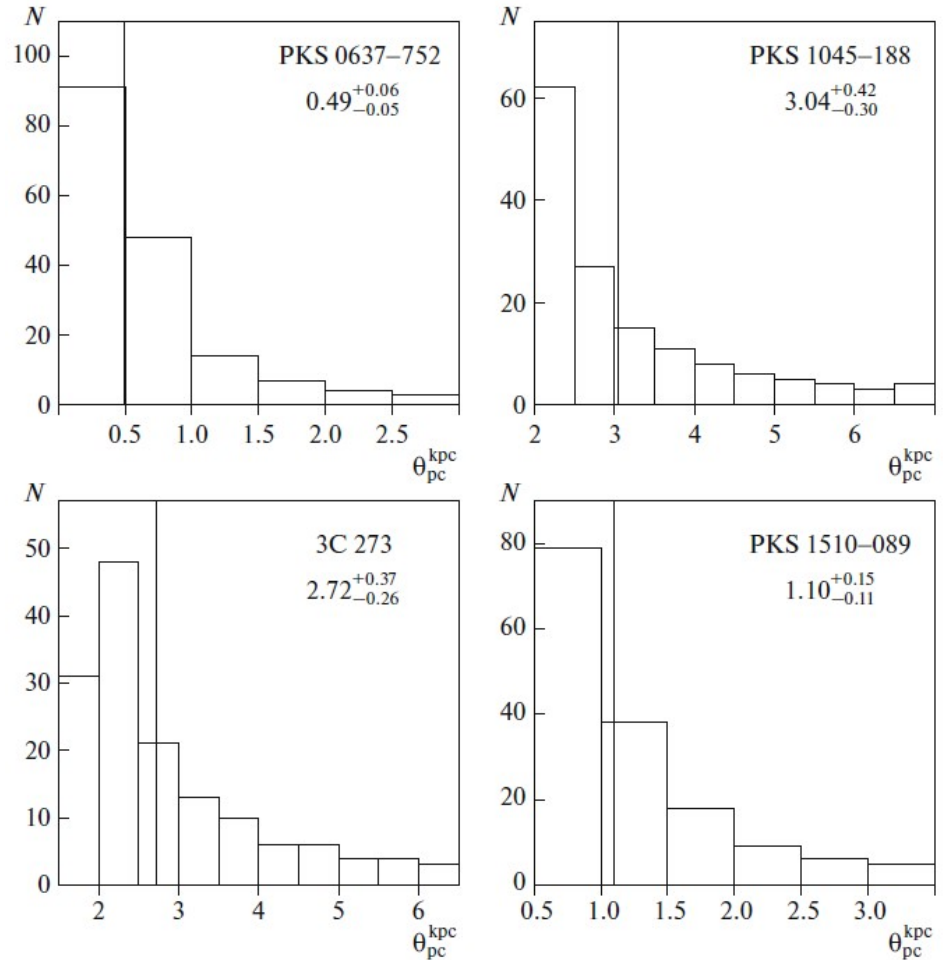


Рисунок 4.11 – Распределение значений $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ при изменении φ в допустимых интервалах с шагом в 1° . Сплошная вертикальная линия отмечает медианное значение $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, которое указано на графике под названием объекта. Личный результат диссертанта из работы [A10].

Формулу (4.1) используем потому, что отсутствуют априорные знания о скорости и угле зрения кпк-джетов. Когда в рамках ОКР/ЦИ параметры θ_{kpc} и β_{kpc} будут оценены, тогда станет возможным использовать выражение (4.13), учитывающую переход от системы отсчета наблюдателя к системе отсчета джета. Это в итоге приведет к некоторому изменению значений θ_{kpc} и β_{kpc} . После нескольких итераций возможно достижение хорошо согласованных между собой значений всех рассматриваемых параметров, но как отмечалось

в Разделе 4.5.1, оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля существенно не изменяются даже при увеличении угла $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ в несколько раз. Дополнительно, как будет показано ниже, θ_{kpc} в лучшем случае определяется в некотором интервале, но для части объектов может быть получено только нижнее ограничение на θ_{kpc} . Поэтому использование в дальнейших вычислениях величины $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, полученной из выражения (4.1) оправдано. Также отметим, что есть наблюдательные свидетельства того, что кпк-джеты имеют умеренно релятивистскую скорость распространения [7, 208 – 210], и чем меньше β_{kpc} , тем меньше разница в значениях $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ и $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$.

Таблица 4.6. Основная информация об исследуемых квазарах и их парсековых джетах. В столбцах приведены: (1) объект; (2) красное смещение; (3) фотометрическое расстояние в ΛCDM -модели при $H_0 = 71$ км/с/Мпк, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ [63]; (4) соответствие между угловым и линейным масштабами; (5) видимая средняя скорость деталей пк-джета; (6) и (7) оцененные из β_{app} скорость и угол с лучом зрения пк-джета, соответственно; (8) и (9) позиционные углы пк- и кпк-джетов, соответственно; (10) разница позиционных углов пк- и кпк-джетов; (11) действительный угол изгиба джета между пк- и кпк-масштабами в системе отсчета наблюдателя. Данные в столбцах (7–11) приведены в градусах. Значения β_{app} , PA_{pc} и PA_{kpc} взяты из работ [5, 194, 225, 252]. Таблица составлена диссертантом в исследовании [A10].

Объект	z	D_L , Мпк	кпк в 1''	β_{app}	β_{pc}	θ_{pc}	PA_{pc}	PA_{kpc}	ΔPA	$\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
PKS 0637–752	0.65	3909.3	6.94	13.3 ± 1.0	0.997	4	273	278	5	1
PKS 1045–188	0.595	3487.7	6.65	10.35 ± 0.32	0.995	6	146	125	21	3
3C 273	0.158	747.0	2.70	8.09 ± 0.06	0.992	7	238	222	16	3
PKS 1510–089	0.36	1907.0	5.00	18.4 ± 2.4	0.999	3	328	163	165	1

Спектры ЦИ рассматриваемых квазаров в диапазоне от радио- до миллиметровых длин волн представлены на Рисунке 4.12. Видно, что спектры могут быть описаны несколькими степенными участками. Индексы «1» и «2» отмечают участи спектра ЦИ, ассоциируемые с излучением пк-джета, создаваемым в оптически толстой и тонкой средах, соответственно. Индекс «3» отмечает участки, соотносимые с низкочастотным излучением кпк-джета. Для описания изгиба 1-го и 2-го участков спектра ЦИ использовалась функция

$F_\nu \propto \left[b(\omega/\omega_0)^{-\alpha_1} + d(\omega/\omega_0)^{-\alpha_2} \right]$, где b и d – параметры, $\alpha_{1,2}$ – спектральные индексы участков «1» и «2», соответственно, ω_0 – частота «перегиба» спектра между участками «1» и «2». Найденные параметры спектров ЦИ квазаров представлены в Таблице 4.7. Данные наблюдений объектов взяты из базы данных NED (<http://ned.ipac.caltech.edu/>) и в основном они представлены в работах [253, 254] для 3C 273, [30, 244, 254 – 259] для PKS 1045–188, [254, 260, 261] для PKS 1510–089, [252, 244, 262 – 264] для PKS 0637–752.

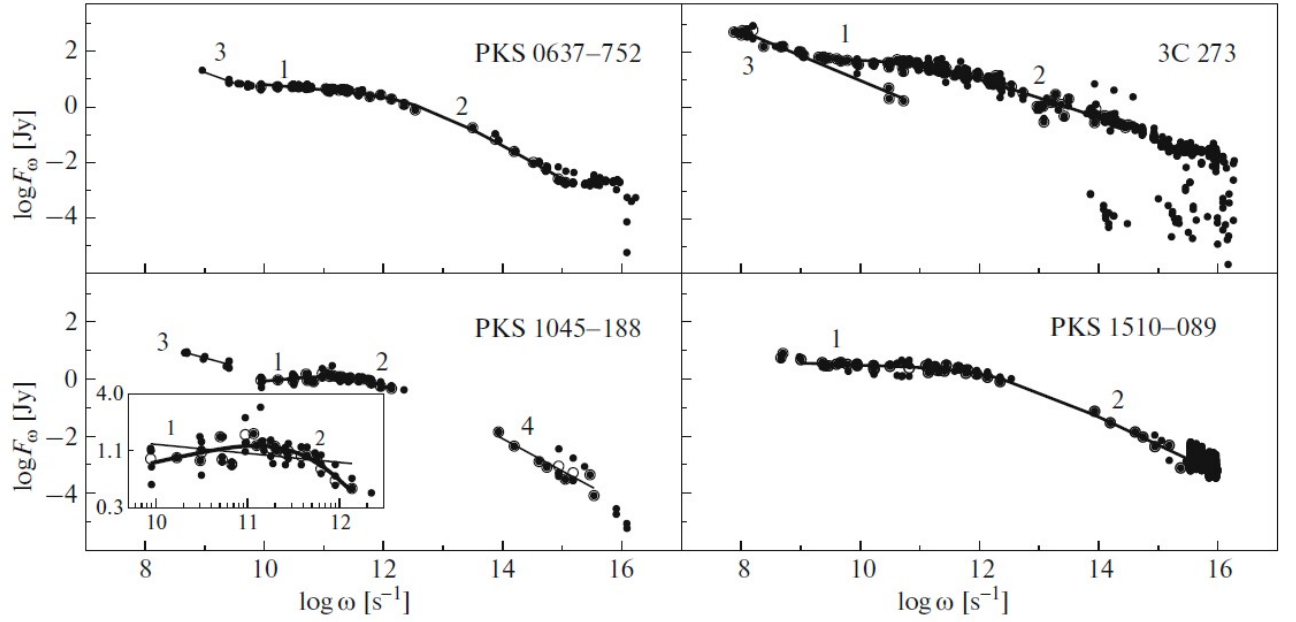


Рисунок 4.12 – Наблюдаемые спектры квазаров и их аппроксимации. Окружности означают усредненные по плотности потока данные наблюдений на одной частоте. Для квазара PKS 1045–089 крупным планом показан дополнительно радиоспектр для отображения аппроксимаций как одним, так и двумя степенными законами. Аппроксимация составлена Шабловинской Е.С. на основе опубликованных данных (из работы [A10]).

Таблица 4.7. Параметры аппроксимации спектров центральных источников степенными законами (получены Шабловинской Е.С. в работе [А10]).

Объект	Участок	Диапазон ω , с^{-1}	Q , 10^{-23} эрг/см ² /с ^{α}	α	χ^2
PKS 0637–752	1	$8 \cdot 10^9 - 3.7 \cdot 10^{12}$	412.13 ± 40.37	0.18 ± 0.04	0.095
	2	$3.7 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{15}$	$(2.67 \pm 0.75) \cdot 10^{15}$	1.20 ± 0.05	0.095
	3	$9 \cdot 10^8 - 4 \cdot 10^9$	$(1.57 \pm 0.11) \cdot 10^8$	0.77 ± 0.10	0.022
PKS 1045–188	1	$8 \cdot 10^9 - 4.3 \cdot 10^{11}$	$(6.1 \pm 4.4) \cdot 10^{-3}$	-0.21 ± 0.01	0.099
	2	$4.3 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{12}$	$(1.93 \pm 0.10) \cdot 10^{13}$	1.12 ± 0.04	0.099
	3	$4 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$	$(6.30 \pm 0.19) \cdot 10^5$	0.56 ± 0.08	0.057
	1–2	$8 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{12}$	9.97 ± 2.33	0.13 ± 0.05	0.313
	4	$8 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^{15}$	$(5.34 \pm 0.87) \cdot 10^{13}$	1.13 ± 0.15	0.371
3C 371	1	$2 \cdot 10^9 - 9.3 \cdot 10^{10}$	25.45 ± 3.18	-0.04 ± 0.13	2.106
	2	$9.3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{14}$	$(4.28 \pm 0.01) \cdot 10^9$	0.71 ± 0.05	2.106
	3	$7 \cdot 10^7 - 6 \cdot 10^{10}$	$(7.89 \pm 0.19) \cdot 10^9$	0.89 ± 0.04	0.255
PKS 1510–089	1	$1 \cdot 10^9 - 2.2 \cdot 10^{12}$	15.44 ± 0.89	-0.07 ± 0.03	0.472
	2	$2.2 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{16}$	$(3.66 \pm 0.044) \cdot 10^{12}$	0.99 ± 0.04	0.472

Распределение рентгеновской интенсивности вдоль узлов джетов только для 3C 273 имеет плато в дальних от ЦИ узлах, которое интерпретируется тем, что рентгеновское излучение на таком большом удалении от ЦИ образуется за счет ОКР/РИ [203]. В джетах остальных выбранных объектов, за исключением PKS 0637–752 [194], наблюдается только спад рентгеновской интенсивности узлов при удалении от ЦИ [191, 202, 265]. Исходя из этого, было предположено, что рентгеновское излучение всех узлов джетов PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 образуется за счет ОКР/ЦИ. В самых дальних узлах этих джетов, обнаруживаемых в радиодиапазоне, рентгеновское излучение не детектируется, и в них, возможно, происходит ОКР/РИ. Используя формулы (4.23) и (4.24) определен угол зрения кпк-джетов или, по-крайней мере, нижний предел на его значение. Из формулы (4.26) получены оценки $\beta_{\text{крс}}$ и $\Gamma_{\text{крс}}$. Все найденные параметры приведены в Таблице 4.8. Отметим, что для кпк-джетов PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 рентгеновское излучение, на основе которого проводилась оценка угла зрения, зафиксировано от прямой части джета. При удалении от ЦИ, за прямой частью джетов на радиокартах проявляется изгиб и угол кпк-джета с лучом зрения для части джета после изгиба может быть больше.

Таблица 4.8. Угол с лучом зрения и скорость кпк-джетов квазаров. Нижнее ограничение на угол $\theta_{\text{крс}}$ отмечено звездочкой. Двойной звездочкой отмечены значения $\theta_{\text{крс}}$, превышающие нижний предел на 10° и приведенные для наглядности сравнения $\beta_{\text{крс}}$ и $\Gamma_{\text{крс}}$. Параметры джета квазара PKS 1127–145 определены в Разделе 4.5.1 и приведены здесь для сравнения. Результат диссертанта из работы [A10]

Объект	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$\delta_{\text{крс}}$	$\beta_{\text{крс}}$	$\Gamma_{\text{крс}}$
PKS 0637–752	27*	2.19	0.87	2.0
			0.91	2.4
	37**	1.65	0.56	1.2
			0.98	4.7
PKS 1045–188	34*	1.79	0.81	1.7
			0.84	1.9
	44**	1.44	0.70	1.4
			0.74	1.5
3C 273	25–26	2.37	0.90	2.3
			0.91	2.4
PKS 1510–089	24*	2.43	0.88	2.1
			0.94	2.9
	34**	1.77	0.598	1.3
			0.984	5.6
PKS 1127–145	35	1.74	0.8	1.7

4.5.2.1 PKS 0637–752

Морфология кпк=джета квазара PKS 0637–752 подробно описана в работах [194, 266]. В радиодиапазоне джет направлен к западу и, начиная с расстояния $\approx 10''$ от ядра, изгибается к северу. К востоку от ядра присутствует контр-лоуба. Рентгеновское излучение детектируется от узлов джета WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 (перечислены в порядке удаления от ЦИ), находящихся на расстоянии 5–10'' от ядра. В оптическом диапазоне обнаруживаются узлы WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 [267], для первых двух из которых зарегистрировано инфракрасное излучение [268]. Для области от 3'' до 10'' от ядра спектральный индекс в радиодиапазоне равен $\alpha_R = 0.81$ [266]. Рентгеновский спектральный

индекс излучения области, расположенной в пределах 4.0–6.5'' от ЦИ равен $\alpha_X = 1.1 \pm 0.3$, тогда как для узла WK 8.9, имеющего радиус 2.5'', $\alpha_X = 0.85 \pm 0.1$ [266]. Так как для узлов WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 в пределах погрешностей спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения равны, $\alpha_R = \alpha_X$, то в этих узлах рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов, принадлежащих 2-му участку спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Так как спектральный индекс излучения 2-го участка спектра ЦИ $\alpha_2 > \alpha_R$, то, как следует из формулы (4.17), доминирующий вклад в рентгеновский поток на частоте $\omega_X = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$ (энергия фотонов 1 кэВ) дает ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$, соответствующей нижней границе (см. Таблицу 4.7), на электронах с энергией, далекой от граничных значений. При этом нижняя граница электронного спектра Γ_{\min} меньше лоренц-фактора электронов, рассеивающих фотоны с $\omega_{0,j}$ на частоту ω_X (см. Рисунок 4.8). Из выражения (4.16) следует, что $\Gamma_{\min} < 400$. Этот результат учитывался в последующих оценках напряженности магнитного поля и концентрации излучающих электронов, проводимых с использованием данных наблюдений [266, 267] и формул (4.17) и (4.27) для верхнего ограничения на размер узлов в 0.4''. Магнитное поле при условии равномерного распределения энергии B_{eq} определялось согласно выражению (4.28). Полученные оценки параметров представлены в Таблице 4.9 и проиллюстрированы на Рисунках 4.13 и 4.14. Если действительный размер излучающей области меньше 0.4'', то значения B_{\perp} и n_e немного больше.

Для узла WK 5.7 в пределах погрешностей измерения выполняется условие $\alpha_X = \alpha_2$. Следовательно, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с энергией, соответствующей одной из границ степенного распределения (см. формулу (4.19)). Так как $\alpha_R < \alpha_2$, то это граница верхняя. Если рентгеновский спектр в диапазоне энергий от 0.2 до 4 кэВ, соответствующих частотам ω_1 и ω_2 , степенной, то, согласно выражению (4.16), электроны с лоренц-фактором Γ_{\max} должны рассеивать фотоны с частотой $\omega_{0,j}$ на меньшие частоты, чем ω_1 . Из (4.16) следует, что $\omega_1 > k_{\text{IC}} \omega_{0,j} \Gamma_{\max}^2$. Тогда фотоны с частотой $\omega_{\max,j}$, соответствующие верхней границе 2-го участка спектра ЦИ, рассеиваются на частоты, бóльшие, чем $\omega_2 < k_{\text{IC}} \omega_{0,j} \Gamma_{\max}^2$. Поэтому Γ_{\max} лежит в пределах от 36 до 189. Эти значения очень малы, так как электроны в магнитном поле, например, $\sim 10^{-5} \text{ Гс}$ [192] неспособны создать наблюдаемое в радиодиапазоне синхротронное излучение.

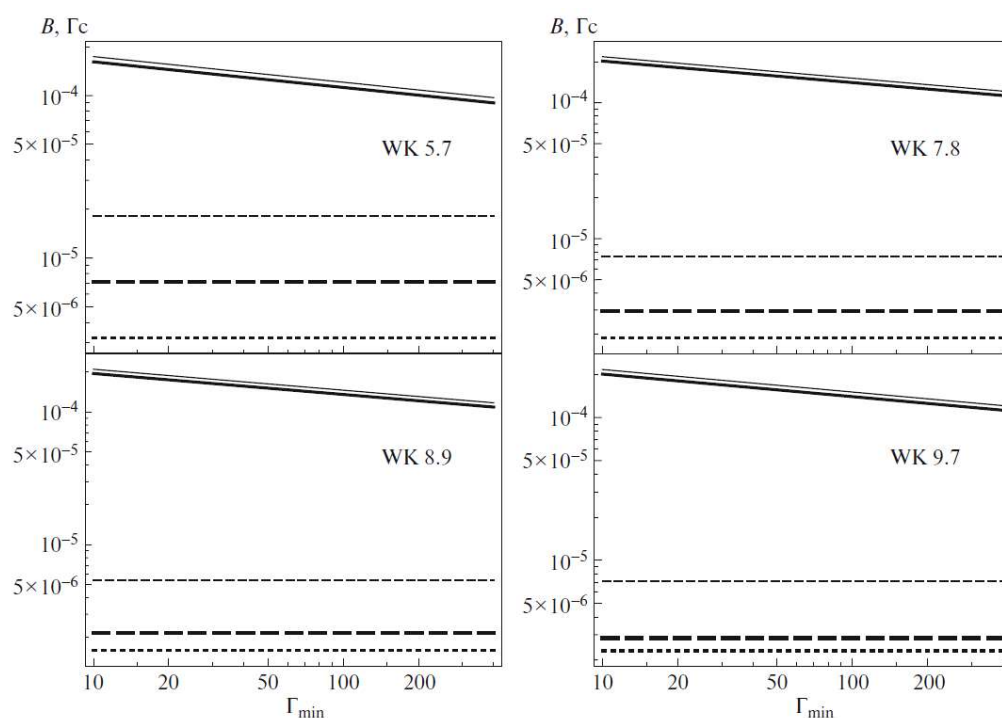


Рисунок 4.13 – Магнитное поле в узлах джета PKS 0637–752. Сплошные линии соответствуют B_{eq} . Штриховые линии иллюстрируют магнитное поле, полученное из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{kpc}} = 27^\circ$, тонкие – $\theta_{\text{kpc}} = 37^\circ$. Линии с коротким штрихом обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/РИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{kpc}} = 1$. Результат диссертанта из [A10].

Можно предположить, что между частотами ω_1 и ω_2 происходит излом спектра рассеянного излучения, связанный с переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при увеличении частоты наблюдения. Этот излом будет происходить на частоте, соответствующей рассеянию фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{max} . Используя (4.16) получено, что в этом случае $189 < \Gamma_{\text{max}} < 847$. От узла WK 5.7 зарегистрировано радиоизлучение на частоте 8.6 ГГц [266]. Для синхротронного излучения на этой частоте электронами с $\Gamma_{\text{max}} = 840$ необходима напряженность магнитного поля в 0.01 Гс. Такая величина магнитного поля соответствует парсековым джетам (см., напр., [29]), но очень большая для килопарсековых джетов [192]. Возможно, в энергетическом спектре электронов в узле WK 5.7 присутствует излом, аналогичный излому в других узлах. Меньший лоренц-фактор, при котором происходит излом, по сравнению с другими узлами,

может быть объяснен большими энергетическими потерями на ОКР из-за того, что узел WK 5.7 находится ближе к ЦИ. Тогда спектр в радиодиапазоне должен быть более крутым. По имеющимся данным о радиоспектре всего западного джета до его изгиба делать какие-либо выводы относительно радиоспектра узла WK 5.7 затруднительно.

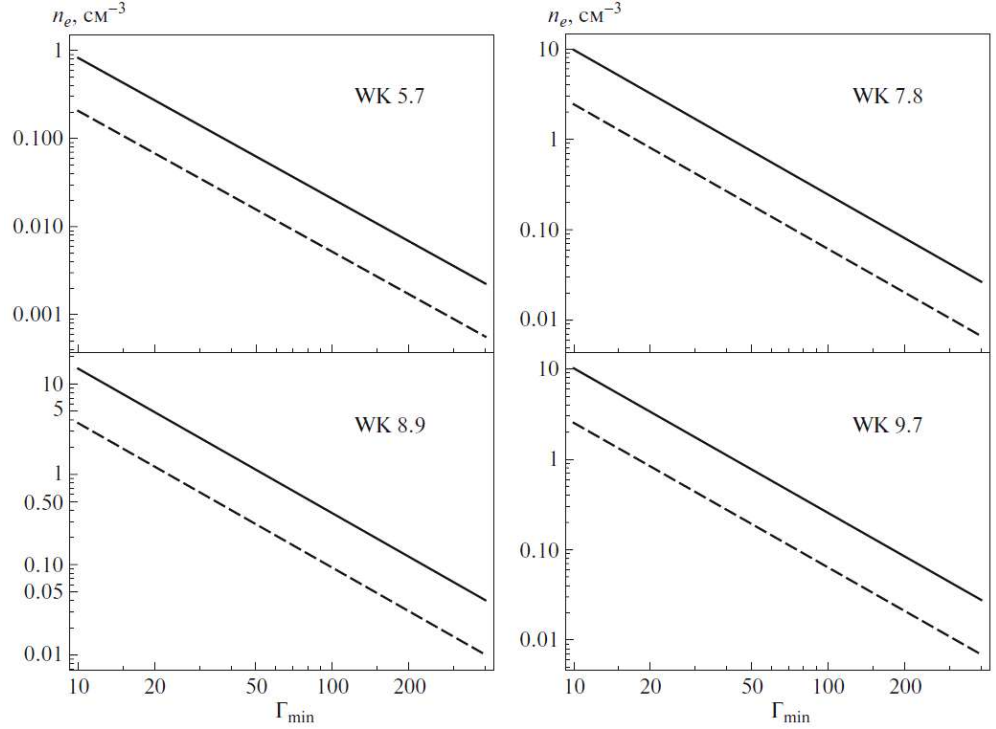


Рисунок 4.14 – Концентрация излучающих электронов в узлах джета PKS 0637–752 в зависимости от Γ_{\min} . Сплошные линии соответствуют нижнему ограничению на угло кпк-джета с лучом зрения $\theta_{\text{кpc}} = 24^\circ$, а штриховые линии – $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$. Результат диссертанта из [A10].

С другой стороны, в пределах погрешностей измерений $\alpha_R = \alpha_X$. Тогда в узле WK 5.7, так же как и в остальных, происходит ОКР на 2-м участке спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Выполненные в этом предположении оценки концентрации электронов и напряженности магнитного поля приведены в Таблице 4.9.

Рассмотрим спектр рассеянного излучения на частотах, превышающих рабочий диапазон Chandra. При увеличении ω_X спектральный индекс высокоэнергетического излучения $\alpha_X = (\gamma - 1)/2$ сохранится до частоты

$$\omega_{X, \text{br}} = k_{\text{IC}} \omega_{0, j} \Gamma_{\text{br}}^2, \quad (4.32)$$

где Γ_{br} – верхняя граница энергетического распределения электронов с индексом $\gamma = 2.6$. Синхротронное инфракрасное и оптическое излучение, зарегистрированное от узлов WK 7.8,

WK 8.9, WK 9.7, характеризуется спектральным индексом $\alpha_{\text{Opt}}^{\text{IR}} \approx 1.6$ [268], что свидетельствует об изломе, присутствующем в энергетическом спектре электронов, и наиболее вероятно возникающем из-за потерь энергии электронами на излучение, которые наиболее существенны для электронов с большей энергией. Электроны с $\Gamma < \Gamma_{\text{br}}$ производят синхротронное излучение в радиодиапазоне, а с $\Gamma > \Gamma_{\text{br}}$ – в инфракрасном и оптическом диапазонах. Основываясь на этом, можно оценить Γ_{br} . Например, при магнитном поле $5 \cdot 10^{-6}$ Гс $\Gamma_{\text{br}} = 2 \cdot 10^4 - 7 \cdot 10^5$. ОКР/ЦИ электронами с $\Gamma > \Gamma_{\text{br}}$ не дает значимого вклада в рассеянное излучение до частоты $\omega_{X, \text{br}}$, иначе это бы отразилось на значении α_X .

Таблица 4.9. Физические параметры узлов джета квазара PKS 0637–752. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{кpc}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{кpc}} = 1$; (8) границы степенного энергетического электронного спектра. Личный результат диссертанта из [A10].

Узел	$\theta_{\text{кpc}} ,$ °	$n_{e10} ,$ cm^{-3}	$n_{e100} , \text{cm}^{-3}$	$B_{\perp} , \text{Гс}$	$B_{\text{eq}} , \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{CMB}} ,$ Гс	e^{-} -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
WK5.7	27	0.83	0.02	$7.2 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$\Gamma_{\text{br}} < 5 \cdot 10^5$ $\Gamma_{\text{min}} < 400$
	37	0.21	0.01	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$		
WK7.8	27	9.72	0.24	$2.9 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$	
	37	2.43	0.06	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$		
WK8.9	27	14.00	0.37	$2.2 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	
	37	3.69	0.09	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$		
WK9.7	27	10.15	0.26	$2.8 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-6}$	
	37	2.53	0.06	$7.2 \cdot 10^{-6}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$		

На частотах больших, чем $\omega_{X, \text{br}}$, общий поток рассеянного излучения имеет две составляющие. А именно, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{br} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{0, j}$ электронами с $\Gamma > \Gamma_{\text{br}}$. Подставляя в выражения (4.19) и (4.17)

соответствующие величины и учитывая неразрывность в полном распределении электронов, можно убедиться, что вклад ОКР на высокоэнергетическом электронном распределении в рассеянное излучение несущественный. Суммарный спектр рассеянного излучения, образующегося в узлах WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, построенный при параметрах $\Gamma_{br} = 5 \cdot 10^4$ и $\Gamma_{min} = 50$, представлен на Рисунке 4.15. ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{min} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{max,j}$ на электронах с Γ_{br} устанавливает, согласно формуле (4.16), низко- и высокоэнергетические обрывы высокочастотного спектра узлов, соответственно. Из Рисунка 4.15 видно, что предположение об ОКР/ЦИ как механизме высокочастотного излучения кпк-джета квазара PKS 0637–725 не может быть опровергнуто имеющимися данными наблюдений в гамма-диапазоне [212].

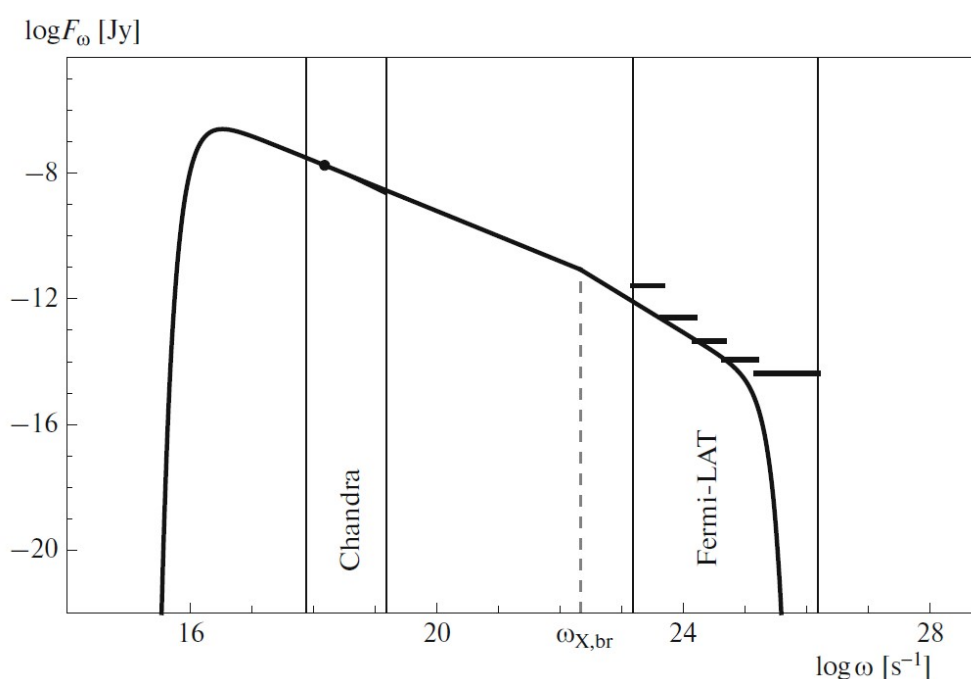


Рисунок 4.15 – Ожидаемый в рамках ОКР/ЦИ суммарный высокочастотный спектр всех узлов кпк-джета квазара PKS 0637–752. Точкой отмечен суммарный наблюдаемый рентгеновский поток. Погрешность в определении спектрального индекса обозначена закрашенным треугольником. Горизонтальные отрезки указывают верхние пределы на поток в диапазоне Fermi-LAT от всего кпк-джета [212]. Пунктиром отмечена частота излома спектра узлов, соответствующая переходу от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при $\Gamma_{br} = 5 \cdot 10^4$. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны Chandra и Fermi-LAT. Результат диссертанта из [A10].

4.5.2.2 3C 273

3C 273 – один из ближайших квазаров, имеющий протяженный односторонний кпк-джет (до 23" от ядра). Объект интенсивно наблюдался в радио- (см., напр., [269, 270]), инфракрасном [271], оптическом [272, 273], ультрафиолетовом [274] и рентгеновском [245, 246, 275, 276] диапазонах. В радиодиапазоне узлы джета обнаруживаются на всем протяжении от ядра до $\approx 23''$. Начиная с расстояния в $\approx 12''$ от ядра, что соответствует началу детектируемого джета на других частотах, интенсивность в радиодиапазоне резко возрастает и с расстоянием продолжает увеличиваться, достигая максимума в горячем пятне, расположенном в $22''$. В оптическом диапазоне также максимальная интенсивность наблюдается в области, соответствующей горячему пятну, только примерно на $1''$ ближе к ядру, чем пик интенсивности в радиодиапазоне. В остальных узлах оптическая интенсивность имеет примерно одинаковое значение (см., напр., [273]). В рентгеновском диапазоне интенсивность максимальна в ближайшем к ядру узле А, затем спадает в два раза в узле В2, а в последующих узлах уменьшается почти на порядок и практически не изменяется. Далее $21''$ от ядра рентгеновское излучение не детектируется (см. [245, 246, 277]). В работе [203] было предположено, что для узлов А² и В2³ рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/ЦИ, а в остальных узлах – посредством ОКР/РИ. Спектральные индексы узлов А и В2 в радио- и рентгеновском диапазонах (по данным из работ [269, 278]) и отличаются от спектральных индексов излучения ЦИ (см. Таблицу 4.7). Следовательно, основной вклад в наблюдаемый рентгеновский поток дает ОКР фотонов с частотой $\omega_{\max, j}$ на электронах с энергией, далекой от граничных значений (см. формулу (4.17)). Из связи, задаваемой выражением (4.16) следует, что $\Gamma_{\min} < 50$. Результаты проведенных оценок концентрации электронов и напряженности магнитного поля представлены в Таблице 4.10 и на Рисунках 4.16 и 4.17.

В высокочастотном спектре узлов А и В2 (Рисунок 4.18), также как и в спектре узлов джета PKS 0637–752, на частоте $\omega_{X, br} = k_{IC} \omega_{\max, j} \Gamma_{\min}^2$ присутствует излом, вызванный переходом от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром. Низкоэнергетическая граница высокочастотного спектра определяется ОКР на электронах с лоренц-фактором Γ_{\min} . Частота рассеиваемых фотонов в узлах А и В2 $\omega_{0, j} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а в

² Здесь мы придерживаемся номенклатуры узлов, используемой в работе [254]

³ Отметим, что мы не выделяем область, расположенную между узлами А и В2 в отдельный узел, так как она имеет малую интенсивность на всех наблюдаемых частотах и положение ее пика яркости сильно зависит от частоты. Подобное поведение требует дополнительного объяснения, что выходит за пределы данной работы.

остальных узлах – $\omega_{\text{СМВ}} = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Так как $\omega_{0,j} < \omega_{\text{СМВ}}$, то низкочастотный обрыв спектра узлов А и В2 находится на меньшей частоте, чем для дальних узлов. Этот факт объясняет наблюдаемое различие в распределении энергии в спектре ближних и дальних узлов [278] тем, что в инфракрасное и оптическое излучение узлов А и В2 вносит ощутимый вклад излучение, образованное за счет ОКР/ЦИ. Например, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{min} (см. выражение (4.19)) способен воспроизвести для ближних узлов наблюдаемый поток в оптическом диапазоне с точностью лучше 10% и дать $\approx 50\%$ потока в инфракрасном диапазоне при $\Gamma_{\text{min}} = 40$. При $\Gamma_{\text{min}} = 10$ ОКР/ЦИ даст до 70% от наблюдаемого потока в инфракрасном диапазоне. В то время как для дальних узлов спектр рентгеновского излучения, образованного за счет ОКР/РИ, обрывается на частотах оптического диапазона.

Таблица 4.10. Физические параметры узлов А и В2 джета квазара 3С 273, в которых происходит ОКР/ЦИ. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 40$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов. Результат диссертанта из [А10].

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e40}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	27	3.47	0.33	$6.1 \cdot 10^{-7}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-7}$	$\Gamma_{\text{min}} < 50$
В2	27	$6.1 \cdot 10^{-2}$	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$7.51 \cdot 10^{-6}$	$\Gamma_{\text{max}} \leq 10^5$

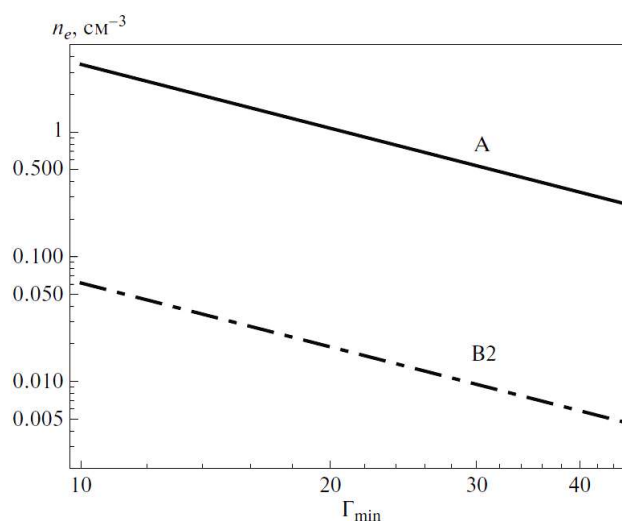


Рисунок 4.16 – Концентрация излучающих электронов в двух ближних к ЦИ узлах А и В2 джета квазара 3С 273. Значения получены в рамках ОКР/ЦИ при $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$. Результат диссертанта из [A10].

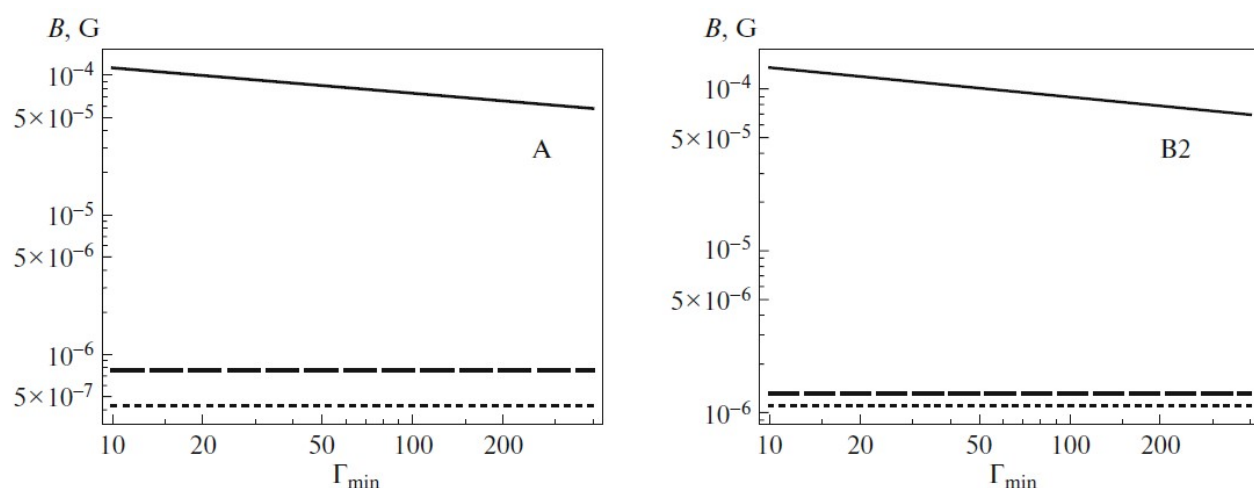


Рисунок 4.17 – Магнитное поле в ближних к ЦИ узлах джета 3С 273. Сплошная линия соответствует напряженности при выполнении условия равнораспределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Пунктирная линия обозначает магнитное поле, определенное в предположении ОКР/РИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$ и $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$. Результат диссертанта из [A10].

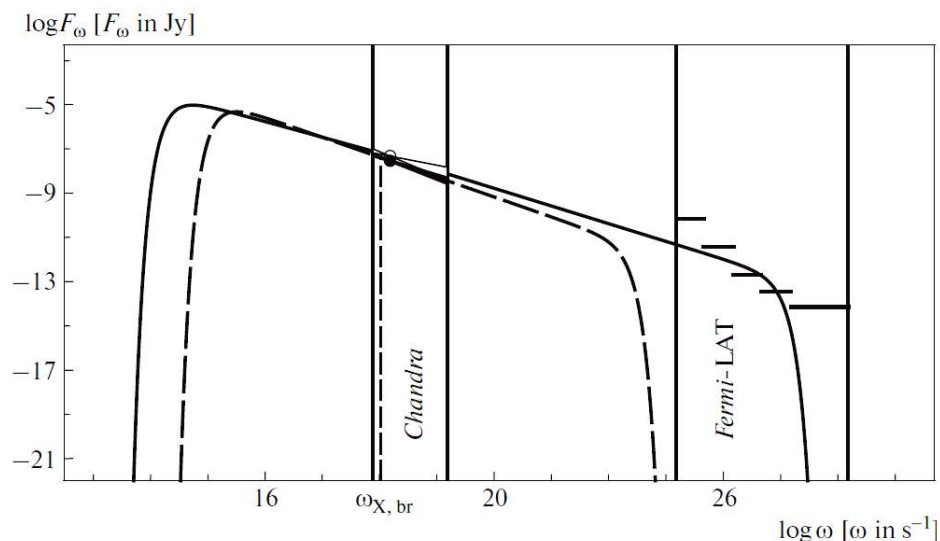


Рисунок 4.18 – Высоочастотные спектры ближних (сплошная линия) и дальних (штриховая линия) узлов кпк-джета квазара 3C 273. Ближние узлы – А и В2. Наблюдаемый рентгеновский поток показан окружностью, и погрешности – незакрашенным треугольником. Излом спектра на частоте $\omega_{X, br}$ возникает из-за перехода от ограничения электронным распределением к ограничению со стороны фотонного спектра. Черная окружность и треугольники отмечают наблюдаемый поток и его погрешность дальних узлов. Горизонтальные линии отмечают верхний предел на поток в гамма-диапазоне от всего джета [211]. Сплошные линии отмечают рабочие диапазоны Chandra и Fermi-LAT. Результат диссертанта из [A10].

Разница максимально возможных частот фотонов, ОКР которых дает основной вклад в рентгеновское излучение ближних и дальних узлов, приводит к различным частотам высокоэнергетического обрыва спектров при одинаковых значениях Γ_{max} в узлах. При моделировании спектра рассеянного излучения мы приняли $\Gamma_{max} = 10^5$. Из Рисунка 4.18 видно, что модельный спектр узлов А и В2 на частотах, соответствующих энергии фотонов 1–10 ГэВ, примерно равен верхнему ограничению на ожидаемый поток от кпк-джета 3C 273, установленному в работе [211]. Если значение Γ_{max} для этих узлов взять меньше или детальное исследование спектра ЦИ покажет меньшие частоты для максимальной частоты 2-го участка спектра ЦИ, то высокоэнергетический обрыв спектра произойдет на меньших частотах. Тогда поток в гамма-диапазоне будет существенно ниже верхней границы ожидаемого гамма-потока от кпк-джета, определяемого по данным Fermi-LAT [211]. Поэтому на основе имеющихся данных предположение об ОКР/ЦИ как механизме образования рентгеновского излучения ближних к квазару узлов А и В2 джета квазара 3C 273 не может быть опровергнуто.

4.5.2.3 PKS 1510–089

В рентгеновском диапазоне в джете квазара PKS 1510–089 обнаруживаются узлы А, В, С (перечислены в порядке увеличения расстояния от ЦИ), соответствующие узлам в радиодиапазоне, за исключением последнего, наиболее удаленного узла [191]. Рентгеновская интенсивность узлов уменьшается с расстоянием от ЦИ, что позволяет предположить ОКР/ЦИ как механизм рентгеновского излучения всех узлов. Рассмотрим рассеянное излучение и его спектр для каждого узла отдельно.

Рентгеновский спектральный индекс узла А $\alpha_X \approx \alpha_1 \neq \alpha_R$, поэтому основной вклад в рентгеновский поток от узла дает ОКР 1-го участка спектра ЦИ при ограничении электронным спектром. Так как $\alpha_X = 0.09 \pm 0.43$ [191], $\alpha_R = 0.6$ (для всех узлов джета) [279], то наиболее эффективно рассеивают электроны с Γ_{\min} . ОКР на этих электронах производит фотоны, частоты которых находятся в интервале от $k_{IC}\omega_{\min,j}\Gamma_{\min}^2$ до $\omega_{X,br1} = k_{IC}\omega_{0,j}\Gamma_{\min}^2$. Предполагая спектр рассеянного излучения в диапазоне, соответствующем энергии фотонов 0.5–8 кэВ, степенным, то получим, что $1.4 \cdot 10^3 < \Gamma_{\min} < 1.7 \cdot 10^4$. На частоте $k_{IC}\omega_{\min,j}\Gamma_{\min}^2$ происходит обрыв спектра рассеянного излучения. На частотах от $\omega_{X,br1}$ до $\omega_{X,br2} = k_{IC}\omega_{0,j}\Gamma_{\max}^2$ излучение образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического распределения. Спектральный индекс этого излучения равен $(\gamma-1)/2$. ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (так как $\alpha_R < \alpha_2$) создает излучение на частотах от $\omega_{X,br2}$ до $k_{IC}\omega_{\max,j}\Gamma_{\max}^2$, выше которой спектр рассеянного излучения обрывается.

Спектральный индекс рентгеновского излучения узла В $\alpha_X = 0.81 \pm 0.62$ [191] определен с невысокой точностью и может быть как α_2 , так и α_R . Большая ошибка определения α_X отчасти может быть вызвана тем, что в наблюдаемом рентгеновском диапазоне происходит излом спектра излучения. Если выполняется $\alpha_X = \alpha_2$, то рентгеновское излучение узла В образуется за счет рассеяния 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} . При этом минимальная частота рассеянного излучения, согласно формуле (4.16) должна быть $k_{IC}\omega_{0,j}\Gamma_{\max}^2 \leq \omega_X$, следовательно $\Gamma_{\max} \leq 5 \cdot 10^2$. Полученная величина представляется слишком малой, даже если предположить, что она соответствует лоренц-фактору излома в энергетическом спектре электронов. Тогда, возможно, выполняется

$\alpha_X = \alpha_R$ и рентгеновское излучение образуется за счет ОКР при ограничении фотонным спектром. Рассматривая ОКР 1-го и 2-го участка на электронах, имеющих степенное энергетическое распределение, получено, что основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение дает рассеяние фотонов с частотой $\omega_{0,j}$.

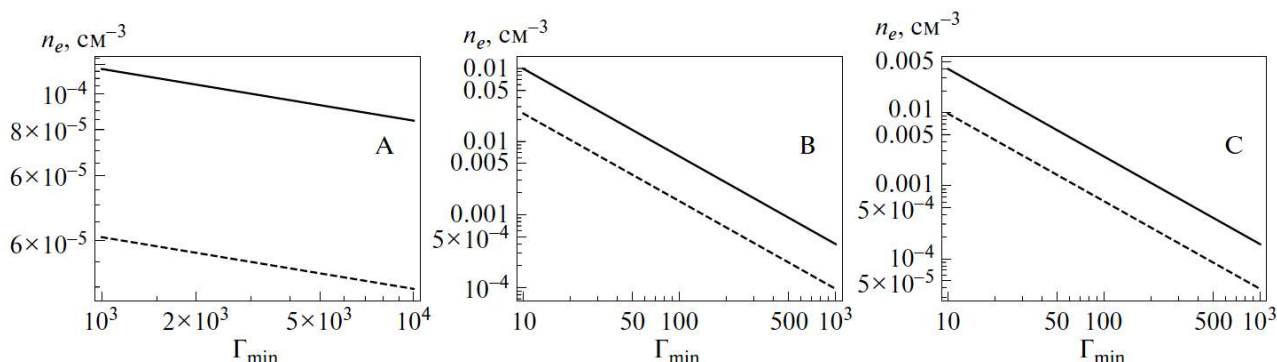


Рисунок 4.19 – Концентрация излучающих электронов в узлах А, В, С с обнаруживаемым рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошная линия соответствует концентрациям электронов при $\theta_{\text{kpc}} = 24^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{kpc}} = 34^\circ$. Результат диссертанта из [A10].

Излучение узла С характеризуется примерно одинаковыми спектральными индексами в радио- и рентгеновском диапазонах, следовательно, в рабочий диапазон Chandra попадают фотоны, образованные ОКР при ограничении со стороны фотонного спектра, также как и в узле В. Форма спектра высокочастотного излучения узлов В и С аналогична спектру узла А с учетом того, что $\omega_{X, \text{br1}}$ и $\omega_{X, \text{br2}}$ зависят от параметров электронного энергетического распределения, которые в этих двух узлах могут отличаться. С учетом описанных выше особенностей ОКР/ЦИ в узлах джета PKS 1510–089, проведена оценка концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах (Таблица 4.11, Рисунки 4.19 и 4.20).

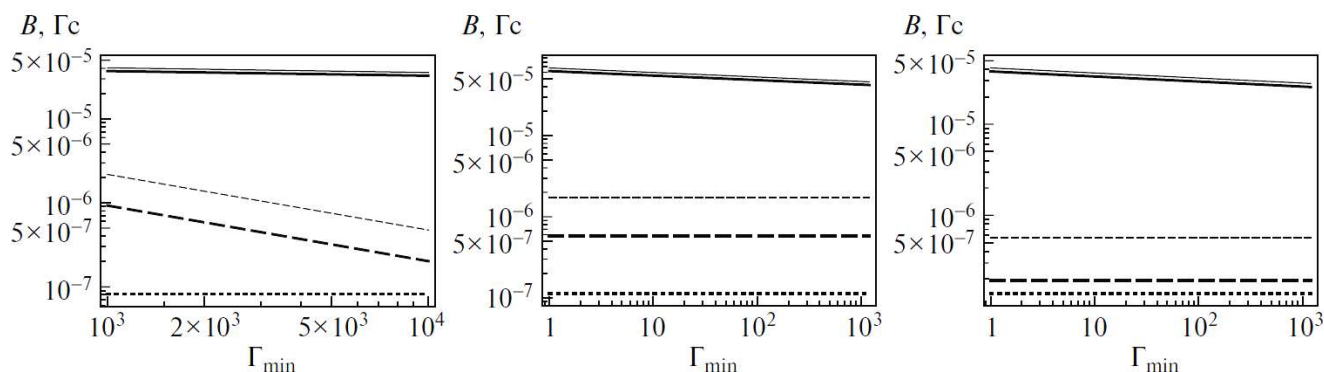


Рисунок 4.20 – Магнитное поле в трех узлах с зарегистрированным рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошные линии соответствуют напряженности магнитного поля при выполнении условия равнораспределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности магнитного поля, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{крс}} = 24^\circ$, тонкие – $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$. Пунктирные линии обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/РИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$. Результат диссертанта из [A10].

Таблица 4.11. Физические параметры узлов А, В и С джета квазара PKS 1510–089, определяемые в предположении ОКР/ЦИ. Результат диссертанта из [A10].

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_\perp, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_\perp, \text{СМВ}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	24	0.34	0.02	$2.0 \cdot 10^{-7}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^{-8}$	$1.4 \cdot 10^3 < \Gamma_{\text{min}} < 1.7 \cdot 10^4$
	34	0.12	$7 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-7}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$		$\Gamma_{\text{max}} < 10^6$
В	24	0.10	$6 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-7}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.02	$2 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \cdot 10^4$
С	24	0.04	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-7}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.01	$6 \cdot 10^{-4}$	$5.77 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \cdot 10^4$

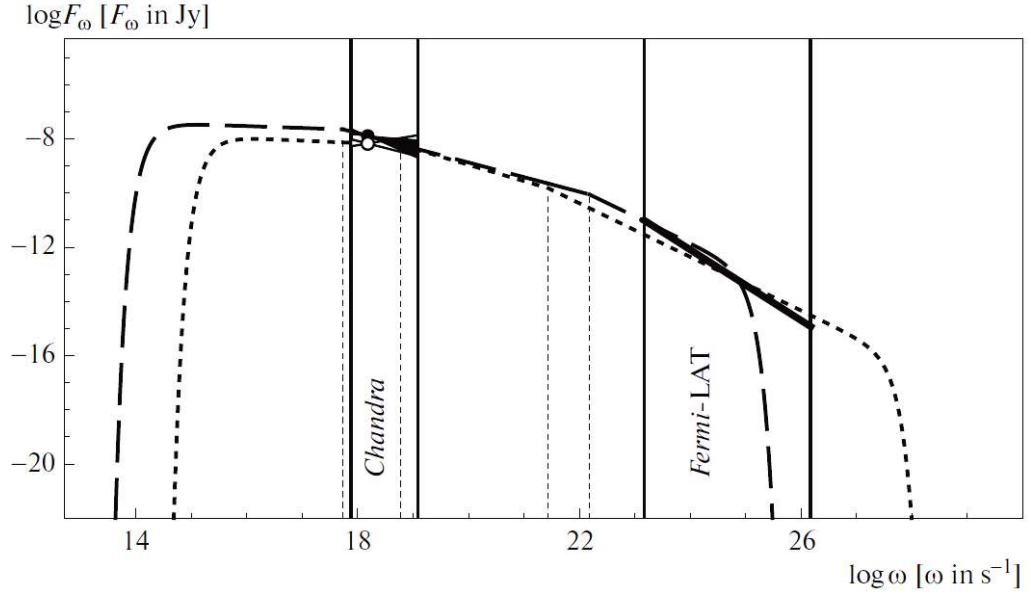


Рисунок 4.21 – Спектры рассеянного излучения от узлов кпк-джета квазара PKS 1510–089. Спектр узла А (короткие штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 10^3$, $\Gamma_{\max} = 10^6$. Суммарный спектр узлов В и С (длинные штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 300$, $\Gamma_{\max} = 5 \cdot 10^4$. Белой и черной окружностями отмечены наблюдаемые потоки от узла А и суммарный поток от узлов В и С соответственно. Погрешности в определении спектрального индекса обозначены закрашенными соответствующим цветом треугольниками. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны Chandra и Fermi-LAT. Жирная сплошная линия обозначает минимальный поток, который мы рассматриваем в качестве верхнего предела на постоянный поток в гамма-диапазоне от кпк-джета, при энергетическом спектральном индексе $\alpha_X = 1.3$. Пунктирными вертикальными линиями отмечены частоты, на которых происходит излом спектра рассеянного излучения. При указанных параметрах, для узла А это частоты $6 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$ и $2.7 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$, для узлов В и С – $5.4 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ и $1.5 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$. Совместный результат диссертанта и Пушкарёва А.Б. в статье [A10].

Спектр высокочастотного излучения узла А и суммарный спектр излучения узлов В и С представлены на Рисунке 4.21. Значения Γ_{\min} и Γ_{\max} выбирались таким образом, чтобы, во-первых, исключить производство посредством ОКР/ЦИ оптического потока на уровне, достаточном для регистрации. Во-вторых, чтобы изломы спектра рассеянного излучения узлов не происходили в середине наблюдаемого рентгеновского диапазона. В-третьих, чтобы интегральный теоретически ожидаемый поток от узлов А, В и С в гамма-диапазоне согласовывался с верхним ограничением на постоянный уровень потока, в качестве которого был взят минимальный наблюдаемый Fermi-LAT поток от всего объекта. Мы определили

этот поток на уровне $\approx 5 \cdot 10^{-11}$ эрг/см²/с в диапазоне 0.1–100 ГэВ на основе как 8-летних данных с недельным усреднением, так и данных 3FGL каталога [251] с усреднением в один месяц в течение первых четырех лет научных наблюдений Fermi-LAT. При $\Gamma_{\max} = 10^6$ для узла А и $\Gamma_{\max} = 10^4$ для узлов В и С, суммарный поток от узлов в диапазоне Fermi-LAT составляет $3 \cdot 10^{-11}$ эрг/см²/с. Это значение может быть ниже при выборе меньшей величины Γ_{\max} , особенно для узлов В и С. Таким образом, из ограничения на поток в гамма-диапазоне может быть получена оценка максимальной энергии ультрарелятивистских электронов в узлах кпк-джетов.

4.5.2.4 PKS 1045–188

Джет квазара PKS 1045–188 в рентгеновском диапазоне регистрируется до расстояния $\approx 8''$ от ЦИ [202, 280] и не обнаруживается в части джета после изгиба, наблюдающегося на радиокартах VLA на частоте 1.4 ГГц [225]. Для этого объекта нет опубликованных данных о спектральном индексе и спектральном потоке от узлов в рентгеновском диапазоне. Эти параметры были найдены при обработке наблюдений Chandra под номером 15037 с помощью программы CIAO 4.10 при использовании калибровочных файлов CALDB 4.7.9. Поток и спектральный индекс определялись для двух узлов от областей, ограниченных окружностями с диаметром 1.13'' и находящихся на расстояниях $\approx 4''$ и $7''$ от ЦИ. Найденные величины приведены в Таблице 4.12.

Таблица 4.12. Данные наблюдений для узлов джета квазара PKS 1045–188 в рентгеновском и радиодиапазонах. В столбцах приведены: (1) используемая номенклатура узлов; (2) расстояние от ЦИ; (3) интегральный поток в диапазоне 0.5–7 кэВ; (4) поток на частоте, соответствующей энергии фотона 1 кэВ; (5) спектральный индекс в рентгеновском диапазоне; (6) плотность потока на частоте 1.43 ГГц [280]. Результат диссертанта из [A10].

Узел	$R, ''$	$F_{0.5-7}, \text{ эрг/см}^2/\text{с}$	$F_1, \text{ эрг/см}^2/\text{с/Гц}$	α_X	$F_R, \text{ мЯн}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
А	4	$1.07 \cdot 10^{-14}$	$1.46 \cdot 10^{-32}$	0.87 ± 0.38	24.4
В	7	$4.76 \cdot 10^{-15}$	$6.06 \cdot 10^{-332}$	0.78 ± 1.37	78.3

В литературе также отсутствуют данные о спектральном индексе излучения кпк-джета в радиодиапазоне. Но, в предположении, что в низкочастотную ($\omega \leq 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$) часть

спектра ЦИ (Рисунок 4.12) основной вклад вносит излучение, образованное в кпк-джете, для дальнейших вычислений было использовано $\alpha_X = \alpha_3 \approx 0.6$. Например, подобная ситуация имеет место для 3C 273 и PKS 0637–752, так как спектральные индексы этих кпк-джетов соответствуют спектральным индексам, полученным при линейной аппроксимации низкочастотных (участок 3 на Рисунке 4.12) спектров ЦИ.

В пределах погрешностей измерения для узла А $\alpha_X \approx \alpha_R$ и $\alpha_X \approx \alpha_2$. Если выполняется последний случай, то рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (см. формулу (4.19) и пояснения к ней). Тогда, с учетом отсутствия излома спектра рассеянного излучения в диапазоне частот, соответствующих энергиям фотонов 0.5–7 кэВ, используя выражение (4.16), находим ограничение $200 \leq \Gamma_{\max} \leq 900$. Эти величины являются крайне малыми даже в предположении, что они соответствуют лоренц-фактору, при котором происходит излом степенного энергетического распределения электронов.

При $\alpha_X \approx \alpha_R$ рентгеновское излучение узла А, так же как и узла В, образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического распределения. Полученные оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах джета PKS 1045–188 согласуются с аналогичными величинами, полученными в рамках данного исследования для джетов других источников, и представлены в Таблице 4.13 и на Рисунке 4.22.

Теоретический спектр рассеянного излучения от узлов А и В представлен на Рисунке 4.23. Излучение низкочастотной части этого спектра образуется посредством ОКР 1-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\min} и характеризуется спектральным индексом $\alpha_X = \alpha_1$. На средних частотах, включающих рабочий диапазон Chandra, излучение образуется за счет ОКР фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического распределения и имеет спектральный индекс $\alpha_X = \alpha_R$. Более высокочастотные фотоны образуются вследствие ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} и характеризуются $\alpha_X = \alpha_2$. Верхний предел на поток в гамма-диапазоне от кпк-джета оценен из следующих соображений. Радиоисточник PKS 1045–188 позиционно не ассоциируется ни с одним из обнаруженных гамма-источников на небе в радиусе ошибок на уровне 95% по данным Fermi-LAT [281]. При этом он находится не в плоскости Галактики ($b = 35^\circ$). Поэтому в качестве верхнего предела на поток от этого объекта была задана чувствительность телескопа по типичному фотонному индексу квазаров [281], что

составляет около $4.6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см²/с на энергиях выше 100 МэВ [281]. Интегральный поток от узлов А и В в диапазоне 0.1–100 МэВ зависит от значения Γ_{\max} , так как эта величина определяет положение высокочастотного завала в спектре рассеянного излучения. При $\Gamma_{\max} = 5 \cdot 10^5$ интегральный теоретический поток гамма-излучения равен $2 \cdot 10^{-8}$ эрг/см²/с, что меньше оценки на поток от кпк-джета, тогда как при $\Gamma_{\max} = 10^6$ теоретически ожидаемый поток составляет $2 \cdot 10^{-8}$ эрг/см²/с и превышает верхний предел на поток от кпк-джета.

Таблица 4.13. Физические параметры узлов джета квазара PKS 1045–188, определяемые в предположении ОКР/ЦИ. В столбцах указано: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\min} = 10$ и $\Gamma_{\min} = 100$, соответственно; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии при $\Gamma_{\min} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов. Результат диссертанта из [A10].

Узел	$\theta_{\text{крс}},^{\circ}$	$n_{e10},$ см^{-3}	$n_{e100},$ см^{-3}	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{CMB}},$ Гс	e^{-} -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	34	1.23	0.08	$5.3 \cdot 10^{-7}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-7}$	$\Gamma_{\min} < 1.7 \cdot 10^3$ $6.2 \cdot 10^3 < \Gamma_{\max} \leq 5 \cdot 10^5$
	44	0.45	0.03	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$7.7 \cdot 10^{-5}$		
В	34	1.57	0.99	$5.3 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-6}$	
	44	1.26	0.08	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$		

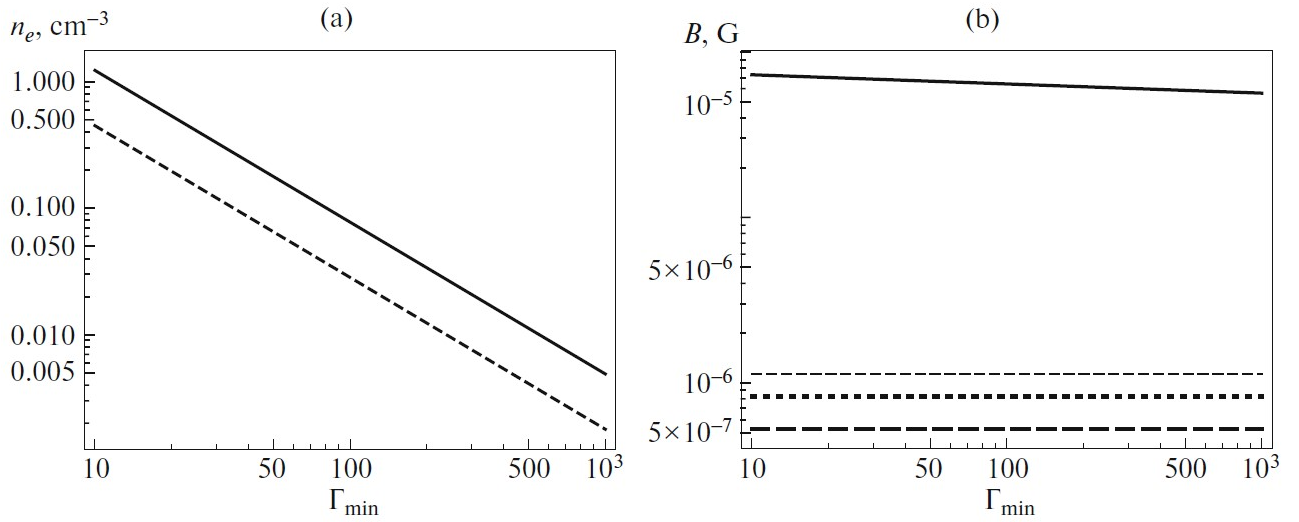


Рисунок 4.22 – Концентрация излучающих частиц (слева) и напряженность магнитного поля (справа) в узле А джета квазара PKS 1045–188. На левой панели сплошная линия построена при $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{крс}} = 44^\circ$. На правой панели штриховые линии отображают величину магнитного поля, найденного из сравнения наблюдаемых радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. При этом жирная штриховая линия соответствует $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$, тонкая штриховая линия – $\theta_{\text{крс}} = 44^\circ$. Сплошная линия – магнитное поле при выполнении условия равномерного распределения энергии при $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$. Пунктирная линия соответствует магнитному полю, полученному при ОКР/РИ и $\delta_{\text{крс}} = 1$. Результат диссертанта из [A10].

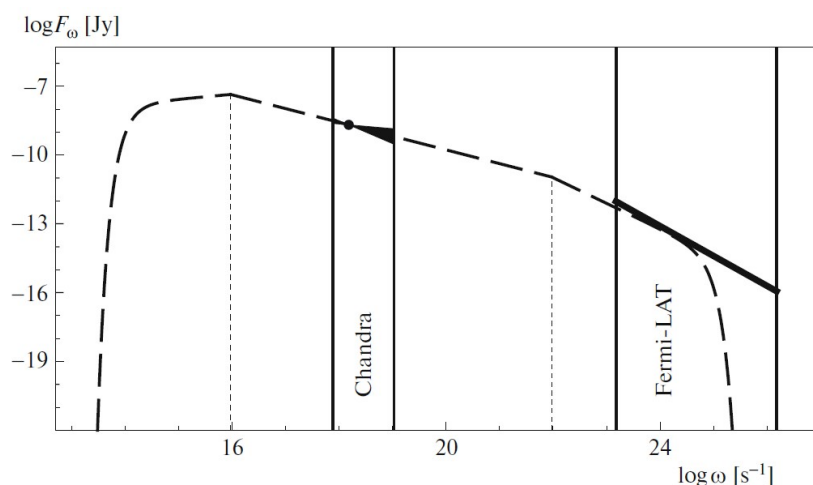


Рисунок 4.23 – Спектр рассеянного излучения узла А и В кпк-джета квазара PKS 1045–188. Построение выполнено при параметрах $\Gamma_{\min} = 100$ и $\Gamma_{\max} = 5 \cdot 10^5$. Вертикальные сплошные линии отмечают рабочий диапазон Chandra и Fermi-LAT. Вертикальные пунктирные линии отмечают местоположения изломов спектра. Наблюдаемый поток и его погрешности, определяемые спектральным индексом, показаны кругом и треугольниками, соответственно. Верхнее ограничение на поток в гамма-диапазоне отмечено толстой сплошной линией. Совместный результат диссертанта и Пушкарёва А.В. из статьи [A10].

4.6 Джет блазара OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов

Блазар OJ 287 – одно из первых АЯГ, в центре которого предположили нахождение двойной системы черных дыр (см. Раздел 1.5). Поэтому ожидаемо обнаружение искривленного джета, вызванное либо орбитальным движением [65], либо прецессией главного компонента двойной сверхмассивной черной дыры [76], либо прецессией аккреционного диска [77], либо эффектом Лензе-Тирринга (см. Параграф 1.5.3).

Килопарсековый джет OJ 287 задетектирован в данных наблюдений VLA на частоте 1.4 ГГц. Джет морфологически соответствует радиоисточнику типа FR I и имеет длину более 25", при этом изгиб происходит на 15" от ядра [283]. При увеличении частоты наблюдения плотность потока от кпк-джета уменьшается и джет отсутствует при наблюдениях на частотах ≥ 15 ГГц [283]. В оптическом и инфракрасном диапазонах джет не обнаружен [283, 284]. В рентгеновском диапазоне джет проявляется на расстоянии до $\approx 20''$ от ядра [283]. Ближние к ядру узлы, относительно яркие в радиодиапазоне, исчезают на расстоянии 8", где джет в рентгеновском диапазоне изгибается на $\approx 55^\circ$ (в проекции на картинную плоскость) [283].

Также как и для квазаров с доминирующими ядрами, спектр излучения кпк-джета блазара OJ 287 невозможно описать спектром синхротронного излучения от одного степенного энергетического распределения электронов. Поэтому было предположено [283], что рентгеновское излучение образуется вследствие «beamed IC/CMB». В рамках этой модели Мейер и др. [285] не обнаружили противоречия с данными *Fermi*-LAT. С другой стороны, в данном Разделе для ряда джетов квазаров, для которых тоже ранее предполагалось «beamed IC/CMB», данные наблюдений полностью объяснены в предположении образования рентгеновского излучения вследствие ОКР/ЦИ в ближних к центральному источнику узлах и ОКР/РИ в дальних узлах при умеренно релятивистских скоростях кпк-джетов и углах зрения 20-30°. Поэтому ниже мы рассматриваем указанные две модели образования рентгеновского излучения с целью получения периода прецессии из геометрических характеристик изогнутости, определяемых благодаря совместному анализу данных на ПК- и кпк-масштабах.

4.6.1 Джет блазара OJ 287 в рентгеновском диапазоне

OJ 287 наблюдался рентгеновской обсерваторией Chandra с использованием детектора ACIS-S единожды, а именно в декабре 2007 г., номер наблюдения Obs ID 9182 [283]. Со времени публикации результатов этих наблюдений [283], калибровочные кадры были обновлены. Поэтому была выполнена повторная обработка этих данных с использованием пакета CIAO версии 4.13 и калибровочной базы данных CALDB версии 4.94. Файл событий evt2 был сгенерирован с использованием стандартного скрипта Chandra_repro. Этот файл затем использовали в процедуре deflare для фильтрации шумовых вспышек на кривой блеска, превышающих уровень 3σ . Затем процедурой dmgti отбирались те данные, во время получения которых температура в фокальной плоскости детектора не превышала 156 К. В итоге общее время экспозиции в 49.97 килосекунд (кс) сократилось до 49.77 кс. Расчет потока излучения от узлов джета и моделирование спектра в пакете SHERPA проводилось для выделенных на Рисунке 4.24 областей, включающих в себя узлы кпк-джета OJ 287 за исключением ближайшего к ЦИ узла J1, анализ для которого вследствие малого удаления от ЦИ затруднен. Используемая номенклатура узлов взята из работы [283]. Спектр моделировался степенным законом в диапазоне энергий 0.2-6 кэВ при фиксированном поглощении в Галактике. Плотность столба нейтрального водорода в направлении OJ 287 определена с помощью скрипта COLDEN, основанного на данных [286], и составляет $N_H = 3.02 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Полученные параметры узлов представлены в Таблице 4.14.

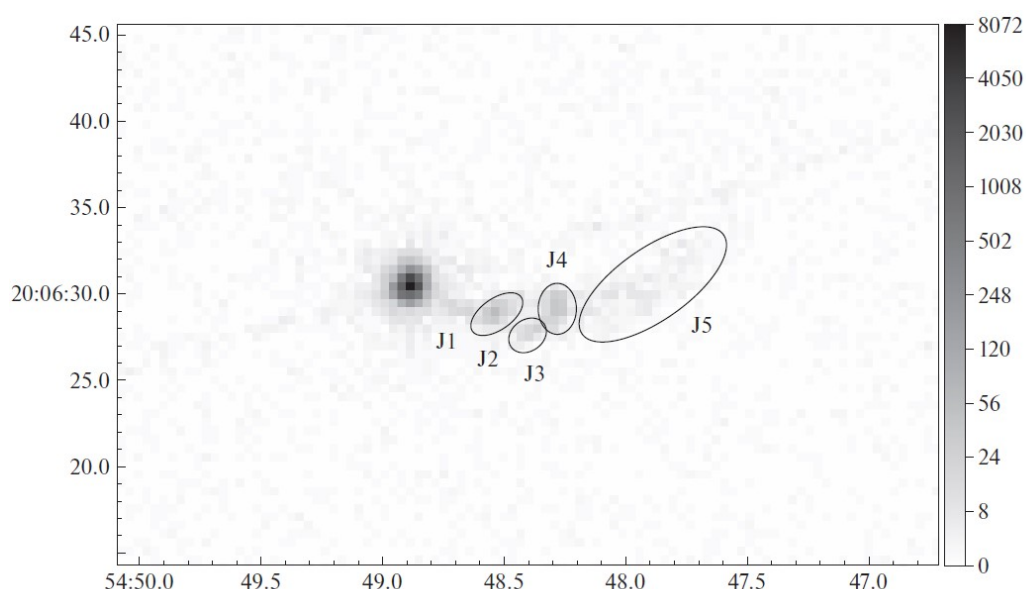


Рисунок 4.24 – Карта ОJ 287 в диапазоне 0.2-6 кэВ. Узлы обозначены согласно номенклатуре, используемой в работе [283]. Эллипсами отмечены области, используемые для определения потока и спектрального индекса излучения. Шкала градации серого приведена в инструментальных единицах скорости счета фотонов. Результат диссертанта из [A13].

Таблица 4.14. Данные рентгеновских наблюдений узлов джета блазара ОJ 287. В столбцах указано: (1) – узел; (2) – размер используемой в анализе области; (3) – расстояние от ЦИ до центра области; (4) – интегральный поток излучения в диапазоне энергий фотонов 0.2-6 кэВ в 10^{-14} эрг/см²/с; (5) – спектральный поток на частоте фотонов, соответствующих энергии 1 кэВ в Ян; (6) – рентгеновский спектральный индекс в диапазоне 0.2-6 кэВ. Результат диссертанта из [A13].

Узел	Размер, "	R , "	$F_{0.2-6}$	F_1	α_x
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
J2	1.7×0.9	5.1	4.69±0.53	5.91±0.58	0.78±0.15
J3	1.2×0.9	7.5	5.16±0.86	2.13±0.36	0.69±0.24
J4	1.1×1.5	8.4	1.49±0.15	6.16±0.62	0.79±0.14
J5	5×2	13.2	1.24±0.14	5.13±0.62	0.78±0.16

Доплер-фактор пк-джета для наблюдателя в кпк-джете δ_j определили исходя из следующих соображений. Скорость деталей пк-джета $\beta_{pc} = 0.9979c$ определена на основе видимой скорости максимально быстро движущихся деталей [32]. Так как фотоны ЦИ, рассеиваемые в пределах одного узла кпк-джета, испускались на протяжении тысячи лет, то

в качестве угла ПК-джета с лучом зрения принимали среднее значение угла между осью винтового джета и лучом зрения, $\theta_{pc} = 1.9^\circ$. Это значение получено в предположении прецессии оси винтового джета с углом полураствора конуса прецессии 0.7° и углом оси конуса прецессии с лучом зрения в 1.8° [A11]. Угол между ПК- и КПК-джетом, θ_{pc}^{kpc} , находили из θ_{pc} и разницы позиционных углов джета на ПК- (PA_{pc}) и КПК- (PA_{kpc}) масштабах согласно формуле (4.1). Так как КПК-джет изогнут, то в качестве PA_{kpc} использовались значения PA для каждого рассматриваемого узла. В качестве PA_{pc} мы использовали PA оси винтового джета, который равен 265° [A11].

Для того чтобы проанализировать геометрические параметры КПК-джета OJ 287 в рамках предположения об образовании рентгеновского излучения за счет ОКР/ЦИ, наблюдаемый спектр блазара OJ 287 описывался двумя степенными участками (Рисунок 4.25, Таблица 4.15).

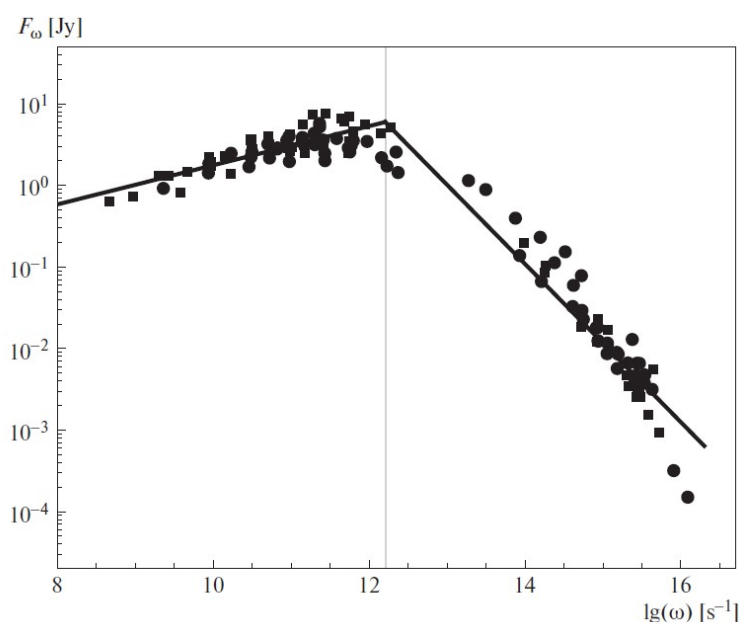


Рисунок 4.25 – Спектр центрального источника и его аппроксимация двумя степенными законами. Усредненные данные на одной частоте представлены кругами, отдельные даты наблюдений – квадратами. Вертикальная линия отмечает ω_0 . Результат диссертанта из [A13].

Для точной оценки θ_{pc}^{kpc} необходимо значение азимутального угла изгиба ϕ (см. Рисунок 4.1), которое находится в пределах от 0 до 360° . При изменении значений ϕ в указанном интервале с шагом в 10° , был получен набор значений θ_{pc}^{kpc} , медиана которого

использовалась для вычисления δ_j . Для всех узлов кпк-джета получено $\delta_j \approx 31$. В соответствии с формулами (1.1) и (1.28) определено среднее значение доплер-фактора излучающей области в винтовом пк-джете OJ 287 $\delta = 19$.

Таблица 4.15. Параметры аппроксимации спектра ЦИ степенными законами. Результат диссертанта из [A13].

Участок	Диапазон частот, с^{-1}	Коэффициент $Q, 10^{23}$, $\text{эрг/см}^2/\text{с/Гц}^{1-\alpha}$	α
1	$<1.6 \times 10^{12}$	$\left(7.03 \pm \frac{2.57}{1.48}\right) \times 10^{-3}$	-0.24 ± 0.02
2	$>1.6 \times 10^{12}$	$\left(4.14 \pm \frac{5.75}{1.52}\right) \times 10^{12}$	0.97 ± 0.04

В рамках ОКР/ЦИ спектральный индекс рентгеновского излучения α_X может принимать два значения (см. Раздел 4.2): либо быть равным спектральному индексу рассеиваемого низкочастотного степенного участка спектра ЦИ, либо быть равным спектральному индексу радиоизлучения α_R соответствующего узла кпк-джета. Для всех рассматриваемых узлов джета OJ 287 $\alpha_X = \alpha_R$, при этом $\alpha_R = 0.8 \pm 0.1$ в диапазоне частот от 1.4 до 15 ГГц [283]. Доминирующая в ОКР граница фотонного спектра является верхней, если $\alpha_R > \alpha_i$ (где α_i – спектральный индекс того степенного участка спектра ЦИ, рассеяние фотонов которого дает основной вклад в высокоэнергетическое излучение на заданной частоте), и нижней, если выполняется обратное неравенство. Таким образом, как при ОКР 1-го, так и 2-го участков спектра ЦИ, основной вклад в рассеянное излучение дает ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j} = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Из формул (4.21), (4.27) и (4.30) с подстановкой $\omega_{0,j}$ и параметров 1-го участка спектра ЦИ OJ 287 получена оценка средней напряженности магнитного поля $B = 1.1 \cdot 10^{-7} \text{ Гс}$ и концентрации электронов $n_e = 25 \Gamma_{\min}^{-1.6} \text{ см}^{-3}$ для узлов J2, J3 и J4. Видно, что величины B и n_e приемлемы для данного типа источников. В вышеуказанных вычислениях использовали угол зрения кпк-джета равным $\theta_{\text{крс}} = 35^\circ$. Это значение получили, исходя из следующих рассуждений.

Рентгеновское излучение в пределах протяженной области J5 (Рис. 4.23) имеет малую интенсивность без выраженного пространственного распределения. Поэтому можно предположить, что в этой области рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов реликтового фона, тогда как в более близких к ЦИ узлах – за счет ОКР/ЦИ. Для узла J4

преобладание потока рентгеновского излучения, образованного за счет ОКР/ЦИ, над потоком, образованным вследствие ОКР/РИ, позволяет, согласно формуле (4.23), определить нижнее ограничение на угол зрения части джета, содержащей узел J4, с лучом зрения $\theta_{\text{крс}} \geq 35.2^\circ$. В вычислениях использовались данные из Таблицы 4.14, соответствующие $z = 0.306$ плотность энергии и частота максимума реликтового излучения $W_{\text{СМВ}} = 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ и с $\omega_{\text{СМВ}} = 1.3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, светимость ЦИ в СО кпк-джета составила $L_{\text{CS}} \approx 5.2 \cdot 10^{47} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ (формула (4.22) при $D_L = 1576.8 \text{ Мпк}$). Используя формулу (4.24) при параметрах области J5, получено верхнее ограничение на угол кпк-джета ОJ 287 с лучом зрения $\theta_{\text{крс}} \leq 42^\circ$.

Согласование углов с лучом зрения парсекового $\theta_{\text{рс}} = 1.9^\circ$ и килопарсекового $\theta_{\text{крс}} \approx 38^\circ$ джетов возможно в рамках релятивистской аберрации, тогда, согласно формулам (4.26) и (1.1), при $\delta_{\text{крс}} = 1.02$, скорость кпк-джета может быть равна либо $0.025c$, либо $0.971c$. Так как проявление замедления джетов присутствуют уже на расстояниях 100 пк от ядра [7], то первое значение представляется более вероятным.

4.6.2 Ожидаемый поток от джета блазара ОJ 287 в гамма-диапазоне

Построим спектр рассеянного излучения. Поток в диапазоне частот, соответствующих энергии фотонов 0.2-6 кэВ образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$. Энергии взаимодействующих частиц для различных случаев схематически изображены на Рисунке 4.26. Так как частота рассеянного фотона однозначно определяется частотой фотона до рассеяния ω_j и Лоренц-фактором электрона (см. формулу (4.16)), то ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ действует в интервале от $\omega_{X,\text{br1}} = k_{\text{IC}} \omega_{0,j} \Gamma_{\text{min}}^2$ до $\omega_{X,\text{br2}} = k_{\text{IC}} \omega_{0,j} \Gamma_{\text{max}}^2$. На частотах превышающих $\omega_{X,\text{br2}}$ рассеянное излучение образуется за счет ОКР фотонов 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{max} и имеет спектральный индекс, равный α_2 . При неизменной энергии рассеивающих электронов рост частоты рассеянного фотона обеспечивается увеличением частоты рассеиваемых фотонов. Рассеяние фотонов ЦИ с максимальной частотой производит рассеянное излучение на частоте $\omega_{X,\text{max}} = k_{\text{IC}} \omega_{\text{max},j} \Gamma_{\text{max}}^2$, выше которой спектр высокоэнергетического излучения обрывается. На частотах ниже $\omega_{X,\text{br1}}$ рассеянный поток образуется за счет ОКР фотонов участка 1 спектра ЦИ на электронах с Γ_{min} и имеет спектральный индекс, равный α_1 .

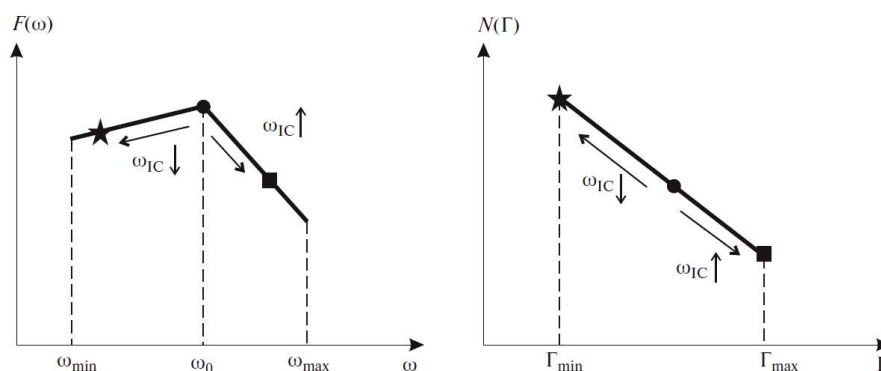


Рисунок 4.26 – Схемы фотонного (слева) и электронного (справа) спектров. Одинаковыми символами обозначены участки спектров, дающие основной вклад в поток рассеянного излучения на разных частотах. Закрашенный круг соответствует энергиям взаимодействующих частиц, производящих излучение в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ, квадрат – энергиям частиц, производящих излучение на бóльших частотах, звездочка – на меньших частотах. Интерпретация взаимодействующих частиц при ОКР представлена диссертантом в работе [A13].

Смоделированный спектр рассеянного излучения при ОКР/ЦИ показан на Рисунке 4.27 совместно с верхними ограничениями на поток от кпк-джета в оптическом [283] и гамма- [285] диапазонах. Спектр построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 300$ и $\Gamma_{\max} = 10^5$, последний из которых был выбран таким образом, чтобы при магнитном поле $\sim 10^{-6}$ Гс отсутствовало синхротронное излучение на частоте выше 15 ГГц. Значение Γ_{\max} определяет частоты $\omega_{X, \text{br2}}$ и $\omega_{X, \text{max}}$. Из Рисунка 4.27 видно, что изменение этих частот не приведет к превышению модельного потока рассеянного излучения в гамма-диапазоне над значениями, установленными как верхний предел на наблюдаемый поток. Требование отсутствия излома в спектре рассеянного излучения на частотах, соответствующих энергии 0.2–6 кэВ, дает $\Gamma_{\min} \leq 300$. С другой стороны, $\Gamma_{\min} \geq 300$ необходимо для соответствия верхнему ограничению на оптический поток. Отметим, что инверсный спектр на низких радиочастотах объясняется поглощением, действующим в среде парсекового джета [27, 29, 153].

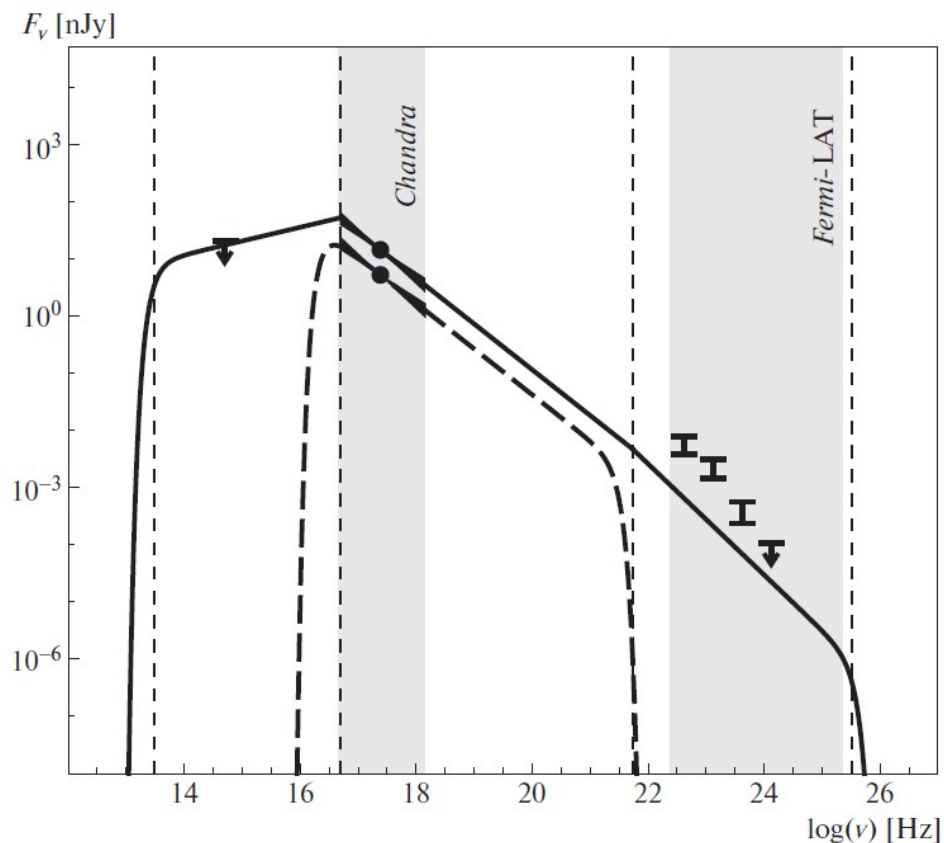


Рисунок 4.27 – Модельный спектр высокочастотного излучения узлов джета ОJ 287. Суммарное излучение от узлов J2, J3 и J4 при ОКР/ЦИ показано сплошной линией, излучение узла J5 при ОКР на реликтовом фоне для рассматриваемого субрелятивистского джета – штриховой линией. Точками и треугольниками отмечены наблюдаемые рентгеновские потоки при энергии фотонов 1 кэВ и неопределенности определения спектрального индекса рентгеновского излучения, соответственно. Штриховые вертикальные линии обозначают частоты излома в спектре узлов при ОКР/ЦИ. Закрашенные области отмечают рабочие диапазоны Chandra и Fermi-LAT. Короткими черными линиями указаны потоки и верхнее ограничение на них в оптическом [283] и гамма- [285] диапазонах. При построении, энергетический спектр электронов полагался степенным в диапазоне от $\Gamma_{\min} = 300$ до $\Gamma_{\max} = 10^5$. Модельные спектры получены диссертантом лично [A13].

Тот факт, что низкочастотный спектр ОJ 287 не такой крутой, как ожидается при поглощении, может объясняться тем, что на низких частотах углового разрешения одиночной антенны недостаточно для разделения излучения компактного ядра и килопарсекового джета. Поэтому излучение килопарсекового джета вносит существенный вклад в наблюдаемое общее излучение блазара ОJ 287 на частотах, относящихся к участку 1 спектра ЦИ. Тогда действительный спектр ЦИ на этих частотах может быть круче и,

следовательно, спектр рассеянного излучения на частотах от $\omega_{X, \min}$ до $\omega_{X, \text{brl}}$ в действительности круче, и условие на верхний предел для оптического потока будет выполняться при меньших Γ_{\min} .

4.6.3 Прецессия килопарсекового джета блазара ОJ 287

Кпк-джет изгибается до $16''$ от ядра (от этой части зарегистрировано рентгеновское излучение, см. Рисунок 4.24). По-видимому, изгиб продолжается до $27.4''$, где детектируется самый дальний от ЦИ узел кпк-джета при наблюдении на частоте 1.4 ГГц [282]. Полагая, что максимальная разница РА, наблюдающаяся для этого узла, и J1 является удвоенным отклонением от РА оси конуса прецессии ($2\Delta\text{РА}=53^\circ$), то отношение угла оси конуса прецессии с лучом зрения $\theta_{0, \text{крс}}$ к углу полураствора конуса прецессии $\xi_{\text{крс}}$ может быть найдено из формулы (1.6):

$$\text{tg } \Delta\text{РА} = \left[\left(\frac{\theta_{0, \text{крс}}}{\xi_{\text{крс}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}. \quad (4.33)$$

Следовательно, $\theta_{0, \text{крс}}/\xi_{\text{крс}} = 2.25$, что примерно соответствует аналогичному отношению $\theta_{0, \text{рс}}/\xi_{\text{рс}} = 2.57$ для пк-масштабов ($\theta_{0, \text{рс}} = 1.8^\circ$, $\xi_{\text{рс}} = 0.7^\circ$, см. Параграф 1.5.3). Из формулы (4.26) с использованием ранее найденных параметров для кпк-джета и подставляя $\theta_{\text{рс}} = \theta_{0, \text{рс}} + \xi_{\text{рс}}$ найден угол полураствора конуса прецессии кпк-джета $\xi_{\text{крс}} \approx 18^\circ$.

Полагаем, что расстояние ΔR между самым дальним узлом в радиодиапазоне и узлом J1 – это половина длины волны изогнутого прецессией джета в проекции на картинную плоскость. Анализ рентгеновских наблюдений дает необходимый угол с лучом зрения $\theta_{\text{крс}}$ и скорость $\beta_{\text{крс}}$ кпк-джета. Тогда период прецессии в системе отсчета наблюдателя равен

$$T_{\text{крс}} = \frac{2\Delta R}{\beta_{\text{крс}} c \sin \theta_{\text{крс}}}. \quad (4.34)$$

Для определения $T_{\text{крс}}$ по формуле (4.34) необходимы значения $\theta_{\text{крс}}$ и $\beta_{\text{крс}}$. Оценка этих параметров может быть получена из анализа механизмов образования рентгеновского излучения кпк-джета. На данный момент есть два конкурирующих механизма, дающие принципиально различные оценки $\theta_{\text{крс}}$ и $\beta_{\text{крс}}$. В рамках ОКР/ЦИ $\theta_{\text{крс}} \approx 38^\circ$ и $\beta_{\text{крс}} = 0.025$. С другой стороны, модель beamed IC/CMB подразумевает ультрарелятивистский кпк-джет. Для него по одной оценке $\delta_{\text{крс}} = 22.5$ и $\theta_{\text{крс}} = 2.6^\circ$ [285], что невозможно для вещественных $\beta_{\text{крс}}$.

По другой оценке $\delta_{\text{крс}} = 8$ и $\theta_{\text{крс}} = 3.8^\circ$ до изгиба и 7° для завершающих областей рентгеновского джета [283]. Последний набор параметров предполагает $\beta_{\text{крс}} = 0.97$, которое мы используем в дальнейших вычислениях. Таким образом, для ОКР/ЦИ $T_{\text{крс}}^{\text{IC/CS}} = 4.5 \cdot 10^7$ лет, для «beamed IC/CMB» $T_{\text{крс}}^{\text{IC/CS}} = 8.1 \cdot 10^6$ лет.

Обнаруженные периоды в переменности потока излучения часто связывают с прецессией джета. В оптическом диапазоне период в ≈ 12 лет [64] никак не проявляется в радиодиапазоне, где квази-период переменности потока излучения примерно соответствует периоду изменения РА внутреннего джета и составляет $\approx 25\text{--}30$ лет [76, 78, 79]. Эти периоды значительно короче найденных выше значений $T_{\text{крс}}^{\text{IC/CS}}$. Но учитывая различные скорости и масштабы джетов, возможно их согласование. Для этого найдем выражение для периода через изменение азимутального угла на некотором расстоянии от вершины конуса прецессии (см. Рисунок 4.28). Излучающая на некоторой частоте область находится на постоянном расстоянии d от вершины конуса. Отметим, что вершина конуса может не совпадать ни с началом джета, ни с положением ЧД. Тогда малое изменение азимутального угла на расстоянии d составляет

$$\Delta\varphi \approx \frac{v\Delta t \cdot \text{tg } \rho}{(d + v\Delta t) \cos \xi}, \quad (4.35)$$

где ρ – угол закрутки вещества джета. Учитывая, что $d \gg v\Delta t$ и $T = n\Delta t$, отношение периодов величин, соответствующих пк- и кпк-масштабам имеет вид:

$$\frac{T_{\text{pc}}}{T_{\text{крс}}} = \frac{d_{\text{pc}} \cos \xi_{\text{pc}} \beta_{\text{крс}}}{d_{\text{крс}} \cos \xi_{\text{крс}} \beta_{\text{pc}}}. \quad (4.36)$$

Единственный параметр в выражении (4.36), не имеющий надежной оценки, это d_{pc} . Для РСДБ-ядра он может быть оценен в $d < 10.3$ пк [A7] по астрометрическому смещению положения РСДБ-ядра при разных частотах наблюдений [29]. Тогда из отношения периодов при постоянных углах для оптически излучающей области можно считать $d_{\text{pc}} \approx 4$ пк.

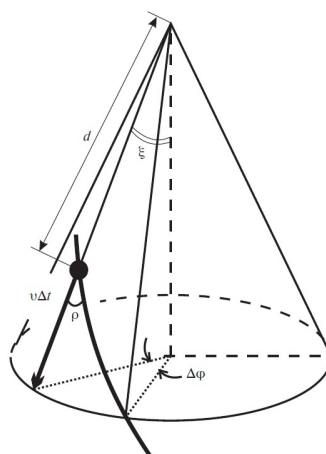


Рисунок 4.28 – Иллюстрация изменения азимутального угла ϕ на фиксированном расстоянии от вершины конуса при движении компонентов джета по образующим конуса прецессии. Показан один компонент джета (закрашенный круг) и часть джета вблизи него (толстая линия). Отмечены геометрические и кинематические параметры, используемые для определения $\Delta\phi$. Результат диссертанта из [A13].

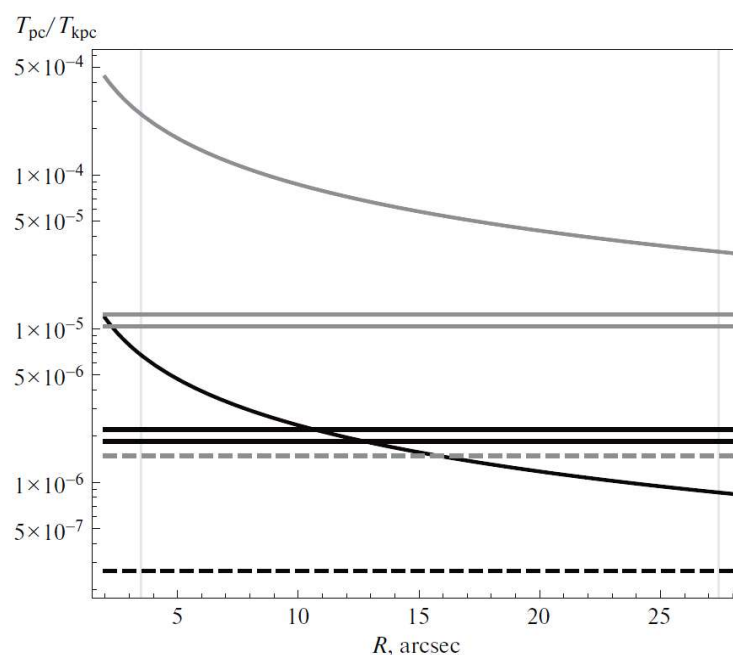


Рисунок 4.29 – Отношение периодов прецессии, определяемых на ПК- и КПК-масштабах. Черный цвет соответствует величинам, найденным в рамках ОКР/ЦИ, серый – beamed IC/СМВ. Изогнутые линии показывают выражение (4.36) в зависимости от углового расстояния от ядра при подстановках: $\xi_{pc} = 0.7^\circ$, $\xi_{kpc} = 18.1^\circ$, $\beta_{pc} = 0.9979$, $\beta_{kpc} = 0.025$ (для ОКР/ЦИ) и $\xi_{pc} = 0.7^\circ$, $\xi_{kpc} = 2.3^\circ$, $\beta_{pc} = 0.9979$, $\beta_{kpc} = 0.97$ (для «beamed IC/СМВ»). Прямые линии отмечают соответствующие отношения периодов 92 ± 8 лет (сплошные) и 12 лет (штриховые) к найденным величинам T_{kpc} . Результат диссертанта из [A13].

С одной стороны, более 30 лет исследователями рассматривается период прецессии OJ 287 в 12 лет в системе отсчета наблюдателя. С другой стороны, эта периодичность может возникать в джете, имеющем винтовую форму вследствие развития гидродинамических неустойчивостей, тогда как реальный период прецессии отражается в модуляции пиковых значений потока во время 12-летних всплесков (см. Параграфы 1.5.2 и 1.5.3). В рамках этого предположения был оценен период прецессии центральной машины OJ 287 в 92 ± 8 лет в системе отсчета наблюдателя, что соответствует 1200 лет в системе отсчета источника. Чтобы проверить, насколько соответствуют периоды, относящиеся к величинам на ПК-масштабах к периоду, найденному по изогнутости кпк-джета, мы сопоставили значение $d_{крс}$ с угловым расстоянием R , которое изменяли от $3''$ до $28''$, т.е. до расстояния, на котором перестает детектироваться в радиодиапазоне кпк-джет OJ 287. Ожидаемое из формулы (4.36) отношение периодов на ПК- и кпк-масштабах для ОКР/ЦИ и для модели «beamed IC/СМВ» приведено на Рисунке 4.29. Видно, что в предположении ОКР/ЦИ период прецессии, определяемый по кпк-джету, согласуется с периодом прецессии винтового джета 92 года.

4.7 Результаты и обсуждение

Исследование геометрических и кинематических параметров килопарсековых джетов АЯГ является нетривиальной задачей в силу того, что это объекты, характеризующиеся нетепловым спектром излучения без каких-либо линий, неизменные на протяжении очень длительного времени. Новый этап в исследовании кпк-джетов обусловлен детектированием этих протяженных структур в рентгеновском диапазоне космической обсерваторией Chandra. Сравнение данных в радио- и рентгеновском диапазонах, в которых излучает одно и то же распределение электронов но разными механизмами – синхротронным и обратным комптоновским рассеянием – позволило делать оценки напряженности магнитного поля и концентрации излучающих частиц. Оказалось, что для выполнения условия равномерного распределения энергии между частицами и магнитным полем необходимо сохранение ультрарелятивистской скорости джетов и малого угла зрения до кпк-масштабов [196, 197]. Это подразумевает отсутствие значимых искривлений в потоке джета от ПК- до кпк-масштабов для АЯГ с задетектированным рентгеновским излучением от протяженной структуры. Единственно возможный анализ формы джетов – исследование разницы позиционных углов на ПК- и кпк-масштабов – показал отсутствие значимого различия для АЯГ с обнаруженным и нет рентгеновским излучением от кпк-джета [A1]. Поэтому возможность детектирования рентгеновского излучения связана со внутренними свойствами самого АЯГ. Наиболее просто эта связь реализуется в рамках предположения о том, что

рентгеновское излучение кпк-джетов, по-крайней мере ближних к центральному источнику узлов, образуется вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения парсекового джета. Действие этого процесса естественным образом объясняет наблюдаемое уменьшение рентгеновской интенсивности вдоль кпк-джета.

Для исследования ОКР/ЦИ были выбраны объекты, имеющие необходимые данные наблюдений на пк- и кпк-масштабах. Это квазары 3C 273, OJ 287, PKS 1127–145, PKS 0637–752, PKS 1510–089 и PKS 1045–188. Были получены разумные оценки на концентрацию излучающих частиц ($\sim 1-10^{-3} \text{ см}^{-3}$) и напряженность магнитного поля ($\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ Гс}$ при $\delta_{\text{крс}} = 1$) во всех анализируемых источниках. При этом условие равнораспределение энергии не соблюдается: энергия частиц существенно превышает энергию магнитного поля. Возможность подобной ситуации также указывалась ранее [267]. На преобладание энергии, заключенной в частицах даже в джетах на парсековых масштабах косвенно указывает зарегистрированная наземно-космическим радиоинтерферометром «РадиоАстрон» экстремальная яркостная температура для нескольких АЯГ [20, 215, 217, 218, 287], в том числе и для 3C 273 [216]. Поэтому априорное требование выполнения условия равнораспределения уже не является основным при определении механизмов рентгеновского излучения кпк-джетов АЯГ.

Полученные в рамках ОКР/ЦИ углы джетов с лучом зрения в $20^\circ - 35^\circ$ согласуются с углами зрения пк-джетов при замедлении джета между пк- и кпк-масштабами. Это замедление уже проявляется на расстояниях около 100 пк от РСДБ-ядра [7, 288] и составляет $\dot{\Gamma}/\Gamma \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ [7]. Если эта величина значительно не изменяется при удалении от РСДБ-ядра, то за время в сотни и тысячи лет в системе отсчета источника джет замедляется с лоренц-фактора 10 до 1. С этим выводом согласуется оцененная нами скорость кпк-джетов в $(0.6 - 0.95)c$, указывающая на их умеренно релятивистское движение и согласующаяся с другими независимыми оценками скоростей кпк-джетов АЯГ [209 – 211].

В предположении ОКР/ЦИ для каждого источника проведено моделирование потока в гамма-диапазоне. Полученный поток в интервале частот, соответствующих энергиям фотонов 0.1–100 ГэВ, зависит от выбора значения максимального лоренц-фактора электронов. При адекватных значениях Γ_{max} он оказывается ниже оценки на постоянный поток от соответствующего источника, полученной по данным наблюдений Fermi-LAT. В предположении, что этот постоянный поток генерируется в кпк-джете, ОКР/ЦИ не имеет противоречий с имеющимися данными наблюдений. Доказательством действия ОКР/ЦИ будет будущее обнаружение изломов в высокочастотном спектре узлов кпк-джетов, образованных из-за перехода от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром и наоборот. Более того, частота излучения, при которой происходит излом, позволит более точно определить параметры электронного распределения.

Несмотря на то, что «beamed IC/CMB» невозможно исключить по данным наблюдений Fermi-LAT для кпк-джета блазара OJ 287, к интерпретации рентгеновских данных для этого объекта было применено предположение об ОКР/ЦИ. В рамках этого найдены кинематические и геометрические параметры кпк-джета, которые согласуются с учетом релятивистской абберации с параметрами на пк-масштабах и объяснить наблюдаемую изогнутость кпк-джета и изменение пиковых потоков излучения в квазипериодических оптических вспышках посредством прецессии винтового джета с периодом 1200 лет в системе отсчета источника при одной сверхмассивной черной дыре в центре OJ 287.

Заключение

В диссертационной работе исследованы джеты АЯГ на различных масштабах. Для парсековых джетов научную новизну исследований определяет использование геометрической модели джета, в которой джет изогнут, а его детали имеют нерадиальное движение. Эта модель полностью соответствует имеющимся современным данным РСДБ-наблюдений. В рамках этой модели сделаны выводы о взаимосвязи наблюдаемых величин и физических параметрах некоторых джетов. Для килопарсековых джетов квазаров доказано преимущество сценария образования рентгеновского излучения вследствие обратного комптоновского рассеяния релятивистски усиленного в системе отсчета килопарсекового джета излучения, образованного в парсековом джете. Основные результаты диссертации, выносимые на защиту следующие.

1. Предложена и успешно применена для описания различных, иногда противоречивых наблюдаемых свойств блазаров, модель винтового парсекового джета с нерадиальным движением компонентов и в предположении различного расстояния от истинного начала джета областей, ответственных за различные наблюдаемые величины (поток излучения на различных частотах, позиционный угол и параметры Стокса Q и U).

2. Дана интерпретация различному поведению наблюдаемых свойств блазаров в различные интервалы времени. А именно, различной видимой скорости компонентов парсекового джета, имеющих одинаковый позиционный угол, и чередованию интервалов сильной положительной, отрицательной корреляции и её отсутствию между наблюдаемыми величинами, образующимися на разных расстояниях от истинного начала джета.

3. Впервые предложен способ определения угла между вектором скорости компонента джета и радиальным направлением из отношения наибольшей и наименьшей видимой скорости компонентов джета.

4. Винтовые модели джета предполагают циклическое изменение доплер-фактора при последовательном изменении ориентации искривленного джета относительно луча зрения. При этом, в диссертационной работе впервые показано изменение квази-периода вариации наблюдаемых величин, образующихся на разных расстояниях от истинного начала джета.

5. Впервые показано, что наблюдаемые свойства блазара OJ 287 от парсековых до килопарсековых масштабов могут быть обусловлены прецессией с периодом около 1200 лет винтового джета, образованного развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Сама прецессия является результатом эффекта Лензе-Тирринга в системе одиночной сверхмассивной черной дыры и её аккреционного диска.

6. Впервые доказано присутствие в джете блазара S5 0716+714 синхротронного самопоглощения в оптическом диапазоне.

7. Для блазара S5 0716+714 впервые предложена единая модель образования переменности, позволяющая самосогласованно описать различные, иногда противоположные, поведения спектра излучения при переменности блеска на различных масштабах времени – от суток до десятков лет. Эта модель состоит в постоянном появлении и эволюции в потоке джета субкомпонентов, вектор скорости которых немного отклоняется от общей траектории и изменяется, например, из-за вращательного движения субкомпонентов.

8. Впервые получены убедительные доказательства присутствия хорошо упорядоченного глобального магнитного поля в джетах на парсековых масштабах на основе сопоставления многолетних данных поляризационных РСДБ-наблюдений с моделированием поперечных распределений свойств поляризации, выполненном в рамках разработанной в диссертационной работе модели винтового джета с нерадиальным движением компонентов и при широком наборе топологий магнитного поля.

9. Впервые показано, что по асимметрии поперечного джету распределения направлений электрического вектора в волне невозможно однозначно определить направление закрутки винтового магнитного поля.

10. Впервые продемонстрировано существенное изменение свойств поляризации в зависимости от геометрических и кинематических параметров джета при магнитном поле с фиксированной топологией. Ранее это изменение интерпретировалось исключительно вариацией конфигурации магнитного поля.

11. Впервые на большой выборке объектов доказано, что скорость и направление килопарсекового джета не являются параметрами, на основе которых определяется возможность его детектирования в рентгеновском диапазоне. Как зарегистрированные в рентгеновском диапазоне килопарсековые джеты, так и не зарегистрированные имеют между

парсековым и килопарсековым масштабами изгиб, величина которого примерно в полтора раза меньше угла парсекового джета с лучом зрения.

12. Для килопарсекового джета квазара 3C 273 подтверждено, а для блазаров PKS 1127–145, OJ 287, PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 что рентгеновское излучение ближних к центральному источнику узлов их килопарсековых джетов образуется вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения парсекового джета. На основе этого разработан метод определения скорости продвижения и нижнего ограничения на угол с лучом зрения килопарсековых джетов. Получены субрелятивистские скорости килопарсековых джетов, которые с лучом зрения составляют углы более 20° .

Список литературы

1. *Junor W., Biretta J.A., Livio M.* Formation of the radio jet in M87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole // *Nature*. – 1999. – Т. 401, вып. 6756. – С. 891.
2. *Hada K., Doi A., Kino M.* [и др.]. An origin of the radio jet in M87 at the location of the central black hole // *Nature*. – 2011. – Т. 477, вып. 7363. – С. 185.
3. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — Т. 57. — С. 467.
4. *Matveenko L. I., Kardashev N. S., Sholomitskii G. B.* Large base-line radio interferometers // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 1965. – Т. 8. – С. 461.
5. *Lister M. L., Homan D. C., Hovatta T., Kellermann K. I.* [и др.]. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Т. 874. – С. 43.
6. *Lister M. L., Homan D. C., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y.* [и др.]. Monitoring Of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XVIII. Kinematics and Inner Jet Evolution of Bright Radio-loud Active Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2021. – Т. 923. – С. 30.
7. *Homan D. C., Lister M. L., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* [и др.]. MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – Т. 798. – С. 134.
8. *Mertens F., Lobanov A. P., Walker R. C., Hardee P. E.* Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii // *Astronomy & Astrophysics*. – 2016. – Т. 595. – С. A54.
9. *Pasetto A., Carrasco-González C., Gómez J. L.* [и др.]. Reading M87's DNA: A Double Helix Revealing a Large-scale Helical Magnetic Field // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2021. – Т. 923. – С. L5.
10. *Nikonov A. S., Kovalev Y. Y., Kravchenko E. V.* [и др.]. Properties of the jet in M87 revealed by its helical structure imaged with the VLBA at 8 and 15 GHz // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2023. – Т. 526. – С. 5949.
11. *Fuentes A., Gómez J. L., Martí J. M.* [и др.]. Filamentary structures as the origin of blazar jet radio variability // *Nature Astronomy*. – 2023. – Т. 7. – С. 1359.
12. *Kardashev N. S., Alakoz A. V., Andrianov A. S.* [и др.]. RadioAstron Science Program Five Years after Launch: Main Science Results // *Solar System Research*. – 2017. – Т. 51, вып. 7. – С. 535.
13. *IceCube Collaboration, Aartsen M. G., Ackermann M.* [и др.]. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A // *Science*. – 2018. – Т. 361. – С. eaat1378.

14. *Dzhilkibaev Zh.-A., Suvorova O., Baikal-GVD Collaboration* Baikal-GVD observation of a high-energy neutrino candidate event from the blazar PKS 0735+17 at the day of the IceCube-211208A neutrino alert from the same direction // *The Astronomer's Telegram*. – No. 15112. – 2021.
15. *Kovalev Y. Y., Plavin A. V., Troitsky S. V.* [и др.]. The radio-bright blazar PKS 1741-03 coincident with the high energy neutrino alert IceCube-220205B // *The Astronomer's Telegram*. – No. 15215. – 2022.
16. *IceCube Collaboration, Abbasi R., Ackermann M.* [и др.] Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068 // *Science*. – 2022. – Т. 378. – С. 538.
17. *Giommi P., Glauch T., Padovani P.* [и др.]. Dissecting the regions around IceCube high-energy neutrinos: growing evidence for the blazar connection // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Т. 497. – С. 865.
18. *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 // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Т. 894. – С. 101.
19. *Akiyama K., Kuramochi K., Ikeda S.* [и др.]. Imaging the Schwarzschild-radius-scale Structure of M87 with the Event Horizon Telescope Using Sparse Modeling // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – Т. 838. – С. 1.
20. *Kravchenko E. V., Gómez J. L., Kovalev Y. Y., Voitsik P. A.* The jet of S5 0716 + 71 at μ as scales with RadioAstron // *Advances in Space Research*. – 2020. – Т. 65. – С. 720.
21. *Zhao G.-Y., Gómez J. L., Fuentes A.* [и др.]. Unraveling the Innermost Jet Structure of OJ 287 with the First GMVA + ALMA Observations // *The Astrophysical Journal*. – 2022. – Т. 932. – С. 72.
22. *Kim J.-Y., Krichbaum T. P., Broderick A. E.* [и др.]. Event Horizon Telescope imaging of the archetypal blazar 3C 279 at an extreme 20 microarcsecond resolution // *Astronomy & Astrophysics*. – 2020. – Т. 640. – С. 69.
23. *Novikov I. D., Likhachev S. F., Shchekinov Yu. A.* [и др.]. Objectives of the Millimetron Space Observatory science program and technical capabilities of its realization // *Physics Uspekhi*. – 2021. – Т. 64. – С. 386.
24. *Likhachev S. F., Rudnitskiy A. G., Shchurov M. A.* [и др.]. High-resolution imaging of a black hole shadow with Millimetron orbit around lagrange point 12 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – Т. 511. – С. 668.
25. *Hovatta T., Aller M. F., Aller H. D., Clausen-Brown E.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. XI. Spectral Distributions // *The Astronomical Journal*. – 2014. – Т. 147. – С. 143.

26. *Marcaide J. M., Shapiro I. I.* VLBI study of 1038+528A and B: discovery of wavelength dependence of peak brightness location // *The Astrophysical Journal*. – 1984. – T. 276. – C. 56.
27. *Lobanov A.* Ultracompact jets in active galactic nuclei // *Astronomy & Astrophysics*. – 1998. – T. 330. – C. 79.
28. *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 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2008. – T. 483. – C. 759.
29. *Pushkarev A. B., Hovatta T., Kovalev Y. Y., Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *Astronomy & Astrophysics*. – 2012. – T. 545. – C. A113.
30. *Kovalev Y. Y., Kellermann K. I., Lister M. L., Homan D. C.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // *The Astronomical Journal*. – 2005. – T. 130. – C. 2473.
31. *Agarwal A., Mohan P., Gupta A. C., Mangalam A.* [и др.]. Core shift effect in blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 469. – C. 813.
32. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Homan D. C.* [и др.]. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei // *The Astronomical Journal*. – 2013. – T. 146. – C. 120.
33. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Savolainen T.* Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN // *Astronomy & Astrophysics Letters*. – 2009. – T. 507. – C. 33.
34. *Bychkova V. S., Vol'vach A. E., Kardashev N. S., Larionov M. G.* [и др.]. Long-term monitoring of the blazars AO 0235+164 and S5 0716+714 in the optical and radio ranges // *Astronomy Reports*. – 2015. – T. 59. – C. 851.
35. *Nilsson K., Pursimo T., Sillanpää A., Takalo L. O., Lindfors E.* Detection of the host galaxy of S5 0716+714 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – T. 487. – C. L29.
36. *Wagner S. J., Witzel A., Heidt J., Krichbaum T. P.* [и др.]. Rapid Variability in S5 0716+714 Across the Electromagnetic Spectrum // *Astronomical Journal*. – 1996. – T. 111 – C. 2187.
37. *Bychkova V. S., Kardashev N. S., Boldycheva A. V., Gnedin Yu. N., Maslennikov K. L.* The unique BL Lac object S5 0716+714 // *Astronomy Reports*. – 2006. – T. 50 – C. 802.
38. *Sbarufatti B., Treves A., and R. Falomo* Imaging Redshifts of BL Lacertae Objects // *The Astrophysical Journal*. – 2005. – T. 635. – C. 173.
39. *Poon H., Fan J. H., Fu J. N.* The Optical Microvariability and Spectral Changes of the BL Lacertae Object S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2009. – T. 185. – C. 511.
40. *Dai Y., Wu J., Zhu Z.-H., Zhou X.* [и др.]. Seven-year Multi-color Optical Monitoring of BL Lacertae Object S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2013. – T. 204. – C. 22.

41. *Liao N. H., Bai J. M., Liu H. T., Weng S. S.* [и др.]. Multiwavelength Variability Properties of Fermi Blazar S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – Т. 783. – С. 83.
42. *Bach U., Krichbaum T. P., Ros E., Britzen S.* [и др.]. Kinematic study of the blazar S5 0716+714 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – Т. 433. – С. 815.
43. *Abraham Z., Carrara E. A.* The Precessing Jet in 3C 279 // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – Т. 496. – С. 172.
44. *Hardee P. E., Norman M. L.* Spatial Stability of the Slab Jet. I. Linearized Stability Analysis // *The Astrophysical Journal*. – 1988. – Т. 334. – С. 70.
45. *Meier D. L., Koide S., Uchida Y.* Magnetohydrodynamic Production of Relativistic Jets // *Science*. – 2001. – Т. 291. – С. 84.
46. *Camenzind M., Krockenberger M.* The lighthouse effect of relativistic jets in blazars. A geometric origin of intraday variability // *Astronomy and Astrophysics*. – 1992. – Т. 255. – С. 59.
47. *Rani B., Krichbaum T. P., Fuhrmann L.* [и др.]. Radio to gamma-ray variability study of blazar S5 0716+714 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2013. – Т. 552. – С. 24.
48. *Rani B., Krichbaum T. P., Marscher A. P.* [и др.]. Connection between inner jet kinematics and broadband flux variability in the BL Lacertae object S5 0716+714 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2015. – Т. 578. – С. 123.
49. *Larionov V. M., Jorstad S. G., Marscher, A. P.* [и др.]. The Outburst of the Blazar S5 0716+71 in 2011 October: Shock in a Helical Jet // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – Т. 768. – С. 40.
50. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Savolainen T.* MOJAVE - XIV. Shapes and opening angles of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – Т. 468. – С. 4992.
51. *Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Nokhrina E. E., Plavin A. V.* [и др.]. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – Т. 495. – С. 3576.
52. *Nokhrina E. E., Pashchenko I. N., Kutkin A. M.* Parabolic jet shape on parsec scales in high redshift AGN // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – Т. 509. – С. 1899.
53. *Rastorgueva E. A., Wiik K. J., Bajkova A. T., Valtaoja, E.* [и др.]. Multi-frequency VLBA study of the blazar S5 0716+714 during the active state in 2004. II. Large-scale jet kinematics and the comparison of the different methods of VLBI data imaging as applied to kinematic studies of AGN // *Astronomy & Astrophysics*. – 2011. – Т. 529. – С. A2.
54. *Savolainen T., Homan D. C., Hovatta T., Kadler M.* [и др.]. Relativistic beaming and gamma-ray brightness of blazars // *Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – Т. 512. – С. A24.

55. *Gabuzda D. C., Pushkarev A. B., Cawthorne T. V.* Analysis of $\lambda=6\text{cm}$ VLBI polarization observations of a complete sample of northern BL Lacertae objects // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2000. – T. 319. – C. 1109.
56. *Britzen S., Kam V. A., Witzel A., Agudo I.* [и др.]. Non-radial motion in the TeV blazar S5 0716+714. The pc-scale kinematics of a BL Lacertae object // *Astronomy and Astrophysics*. – 2009. – T. 508. – C. 1205.
57. *Rastorgueva E. A., Wiik K., Savolainen T.* [и др.]. Multi-frequency VLBA study of the blazar S5 0716+714 during the active state in 2004. I. Inner jet kinematics // *Astronomy and Astrophysics*. – 2009. – T. 494. – C. L5.
58. *Nesci R., Massaro E., Rossi C., Sclavi S., Maesano M., Montagni F.* The Long-Term Optical Variability of the BL Lacertae Object S5 0716+714: Evidence for a Precessing Jet // *The Astronomical Journal*. – 2005. – T. 130. – C. 1466.
59. *Raiteri C. M., Villata M., Tosti G., Nesci R.* [и др.]. Optical and radio behaviour of the BL Lacertae object 0716+714 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2003. – T. 402. – C. 151.
60. *Rani B., Krichbaum T. P., Marscher A. P., Jorstad S. G.* [и др.]. Jet outflow and gamma-ray emission correlations in S5 0716+714 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2014. – T. 571. – C. L2.
61. *Wu J., Zhou X., Ma J., Wu Z., Jiang Z., Chen J.* Optical Monitoring of BL Lacertae Object S5 0716+714 with a Novel Multipeak Interference Filter // *The Astronomical Journal*. – 2007. – T. 133. – C. 1599.
62. *Liu X., Mi L., Liu B., Li Q.* Correlations between the peak flux density and the position angle of inner-jet in three blazars // *Astrophysics and Space Science*. – 2012. – T. 342. – C. 465.
63. *Komatsu E., Dunkley J., Nolte M. R., Bennett C. L.* [и др.]. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2009. – T. 180. – C. 330.
64. *Sillanpaa A., Haarala S., Valtonen M. J., Sundelius B., Byrd G. G.* OJ 287: Binary Pair of Supermassive Black Holes // *The Astrophysical Journal*. – 1988. – T. 325. – C. 628.
65. *Lehto H. J., Valtonen M. J.* OJ 287 Outburst Structure and a Binary Black Hole Model // *The Astrophysical Journal*. – 1996. – T. 460. – C. 207.
66. *Villforth C., Nilsson K., Heidt J., Takalo L. O.* [и др.]. Variability and stability in blazar jets on time-scales of years: optical polarization monitoring of OJ 287 in 2005-2009 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2010. – T. 402. – C. 2087.
67. *Dey L., Valtonen M. J., Gopakumar A., Zola S.* [и др.]. Authenticating the Presence of a Relativistic Massive Black Hole Binary in OJ 287 Using Its General Relativity Centenary Flare: Improved Orbital Parameters // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – T. 866. – C. 11.

68. *Valtonen M. J., Zola S., Gopakumar A., Lähteenmäki A.* [и др.]. // Refining the OJ 287 2022 impact flare arrival epoch // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2023. – Т. 521. – С. 6143.
69. *Laine S, Dey L., Valtonen M., Gopakumar A.* [и др.]. Spitzer Observations of the Predicted Eddington Flare from Blazar OJ 287 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2020. – Т. 894. – С. L1.
70. *Valtonen M. J., Zola S., Pihajoki P., Enestam S.* [и др.]. Accretion Disk Parameters Determined from the Great 2015 Flare of OJ 287 // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Т. 882. – С. 88.
71. *Woo J.-H., Urry C. M.* Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – Т. 579. – С. 530.
72. *Pian E., Falomo R., Treves A.* Hubble Space Telescope ultraviolet spectroscopy of blazars: emission-line properties and black hole masses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2005. – Т. 361. – С. 919.
73. *Sbarrato T., Ghisellini G., Maraschi L., Colpi M.* The relation between broad lines and γ -ray luminosities in Fermi blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – Т. 421. – С. 1764.
74. *Titarchuk L., Seifina E.* BL Lacertae: X-ray spectral evolution and a black-hole mass estimate // *Astronomy & Astrophysics*. – 2017. – Т. 602. – С. A113.
75. *Villata M., Raiteri C. M., Sillanpää A., Takalo L. O.* A beaming model for the OJ 287 periodic optical outbursts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1998. – Т. 293. – С. L13.
76. *Britzen S., Fendt C., Witzel G., Qian S. J.* [и др.]. OJ287: deciphering the 'Rosetta stone of blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – Т. 478. – С. 3199.
77. *Katz J.I.* A Precessing Disk in OJ 287? // *The Astrophysical Journal*. – 1997. – Т. 478. – С. 527.
78. *Ryabov M. I., Sukharev A. L., Donskykh H. I.* Catalog of Variability Periods of Extragalactic Radio Sources at Centimeter Wavelengths // *Radio Physics and Radio Astronomy*. – 2016. – Т. 21. – С. 161.
79. *Sukharev A. L., Ryabov M. I., Bezrukovs, V.V.* Property Study of OJ 287 and BL Lac Variability in Optical and Radio Ranges // *Radio Physics and Radio Astronomy*. – 2019. – Т. 24. – С. 254.
80. *Cohen M.* OJ 287 as a Rotating Helix // *Galaxies*. – 2017. – Т. 5. – С. 12.
81. *Hovatta T., Valtaoja E., Tornikoski M., Lähteenmäki A.* Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies // *Astronomy and Astrophysics*. – 2009. – Т. 494. – С. 527.
82. *Kutkin A. M., Pashchenko I. N., Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y.* [и др.]. Opacity, variability, and kinematics of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Т. 486. – С. 430.

83. *Hardee P. E.* Helical and pinching instability of supersonic expanding jets in extragalactic radio sources // *Astrophysical Journal*. – 1982. – T. 257. – C. 509.
84. *Perucho M., Kovalev Y. Y., Lobanov A. P., Hardee P. E., Agudo I.* Anatomy of Helical Extragalactic Jets: The Case of S5 0836+710 // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – T. 749. – C. 55.
85. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* The effective acceleration of plasma outflow in the paraboloidal magnetic field // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – T. 367. – C. 375.
86. *Beskin V. S., Chernoglazov A. V., Kiselev A. M., Nokhrina E. E.* On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2017. – T. 472. – C. 3971.
87. *Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Nokhrina E. E., Plavin A. V. [и др.]*. A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2020. – T. 495. – C. 3576.
88. *Lu J.-F.* α -Disks and the precession of extragalactic jets // *Chinese Astronomy and Astrophysics*. – 1992. – T. 16. – C. 133.
89. *Xie G. Z., Zhou S. B., Liang E. W.* The Mass-Luminosity Relation, Accretion Rate-Luminosity Relation, and Evolutionary Sequence of Blazars // *The Astronomical Journal*. – 2004. – T. 127. – C. 53.
90. *Xiong D. R., Zhan X.* Intrinsic γ -ray luminosity, black hole mass, jet and accretion in Fermi blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2014. – T. 441. – C. 3375.
91. *King A. R., Pringle J. E., Livio M.* Accretion disc viscosity: how big is alpha? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – T. 376. – C. 1740.
92. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1977. – T. 179. – C. 433.
93. *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1982. – T. 199. – C. 833.
94. *Bhatta G.* Detection of Periodic Radio Signal from the Blazar J1043+2408 // *Galaxies*. – 2018. – T. 6. – C. 136.
95. *Mead A. R. G., Ballard K. R., Brand P. W. J. L., Hough J. H. [и др.]* Optical and infrared polarimetry and photometry of blazars // *Astronomy and Astrophysics Suppl. Ser.* – 1990. – T. 83. – C. 183.
96. *Lico R., Casadio C., Jorstad S. G., Gómez J. L. [и др.]* New jet feature in the parsec-scale jet of the blazar OJ 287 connected to the 2017 teraelectronvolt flaring activity // *Astronomy & Astrophysics*. – 2022. – V. 658. – id.L10.

97. *Lyutikov M., Pariev V. I., Gabuzda D. C.* Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2005. – T. 360. – C. 869.
98. *Nakamura M., Uchida Y., Hirose S.* Production of wiggled structure of AGN radio jets in the sweeping magnetic twist mechanism // *New Astronomy*. – 2001. – T. 6. – C. 61.
99. *Lovelace R. V. E., Li H., Koldoba A. V., Ustyugova G. V., Romanova M. M.* Poynting Jets from Accretion Disks // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – T. 572. – C. 455.
100. *Pushkarev A., Kovalev Y., Lister M., Savolainen T.* [и др.]. Linear Polarization Properties of Parsec-Scale AGN Jets // *Galaxies*. – 2017. – T. 5. – C. 93.
101. *Pushkarev A. B., Aller H. D., Aller M. F.* [и др.]. MOJAVE - XX. Persistent linear polarization structure in parsec-scale AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2023. – T. 520. – C. 6053.
102. *Kharb P., Gabuzda D. C., O'Dea C. P., Shastri P., Baum S. A.* Rotation Measures Across Parsec-Scale Jets of Fanaroff-Riley Type I Radio Galaxies // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – T. 694. – C. 1485.
103. *Gabuzda D.* Evidence for Helical Magnetic Fields Associated with AGN Jets and the Action of a Cosmic Battery // *Galaxies*. – 2018. – T. 7. – C. 5.
104. *Gabuzda D.* Inherent and Local Magnetic Field Structures in Jets from Active Galactic Nuclei // *Galaxies*. – 2021. – T. 9. – C. 58.
105. *Laing R. A.* A model for the magnetic-field structure in extended radio sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1980. – T. 193. – C. 439.
106. *Attridge J. M., Roberts D. H., Wardle J. F. C.* Radio Jet-Ambient Medium Interactions on Parsec Scales in the Blazar 1055+018 // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – T. 518. – C. L87.
107. *Pushkarev A. B., Gabuzda D. C., Vetukhnovskaya Yu. N., Yakimov V. E.* Spine-sheath polarization structures in four active galactic nuclei jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2005. – T. 356. – C. 859.
108. *Ghisellini G., Tavecchio F., Chiaberge M.* Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. Implications for the observed properties // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – T. 432. – C. 401.
109. *Hovatta T., Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VIII. Faraday Rotation in Parsec-scale AGN Jets // *The Astronomical Journal*. – 2012. – T. 144. – C. 105.
110. *Lister M. L., Homan D. C.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. I. First-EPOCH 15 GHz Linear Polarization Images // *The Astronomical Journal*. – 2005. – T. 130. – C. 1389.

111. *Pacholczyk A.* Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. — San Francisco: Freeman, 1970.
112. *Prior C., Gourgouliatos K. N.* Observational signatures of magnetic field structure in relativistic AGN jets // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — T. 622. — C. A122.
113. *Kramer J. A., MacDonald N. R.* Ray-tracing in relativistic jet simulations: A polarimetric study of magnetic field morphology and electron scaling relations // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — T. 656. — C. A143.
114. *Asada K., Inoue M., Nakamura M., Kamenno S., Nagai H.* Multifrequency Polarimetry of the NRAO 140 Jet: Possible Detection of a Helical Magnetic Field and Constraints on Its Pitch Angle // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — T. 682. — C. 798.
115. *Kellermann K. I., Lister M. L., Homan D. C., Vermeulen R. C.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. III. Kinematics of Parsec-scale Radio Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — T. 609. — C. 539.
116. *Hughes P. A., Aller H. D., Aller M. F.* Synchrotron Emission from Shocked Relativistic Jets. II. A Model for the Centimeter Wave Band Quiescent and Burst Emission from BL Lacertae // *Astrophysical Journal*. — 1989. — T. 341. — C. 68.
117. *Raiteri C. M., Villata M., Carnerero M. I., Acosta-Pulido J. A.* [и др.]. The beamed jet and quasar core of the distant blazar 4C 71.07 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — T. 489. — C. 1837.
118. *Lyutikov M., Kravchenko E. V.* Polarization swings in blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — T. 467. — C. 3876.
119. *Joshi M., Marscher A. P., Böttcher M.* Impact of Ordered and Disordered Magnetic Fields on Multiwavelength Emission of Blazars // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — T. 898. — C. 11.
120. *Murphy E., Cawthorne T. V., Gabuzda D. C.* Analysing the transverse structure of the relativistic jets of active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — T. 430. — C. 1504.
121. *Amirkhanyan V. R.* BV RI observations of the radio source S5 0716+71 // *Astronomy Reports*. — 2006. — T. 50. — C. 273.
122. *Hu S. M., Chen X., Guo D. F., Jiang Y. G., Li K.* Quasi-simultaneous multicolour optical variability of S5 0716+714 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — T. 443. — C. 2940.
123. *Bhatta G., Stawarz Ł., Ostrowski M., Markowitz A.* [и др.]. Multifrequency Photo-polarimetric WEBT Observation Campaign on the Blazar S5 0716+714: Source Microvariability and Search for Characteristic Timescales // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — T. 831. — C. 92.

124. *Ghisellini G., Villata M., Raiteri C. M., Bosio S.* [и др.]. Optical-IUE observations of the gamma-ray loud BL Lacertae object S5 0716+714: data and interpretation // *Astronomy and Astrophysics*. – 1997. – T. 327. – C. 61.
125. *Wu J., Peng B., Zhou X., Ma J., Jiang Z., Chen J.* Optical Monitoring of BL Lacertae Object S5 0716+714 with High Temporal Resolution // *The Astronomical Journal*. – 2005. – T. 129. – C. 1818.
126. *Stalin C. S., Kawabata K. S., Uemura M., Yoshida M.* [и др.]. Simultaneous MITSuME g'RcIc monitoring of S5 0716+714 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2009. – T. 399. – C. 1357.
127. *Feng H.-C., Liu H. T., Bai J. M., Xing L. F., Li Y. B., Xiao M., Xin Y. X.* Quasi-simultaneous Spectroscopic and Multiband Photometric Observations of Blazar S5 0716+714 During 2018-2019 // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – T. 888. – C. 30.
128. *Stalin C. S., Gopal-Krishna, Sagar R., Wiita P. J.* [и др.]. Multiband optical monitoring of the blazars S5 0716+714 and BL Lacertae // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2006. – T. 366. – C. 1337.
129. *Agarwal A., Gupta A. C., Bachev R., Strigachev A.* [и др.]. Multiband optical variability of the blazar S5 0716+714 in outburst state during 2014-2015 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2016. – T. 455. – C. 680.
130. *Hong S., Xiong D., Bai J.* Multicolor Optical Monitoring of the BL Lacertae Object S5 0716+714 during the 2012 Outburst // *The Astronomical Journal*. – 2017. – T. 154. – C. 42.
131. *Zhang X., Wu J., Meng N.* Intra-day optical multi-band quasi-simultaneous observation of BL Lacertae object S5 0716+714 from 2013 to 2016 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – T. 478. – C. 3513.
132. *Gu M. F., Lee C.-U., Pak S., Yim H. S., Fletcher A. B.* Multi-colour optical monitoring of eight red blazars // *Astronomy and Astrophysics*. – 2006. – T. 450. – C. 39.
133. *Isler J. C., Urry C. M., Coppi P., Bailyn C.* [и др.]. A Consolidated Framework of the Color Variability in Blazars: Long-term Optical/Near-infrared Observations of 3C 279 // *The Astrophysical Journal*. – 2017. – T. 844. – C. 107.
134. *Gopal-Krishna, Wiita P. J.* Swinging jets and the variability of active nuclei // *Astronomy and Astrophysics*. – 1992. – T. 259. – C. 109.
135. *Kirk J. G., Rieger F. M., Mastichiadis A.* Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets // *Astronomy and Astrophysics*. – 1998. – T. 333. – C. 452.
136. *Marscher A. P.* Turbulent, Extreme Multi-zone Model for Simulating Flux and Polarization Variability in Blazars // *The Astrophysical Journal*. – 2014. – T. 780. – C. 87.

137. *Bhatta G., Webb J. R., Hollingsworth H., Dhalla S.* [и др.]. The 72-h WEBT microvariability observation of blazar S5 0716 + 714 in 2009 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2013. – Т. 558. – С. 92.
138. *Xu J., Hu S., Webb J. R., Bhatta G.* [и др.]. Statistical Analysis of Microvariability Properties of the Blazar S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – Т. 884. – С. 92.
139. *Bachev R., Semkov E., Strigachev A., Gupta A. C.* [и др.]. The nature of the intra-night optical variability in blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2012. – Т. 424. – С. 2625.
140. *Roland J., Britzen S., Witzel A., Zensus J. A.* The origin of intrinsic variability of intraday variable sources // *Astronomy and Astrophysics*. – 2009. – Т. 496. – С. 645.
141. *Villata M., Raiteri C. M., Kurtanidze O. M., Nikolashvili M. G.* [и др.]. The WEBT BL Lacertae Campaign 2001 and its extension. Optical light curves and colour analysis 1994-2002 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2004. – Т. 421. – С. 103.
142. *Doroshenko V. T., Sergeev S.G., Merkulova N. I., Sergeeva E. A.* [и др.]. BVRI CCD-Photometry of comparison stars in the neighborhoods of galaxies with active nuclei. I // *Astrophysics*. – 2005. – Т. 48 (2). – С. 156.
143. *Schlafly E. F., Finkbeiner D. P.* Measuring reddening with sloan digital sky survey stellar spectra and recalibrating SFD // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Т. 737. – С. 103.
144. *de Diego J. A., Dultzin-Hacyan D., Ramírez A., Benítez E.* A comparative study of the microvariability properties in radio-loud and radio-quiet quasars // *The Astrophysical Journal*. – 1998. – Т. 501. – С. 69.
145. *de Diego J. A.* Testing tests on active galactic nucleus microvariability // // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – Т. 139. – С. 1269.
146. *Heidt J., Wagner S.J.* Statistics of optical intraday variability in a complete sample of radio-selected BL Lacertae objects // *Astronomy and Astrophysics*. – 1996. – Т. 305. – С. 42.
147. *Dai B.-Z., Zeng W., Jiang Z.-J., Fan Z.-H* [и др.]. Long-term Multi-band Photometric Monitoring of Blazar S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2015. – Т. 218. – С. 18.
148. *Raiteri C. M., Villata M., Acosta-Pulido J. A., Agudo I.* [и др.]. Blazar spectral variability as explained by a twisted inhomogeneous jet // *Nature*. – 2017. – Т. 552. – С. 374.
149. *D'Ammando F., Raiteri C. M., Villata M., Acosta-Pulido J. A.* [и др.]. Investigating the multiwavelength behaviour of the flat spectrum radio quasar CTA 102 during 2013-2017 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – Т. 490. – С. 5300.

150. *Marscher A. P., Gear W. K.* Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273 // *Astrophysical Journal*. – 1985. – T. 298. – C. 114.
151. *Xu J., Hu S., Webb J. R., Bhatta G.* [и др.] Statistical Analysis of Microvariability Properties of the Blazar S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal*. – 2019. – T. 884. – C. 92.
152. *Wang C.-J., Xiong D.-R., Bai J.-M.* Optical multi-color monitoring of the BL Lacertae Object S5 0716+714 with BOOTES-4 // *Astrophysics and Space Science*. – 2019. – T. 364. – C. 83.
153. *Sligh V. I.* Angular Size of Radio Stars // *Nature*. – 1963. – T. 199. – C. 682.
154. *Marscher A. P.* Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source // *Astrophysical Journal*. – 1983. – T. 264. – C. 296.
155. *Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J.* Theory of extragalactic radio sources // *Reviews of Modern Physics*. – 1984. – T. 56. – C. 255.
156. *Field G. B., Rogers R. D.* Radiation from Magnetized Accretion Disks in Active Galactic Nuclei // *Astrophysical Journal*. – 1993. – T. 403. – C. 94.
157. *Mondal T., Mukhopadhyay B.* FSRQ/BL Lac dichotomy as the magnetized advective accretion process around black holes: a unified classification of blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2019. – T. 486. – C. 3465.
158. *Fuhrmann L., Krichbaum T. P., Witzel A.* [и др.] Testing the inverse-Compton catastrophe scenario in the intra-day variable blazar S5 0716+71. III. Rapid and correlated flux density variability from radio to sub-mm bands // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – T. 490. – C. 1019.
159. *Li X.-P., Luo Y.-H., Yang H.-Y.* [и др.] Radio variability of the blazar S5 0716+714: a ~ 6.1 year quasi-periodicity // *Astrophysics and Space Science*. – 2018. – T. 363. – C. 169.
160. *Königl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources // *Astrophysical Journal*. – 1981. – T. 243. – C. 700.
161. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources // *Astrophysical Journal*. – 1979. – T. 232. – C. 34.
162. *Edelson R., Mushotzky R., Vaughan S., Scargle J.* [и др.] Kepler Observations of Rapid Optical Variability in the BL Lacertae Object W2R1926+42 // *The Astrophysical Journal*. – 2013. – T. 766. – C. 16.
163. *Ricker G. R., Winn J. N., Vanderspek R., Latham D. W.* [и др.] Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) // *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*. – 2015. – T. 1. – id. 014003.

164. *Raiteri C. M., Villata M., Carosati D., Benítez E.* [и др.] The dual nature of blazar fast variability: Space and ground observations of S5 0716+714 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – T. 501. – C. 1100.
165. *Raiteri C. M., Villata M., Larionov V. M., Jorstad S. G.* [и др.] The complex variability of blazars: time-scales and periodicity analysis in S4 0954+65 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – T. 504. – C. 5629.
166. *Weaver Z. R., Williamson K. E., Jorstad S. G., Marscher A. P.* [и др.] Multiwavelength Variability of BL Lacertae Measured with High Time Resolution // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – T. 900. – C. 137.
167. *Kishore S., Gupta A. C., Wiita P. J.* [и др.] Rapid Optical Flares in the Blazar OJ 287 on Intraday Timescales with TESS // *The Astrophysical Journal*. – 2024. – T. 960. – C. 11.
168. *Lawrence C. R., Zucker J. R., Readhead A. C. S., Unwin S. C.* [и др.] Optical Spectra of a Complete Sample of Radio Sources. I. The Spectra // *Astrophysical Journal Supplement*. – 1996. – T. 107. – C. 541.
169. *Kun E., Karouzos M., Gabányi K. É., Britzen S.* [и др.] Flaring radio lanterns along the ridge line: long-term oscillatory motion in the jet of S5 1803+784 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – T. 478. – C. 359.
170. *Nesci R., Cutini S., Stanghellini C., Martinelli F.* [и др.] Multiwavelength flare observations of the blazar S5 1803+784 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2021. – T. 502. – C. 6177.
171. *Priya S., Prince R., Agarwal A., Bose D.* [и др.] Multiwavelength temporal and spectral analysis of Blazar S5 1803+78 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2022. – T. 513. – C. 2239.
172. *Carrasco L., Escobedo G., Porras A., Recillas E. and Felix L.* A recent NIR Flare and similar amplitude fluctuations near maximum light of the blazar [HB89] 1803+784 // *The Astronomer's Telegram*. – 2023. – T. 16344. – C. 1.
173. *Agarwal A., Pandey A., Özdönmez A., Ege E.* [и др.] Characterizing the Optical Nature of the Blazar S5 1803+784 during Its 2020 Flare // *Astrophysical Journal*. – 2022. – T. 933. – C. 42.
174. *Jenkins J.M., Twicken J.D., McCaulif S., Campbell J.* [и др.] The TESS science processing operations center // *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy IV*. – 2016. – T. 9913. – C. 99133E.
175. *Stassun K. G., Oelkers R. J., Pepper J., Paegert M.* [и др.] The TESS Input Catalog and Candidate Target List // *The Astronomical Journal*. – 2018. – T. 156. – C. 102.
176. *Amirkhanyan V. R.* BVRI observations of the radio source S5 0716+71 // *Astronomy Reports*. – 2006. – T. 50. – C. 273.

177. *Bhatta G., Webb J.R., Hollingsworth H., Dhalla S.* [и др.] The 72-h WEBT microvariability observation of blazar S5 0716 + 714 in 2009 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2013. – Т. 558. – С. A92.
178. *Simonetti J. H., Cordes J. M., Heeschen D. S.* Flicker of extragalactic radio sources at two frequencies // *Astrophysical Journal*. – 1985. – Т. 296. – С. 46.
179. *Emmanoulopoulos D., McHardy I. M., Uttley P.* On the use of structure functions to study blazar variability: caveats and problems // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2010. – Т. 404. – С. 931.
180. *Kraus A., Krichbaum T. P., Wegner R.* [и др.] Intraday variability in compact extragalactic radio sources. II. Observations with the Effelsberg 100 m radio telescope // *Astronomy and Astrophysics*. – 2003. – Т. 401. – С. 161.
181. *Ostorero L., Wagner S. J., Gracia J.* [и др.] Testing the inverse-Compton catastrophe scenario in the intra-day variable blazar S5 0716+71. I. Simultaneous broadband observations during November 2003 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2006. – Т. 451. – С. 797.
182. *Kravchenko E. V., Gómez J. L., Kovalev Y. Y.* [и др.] Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. III. Blazar S5 0716+71 at Microarcsecond Resolution // *The Astrophysical Journal*. – 2020. – Т. 893. – С. 68.
183. *Giovannini G., Savolainen T., Orienti M.* [и др.] A wide and collimated radio jet in 3C84 on the scale of a few hundred gravitational radii // *Nature Astronomy*. – 2018. – Т. 2. – С. 472.
184. *Gupta A. C., Srivastava A. K., Wiita P. J.* Periodic Oscillations in the Intra-Day Optical Light Curves of the Blazar S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Т. 690. – С. 216.
185. *Hong S., Xiong D., Bai J.* Optical Quasi-periodic Oscillation of the BL Lacertae Object S5 0716+714 during the Faint State // *The Astronomical Journal*. – 2018. – Т. 155. – С. 31.
186. *Rani B., Gupta A. C., Joshi U. C., Ganesh S., Wiita P. J.* Quasi-periodic Oscillations of ~15 Minutes in the Optical Light Curve of the BL Lac S5 0716+714 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2010. – Т. 719. – С. L153.
187. *Kardashev N. S.* Nonstationarity of Spectra of Young Sources of Nonthermal Radio Emission // *Soviet Astronomy*. – 1962. – Т. 6. – С. 317.
188. *Fanaroff B. L., Riley J. M.* The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1974. – Т. 167. – С. 31.
189. *Физика внегалактических источников радиоизлучения / Под ред. Р. Д. Дагкесаманского.* – М.: Мир, 1987. – 365 с.
190. *Sambruna R. M., Maraschi L., Tavecchio F.* [и др.] A Survey of Extended Radio Jets in Active Galactic Nuclei with Chandra and the Hubble Space Telescope: First Results // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – Т. 571. – С. 206.

191. *Sambruna R. M., Gambill J. K., Maraschi L.* [и др.] A Survey of Extended Radio Jets with Chandra and the Hubble Space Telescope // *The Astrophysical Journal*. – 2004. – Т. 608. – С. 698.
192. *Harris D. E., Krawczynski H.* X-Ray Emission from Extragalactic Jets // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. – 2006. – Т. 44. – С. 463.
193. *Marshall H. L., Schwartz D. A., Lovell J. E. J.* [и др.] A Chandra Survey of Quasar Jets: First Results // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2005. – Т. 156. – С. 13.
194. *Schwartz D. A., Marshall H. L., Lovell J. E. J.* [и др.] Chandra Discovery of a 100 kiloparsec X-Ray Jet in PKS 0637-752 // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Т. 540. – С. 69.
195. *Burbidge G. R.* On Synchrotron Radiation from Messier 87 // *The Astrophysical Journal*. – 1956. – Т. 124. – С. 416.
196. *Tavecchio F., Maraschi L., Sambruna R. M., Urry C. M.* The X-Ray Jet of PKS 0637-752: Inverse Compton Radiation from the Cosmic Microwave Background? // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Т. 544. – С. L23.
197. *Celotti A., Ghisellini G., Chiaberge M.* Large-scale Jets in Active Galactic Nuclei: Multiwavelength Mapping // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2001. – Т. 321. –
C. L1.
198. *Georganopoulos M., Kazanas D.* Witnessing the Gradual Slowdown of Powerful Extragalactic Jets: The X-Ray-Optical-Radio Connection // *The Astrophysical Journal*. – 2004. – Т. 604. – С. L81.
199. *Kataoka J., Stawarz L.* X-Ray Emission Properties of Large-Scale Jets, Hot Spots, and Lobes in Active Galactic Nuclei // *The Astrophysical Journal*. – 2005. – Т. 622. – С. 797.
200. *Marshall H. L., Gelbord J. M., Schwartz D. A.* [и др.] An X-ray imaging survey of quasar jets: testing the inverse Compton model // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2011. – Т. 193. – С. 15.
201. *Marshall H. L., Gelbord J. M., Worrall D. M.* [и др.] An X-Ray Imaging Survey of Quasar Jets: The Complete Survey // *The Astrophysical Journal*. – 2018. – Т. 856. – С. 66.
202. *Hogan B. S., Lister M. L., Kharb P.* [и др.] Chandra Discovery of 10 New X-ray Jets Associated with FR II Radio Core-selected AGNs in the MOJAVE Sample // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – Т. 730. – С. 92.
203. *Mikhailova M. S., Bannikova E. Yu., Kontorovich V. M.* Determining the Inclination of the Kiloparsec-Scale Jet of the Quasar 3C 273 Based on Competition of Mechanisms for the Knot X-ray Emission // *Astronomy Reports*. – 2010. – Т. 54. – С. 481.
204. *Conway R. G., Davis R. J.* Synchrotron Radiation from the Jet of 3C 273. 3: The Speed and Direction of the Jet // *Astronomy and Astrophysics*. – 1994. – Т. 284. – С. 724.

205. *Stawarz L., Ostorero L., Begelman M. C.* [и др.] Evolution of and High-Energy Emission from GHz-Peaked Spectrum Sources // *The Astrophysical Journal*. – 2008. – T. 680. – C. 911.
206. *Ostorero L., Moderski R., Stawarz L.* [и др.] X-ray-emitting GHz-peaked-spectrum Galaxies: Testing a Dynamical-Radiative Model with Broadband Spectra // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – T. 715. – C. 1071.
207. *Migliori G., Siemiginowska A., Celotti A.* Broadband Jet Emission in Young and Powerful Radio Sources: The Case of the Compact Steep Spectrum Quasar 3C 186 // *The Astrophysical Journal*. – 2012. – T. 749. – C. 107.
208. *Wardle J. F. C. and Aaron S. E.* How fast are the large-scale jets in quasars? Constraints on both Doppler beaming and intrinsic asymmetries // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1997. – T. 286. – C. 425.
209. *Arshakian T. G., Longair M. S.* On the jet speeds of classical double radio sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2004. – T. 351. – C. 727.
210. *Mullin L. M., Hardcastle M. J.* Bayesian inference of jet bulk-flow speeds in Fanaroff-Riley type II radio sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2009. – T. 398. – C. 1989.
211. *Meyer E. T., Georganopoulos M.* Fermi Rules Out the Inverse Compton/CMB Model for the Large-scale Jet X-Ray Emission of 3C 273 // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2014. – T. 780. – C. L27.
212. *Meyer E. T., Georganopoulos M., Sparks W. B.* [и др.] Ruling out IC/CMB X-rays in PKS 0637-752 and the Implications for TeV Emission from Large-scale Quasar Jets // *The Astrophysical Journal*. – 2015. – T. 805. – C. 154.
213. *Atoyan A., Dermer C. D.* Synchrotron versus Compton Interpretations for Extended X-Ray Jets // *The Astrophysical Journal*. – 2004. – T. 613. – C. 151.
214. *Aharonian F. A.* Proton-synchrotron radiation of large-scale jets in active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2002. – T. 332. – C. 215.
215. *Gómez J. L., Lobanov A. P., Bruni G.* [и др.] Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // *The Astrophysical Journal*. – 2016. – T. 817. – C. 96.
216. *Kovalev Y. Y., Kardashev N. S., Kellermann K. I.* [и др.] RadioAstron Observations of the Quasar 3C273: A Challenge to the Brightness Temperature Limit // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2016. – T. 820. – C. L9.

217. *Pilipenko S. V., Kovalev Y. Y., Andrianov A. S.* [и др.] The high brightness temperature of B0529+483 revealed by RadioAstron and implications for interstellar scattering // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – T. 474. – C. 3523.
218. *Kutkin A. M., Pashchenko I. N., Lisakov M. M.* [и др.] The extreme blazar AO 0235+164 as seen by extensive ground and space radio observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2018. – T. 475. – C. 4994.
219. *Conway J. E., Murphy D. W.* Helical Jets and the Misalignment Distribution for Core-dominated Radio Sources // *Astrophysical Journal*. – 1993. – T. 411. – C. 89.
220. *Perley R. A.* The positions, structures and polarizations of 404 compact radio sources // *Astronomical Journal*. – 1982. – T. 87. – C. 859.
221. *Cooper N. J., Lister M. L., Kochanzyk M. D.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. III. Deep VLA Images at 1.4 GHz // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2007. – T. 171. – C. 376.
222. *Stanghellini C., O'Dea C. P., Dallacasa D.* [и др.] Extended emission around GPS radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – T. 443. – C. 891.
223. *Jorstad S. G., Marscher A.P.* The Highly Relativistic Kiloparsec-Scale Jet of the Gamma-Ray Quasar 0827+243 // *The Astrophysical Journal*. – 2004. – T. 614. – C. 615.
224. *Reid A., Shone D. L., Akujor C. E.* [и др.] High resolution radio maps of quasars from the Jodrell Bank 966MHz survey // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. – 1995. – T. 110. – C. 213.
225. *Kharb P., Lister M. L., Cooper N. J.* [и др.] Extended Radio Emission in MOJAVE Blazars: Challenges to Unification // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – T. 710. – C. 764.
226. *Murphy D. W., Browne I. W. A., Perley R. A.* VLA obseravtions of a complete sample of core-dominated radio source // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1993. – T. 264. – C. 298.
227. *Reid R. I., Kronberg P. P., Perley R. A.* VLA Images at 5 GHZ of 212 Southern Extragalactic Objects // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 1999. – T. 124. – C. 285.
228. *Kollgaard R. I., Wardle J. F. C., Roberts D. H.* High Dynamic Range VLA Observations of Eight Core-Dominated Quasars // *Astronomical Journal*. – 1990. – T. 100. – C. 1057.
229. *Cheung C. C.* Detection of Optical Synchrotron Emission from the Radio Jet of 3C 279 // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – T. 581. – C. L15.
230. *Zhang F. J., Spencer R. E., Schilizzi R. T.* [и др.] Are there two engines at the center of 3C 286? // *Astronomy and Astrophysics*. – 1994. – T. 287. – C. 32.

231. *Ludke E., Garrington S. T., Spencer R. E.* [и др.] MERLIN polarization observations of compact steep-spectrum sources at 5 GHz // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1998. – T. 299. – C. 467.
232. *Pearson T. J., Readhead A. C. S.* The Milliarcsecond Structure of a Complete Sample of Radio Sources. II. First-EPOCH Maps at 5 GHz // *Astrophysical Journal*. – 1988. – T. 328. – C. 114.
233. *Appl S., Sol H., Vicente L.* Misalignment and curvature effects in extragalactic radio sources // *Astronomy and Astrophysics*. – 1996. – T. 310. – C. 419.
234. *Butuzova M. S.* Inverse compton and thomson scattering of the quasar 3C 273 emission by electrons of the nearest knot of its kiloparsec jet // *Radio Physics and Radio Astronomy*. – 2012. – T. 17. – C. 15.
235. *Nagirner D. I.* Compton scattering of polarized radiation: A relativistic kinetic equation with induced scattering // *Astronomy Letters*. – 1994. – T. 20. – C. 358.
236. *Nagirner D. I., Poutanen J.* Relativistic kinetic equation for induced Compton scattering of polarized radiation // *Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – T. 379. – C. 664.
237. *Healey S. E., Romani R. W., Taylor G. B.* [и др.] CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2007. – T. 171. – C. 61.
238. *Dixon R. S.* A Master List of Radio Sources // *Astrophysical Journal Supplement Series*. – 1970. – T. 20. – C. 1.
239. *Kuehr H., Witzel A., Pauliny-Toth I. I. K., Nauber U.* A Catalogue of Extragalactic Radio Sources Having Flux Densities Greater than 1-JY at 5-GHZ // *Astronomy and Astrophysics Supplement*. – 1981. – T. 45. – C. 367.
240. *Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W.* [и др.] The NRAO VLA Sky Survey // *The Astronomical Journal*. – 1998. – T. 115. – C. 1693.
241. *Wright A. E., Griffith M. R., Burke B. F., Ekers R. D.* The Parkes-MIT-NRAO (PMN) Surveys. II. Source Catalog for the Southern Survey ($-87^\circ < \delta < -37^\circ$) // *Astrophysical Journal Supplement*. – 1994. – T. 91. – C. 111.
242. *Murphy T., Sadler E. M., Ekers R. D.* [и др.] The Australia Telescope 20 GHz Survey: the source catalogue // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2010. – T. 402. – C. 2403.
243. *Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N.* [и др.] Planck 2013 results. XXVIII. The Planck Catalogue of Compact Sources // *Astronomy and Astrophysics*. – 2014. – T. 571. – C. A28.
244. *Wright E. L., Chen X., Odegard N.* [и др.] Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Source Catalog // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2009. – T. 180. – C. 283.
245. *Marshall H. L., Harris D. E., Grimes J. P.* [и др.] Structure of the X-Ray Emission from the Jet of 3C 273 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – T. 549. – C. L167.

246. *Sambruna R. M., Urry C. M., Tavecchio F.* [и др.] Chandra Observations of the X-Ray Jet of 3C 273 // *The Astrophysical Journal*. – 2001. – Т. 549. – С. L161.
247. *Siemiginowska A., Bechtold J., Aldcroft T. L.* [и др.] Chandra Discovery of a 300 Kiloparsec X-Ray Jet in the Gigahertz-peaked Spectrum Quasar PKS 1127-145 // *The Astrophysical Journal*. – 2002. – Т. 570. – С. 543.
248. *Siemiginowska A., Stawarz Ł., Cheung C. C.* [и др.] The 300 kpc Long X-Ray Jet in PKS 1127-145, $z = 1.18$ Quasar: Constraining X-Ray Emission Models // *The Astrophysical Journal*. – 2007. – Т. 657. – С. 145.
249. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.] MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz // *The Astronomical Journal*. – 2016. – Т. 152. – С. 12.
250. *Georganopoulos M., Perlman E. S., Kazanas D., McEnery J.* Quasar X-Ray Jets: Gamma-Ray Diagnostics of the Synchrotron and Inverse Compton Hypotheses: The Case of 3C 273 // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Т. 653. – С. L5.
251. *Acero F., Ackermann M., Ajello M.* [и др.] Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. – 2015. – Т. 218. – С. 23.
252. *Edwards P. G., Piner B. G., Tingay S. J.* [и др.] The Parsec-Scale Jet of PKS 0637-752 // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2006. – Т. 58. – С. 233.
253. *Courvoisier T. J. -L.* The bright quasar 3C 273 // *The Astronomy and Astrophysics Review*. – 1998. – Т. 9. – С. 1.
254. *Slee O. B.* Radio sources observed with the Culgoora circular array // *Australian J. Physics*. – 1995. – Т. 48. – С. 143.
255. *Geldzahler B. J., Witzel A.* 31.4- and 89.6-GHz flux density measurements of extragalactic radio sources // *Astronomical Journal*. – 1981. – Т. 86. – С. 1306.
256. *Wright A., Otrupcek R.* Parkes Catalog // *Australia telescope national facility*. – 1990.
257. *Adraou A., Chini R., Albrecht M.* [и др.] Pointing sources for southern submm telescopes // *Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – Т. 376. – С. 1123.
258. *Mingaliyev M. G., Sotnikova Yu. V., Mufakharov T. V., Erkenov A. K., Udovitskiy R. Yu.* A study of the synchrotron component in the blazar spectral energy distributions // *Astrophysical Bulletin*. – 2015. – Т. 70. – С. 264.
259. *Vollmer B., Gassmann B., Derrière S.* [и др.] The SPECFIND V2.0 catalogue of radio cross-identifications and spectra. SPECFIND meets the Virtual Observatory // *Astronomy and Astrophysics*. – 2010. – Т. 511. – С. A53.

260. *Gear W. K., Stevens J. A., Hughes D. H.* [и др.] A comparison of the radio-submillimetre spectra of BL Lacertae objects and flat-spectrum radio quasars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1994. – Т. 2671. – С. 167.
261. *Hovatta T., Nieppola E., Tornikoski M.* [и др.] Long-term radio variability of AGN: flare characteristics // *Astronomy and Astrophysics*. – 2008. – Т. 485. – С. 51.
262. *Moshir M., Copan G., Conrow T.* [и др.] IRAS Faint Source Catalogue, version 2.0. – 1990.
263. *Tingay S. J., Jauncey D. L., King E. A.* [и др.] ATCA Monitoring Observations of 202 Compact Radio Sources in Support of the VSOP AGN Survey // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 2003. – Т. 55. – С. 351.
264. *Burgess A. M., Hunstead R. W.* The Molonglo Southern 4 Jy Sample (MS4). II. ATCA Imaging and Optical Identification // *The Astronomical Journal*. – 2006. – Т. 131. – С. 114.
265. *Cheung C. C., Stawarz Ł., Siemiginowska A.* Confronting X-Ray Emission Models with the Highest Redshift Kiloparsec-Scale Jets: The $z=3.89$ Jet in Quasar 1745+624 // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Т. 650. – С. 679.
266. *Chartas G., Worrall D. M., Birkinshaw M.* [и др.] The Chandra X-Ray Observatory Resolves the X-Ray Morphology and Spectra of a Jet in PKS 0637-752 // *The Astrophysical Journal*. – 2000. – Т. 542. – С. 655.
267. *Mehta K. T., Georganopoulos M., Perlman E. S.* [и др.] Hubble Space Telescope Observations of the Quasar PKS 0637-752: Equipartition Electron-Proton Jet from the Most Complete Spectral Coverage to Date // *The Astrophysical Journal*. – 2009. – Т. 690. – С. 1706.
268. *Uchiyama Y., Urry C. M., Van Duyne J.* [и др.] Spitzer IRAC Imaging of the Relativistic Jet from Superluminal Quasar PKS 0637-752 // *The Astrophysical Journal*. – 2005. – Т. 631. – С. L113.
269. *Conway R. G., Garrington S. T., Perley R. A., Biretta J. A.* Synchrotron radiation from the jet of 3C 273. II. The radio structure and polarization // *Astronomy & Astrophysics*. – 1993. – Т. 267. – С. 347.
270. *Perley R. A., Meisenheimer K.* High-fidelity VLA imaging of the radio structure of 3C 273 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2017. – Т. 601. – С. A35.
271. *Uchiyama Ya., Urry C. M., Cheung C. C.* [и др.] Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope // *The Astrophysical Journal*. – 2006. – Т. 648. – С. 910.
272. *Bahcall J. N., Kirhakos S., Schneider D. P.* [и др.] Hubble Space Telescope and MERLIN Observations of the Jet in 3C 273 // *Astrophysical Journal Letters*. – 1995. – Т. 452. – С. L91.
273. *Jester S., Röser H.-J., Meisenheimer K.* [и др.] HST optical spectral index map of the jet of 3C 273 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2001. – Т. 373. – С. 447.

274. *Jester S., Röser H.-J., Meisenheimer K., Perley R.* The radio-ultraviolet spectral energy distribution of the jet in 3C 273 // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – T. 431. – C. 477.
275. *Harris D. E. and Stern C. P.* X-Ray Emission Associated with the Jet in 3C 273 // *Astrophysical Journal*. – 1987. – T. 313. – C. 136.
276. *Röser H. -J., Meisenheimer K., Neumann M.* [и др.] The jet of 3C 273 observed with ROSAT HRI // *Astronomy and Astrophysics*. – 2000. – T. 360. – C. 99.
277. *Jester S., Harris D. E., Marshall H. L., Meisenheimer K.* New Chandra Observations of the Jet in 3C 273. I. Softer X-Ray than Radio Spectra and the X-Ray Emission Mechanism // *The Astrophysical Journal* . – 2006. – T. 648. – C. 900.
278. *Jester S., Meisenheimer K., Martel A. R.* [и др.] Hubble Space Telescope far-ultraviolet imaging of the jet in 3C273: a common emission component from optical to X-rays // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 2007. – T. 380. – C. 828.
279. *O'Dea C. P., Barvainis R., Challis P. M.* Subarcsecond-Resolution Radio Observations of Sixteen Core-Dominated Quasars and Active Galactic Nuclei // *Astronomical Journal*. – 1988. – T. 96. – C. 435.
280. *Massaro F., Harris D. E., Cheung C. C.* Large-scale Extragalactic Jets in the Chandra Era. I. Data Reduction and Analysis // *The Astrophysical Journal Supplement*. – 2011. – T. 197. – C. 24.
281. *Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M.* [и др.] The First Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope // *The Astrophysical Journal*. – 2010. – T. 715. – C. 429.
282. *Perlman E. S. and Stocke J. T.* New Very Large Array Maps of Highly Core-Dominated BL Lacs: testing Unified Schemes // *Astronomical Journal*. – 1994. – T. 108. – C. 56.
283. *Marscher A. P. and Jorstad S. G.* The Megaparsec-scale X-ray Jet of The BL Lac Object OJ 287 // *The Astrophysical Journal*. – 2011. – T. 729. – C. 26.
284. *Yanny B., Jannuzi B. T., Impey C.* Hubble Space Telescope Imaging of the BL Lacertae Object OJ 287 // *The Astrophysical Journal*. – 1997. – T. 484. – C. L113.
285. *Meyer E. T., Iyer A. R., Reddy K.* [и др.] The Origin of the X-Ray Emission in Two Well-aligned Extragalactic Jets: The Case for IC/CMB // *The Astrophysical Journal Letters*. – 2019. – T. 883. – C. L2.
286. *Dickey J. M. and Lockman F. J.* H I in the Galaxy // *Annual Rev. Astron. Astrophys.* – 1990. – T. 28. – C. 215.
287. *Vega-García L., Lobanov A. P., Perucho M.* [и др.] Multiband RadioAstron space VLBI imaging of the jet in quasar S5 0836+710 // *Astronomy & Astrophysics*. – 2020. – T. 641. – C. A40.

288. *Piner B. G., Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y.* [и др.] Relativistic Jets in the Radio Reference Frame Image Database. II. Blazar Jet Accelerations from the First 10 Years of Data (1994-2003) // The Astrophysical Journal. – 2012. – T. 758. – C. 84.