

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)»  
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау  
Кафедра проблем физики и астрофизики

**Направление подготовки / специальность:** 03.03.01 Прикладные математика и физика  
**Направленность (профиль) подготовки:** Общая и прикладная физика

## **ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГАММА- ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК**

(бакалаврская работа)

**Студент:**

Крамаренко Иван Геннадьевич

---

*(подпись студента)*

**Научный руководитель:**

Пушкарев Александр Борисович,  
д-р физ.-мат. наук

---

*(подпись научного руководителя)*

**Консультант (при наличии):**

---

*(подпись консультанта)*

Москва 2021

## Аннотация

Цель работы заключалась в определении местоположения области формирования гамма-излучения в активных ядрах галактик на основе выборки, состоящей из более чем трехсот источников, наблюдавшихся космическим гамма-телескопом *Fermi* с момента его запуска в 2008 году. Проводился корреляционный анализ между спектральной плотностью потока радиоизлучения на 15 ГГц, измеренной радиоинтерферометром VLBA, и потоком гамма-квантов в диапазоне 0.1–300 ГэВ. Было обнаружено, что в системе отсчета источника излучение в радиодиапазоне отстает от гамма-излучения, как правило, на два-три месяца, при этом джет вне центральной компактной области приносит вклад в значимую корреляцию на больших временных задержках. Сделан вывод о том, что гамма-излучение преимущественно рождается в пределах VLBA ядра, наблюдаемого на 15 ГГц. Совместный анализ временных задержек, кинематики выбросов, а также частотного сдвига положения ядра позволил установить, что зона формирования гамма-излучения типично находится в джете на расстоянии нескольких парсек от черной дыры, т. е. за пределами области широких эмиссионных линий.

## Благодарности

Выражаю благодарность своему научному руководителю Александру Борисовичу Пушкареву, а также Юрию Юрьевичу Ковалеву за помощь при подготовке дипломной работы.

Благодарю преподавателей кафедры проблем физики и астрофизики за приобретенные знания, значительно расширившие мой научный кругозор.

Также выражаю признательность своим школьным наставникам – Валентину Валентиновичу Воронову и Александру Станиславовичу Цветкову – за вклад в развитие моего интереса к физике и астрономии.

Отдельное спасибо родителям и друзьям, оказывавшим моральную и духовную поддержку во время моей учебы в университете.

Исследование было поддержано Российским научным фондом (грант 20-72-10078) и фондом имени Геннадия Комиссарова.

# Содержание

1	Введение: гамма-излучение в активных ядрах галактик . . . . .	4
2	Выборка объектов . . . . .	8
3	Данные наблюдений . . . . .	10
3.1	Радиоинтерферометр VLBA . . . . .	10
3.2	Космический гамма-телескоп <i>Fermi</i> . . . . .	10
3.2.1	Кривые блеска с недельным усреднением . . . . .	10
3.2.2	Адаптивный биннинг . . . . .	11
4	Метод корреляционного анализа . . . . .	13
4.1	z-трансформированная дискретная корреляционная функция . . . . .	13
4.2	Стаковый корреляционный анализ . . . . .	16
5	Временная задержка между радио- и гамма-излучением . . . . .	18
5.1	Стаковые корреляционные кривые . . . . .	18
5.2	Недельный и адаптивный биннинг . . . . .	19
5.3	Система отсчета источника . . . . .	21
5.4	Внешние области излучения джета на масштабах парсек . . . . .	21
6	Локализация гамма-излучения . . . . .	24
6.1	Локализация по стаковым корреляционным кривым . . . . .	24
6.2	Индивидуальные временные задержки . . . . .	25
6.3	Область формирования гамма-излучения . . . . .	29
6.3.1	Расстояние от центральной черной дыры . . . . .	29
6.3.2	Протяженность области . . . . .	34
7	Заключение . . . . .	37
	Список литературы . . . . .	37
A	Приложение . . . . .	42

# 1 Введение: гамма-излучение в активных ядрах галактик

Вопрос об основном механизме формирования гамма-излучения в активных ядрах галактик (АЯГ) остается открытым на протяжении последних нескольких десятков лет. Отсутствие подходящих наблюдательных инструментов, позволивших бы разрешить структуру АЯГ в гамма-диапазоне, а также разнообразие физических явлений, происходящих в этих астрофизических объектах, привело к возникновению многочисленных гипотез о природе регистрируемого гамма-излучения. Первым важным шагом на пути к разрешению этой проблемы можно назвать открытие связи между высокоэнергетическим излучением и активностью джета (напр., [Dermer & Schlickeiser, 1992](#); [von Montigny et al., 1995](#)), что явилось результатом анализа данных, полученных на телескопе *CGRO/EGRET* (*Compton Gamma-Ray Observatory/Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope*, [Hartman et al., 1999](#)). Спустя некоторое время этот вывод был подтвержден наблюдениями на космическом гамма-телескопе *Fermi/LAT* (*Fermi Gamma-Ray Space Telescope/Large Area Telescope*, [Abdollahi et al., 2020](#)). В частности, сообщалось, что фотонный поток в гамма-диапазоне коррелирует с плотностью потока излучения, измеренного радиointерферометром Very Long Baseline Array (VLBA) на 15 ГГц ([Kovalev et al., 2009](#); [Kovalev, 2009](#)), а джеты АЯГ, обнаруженных *Fermi*, имеют в среднем бóльшие видимые скорости ([Lister et al., 2009](#)), доплер-факторы ([Savolainen et al., 2010](#)) и степени поляризации ([Hovatta et al., 2010](#)), бóльшие углы раствора и меньшие видимые углы ([Pushkarev et al., 2009](#)).

В основе наиболее распространенных моделей, объясняющих происхождение гамма-излучения в АЯГ, лежит эффект обратного комптоновского рассеяния мягких (низкоэнергетических) фотонов на релятивистских

электронах джета. В зависимости от того, где находится источник этих фотонов, предлагается несколько различных сценариев. Например, рассеяние могут испытывать синхротронные фотоны, излученные электронами джета; такой физический процесс в англоязычной литературе называется *synchrotron self-Compton mechanism* (SSC; [Maraschi et al., 1992](#); [Marscher & Bloom, 1992](#)). В рамках других подходов рассматривается излучение, образующееся вне джета, а именно: тепловое излучение аккреционного диска ([Dermer & Schlickeiser, 1993](#)); излучение, пришедшее из области широких эмиссионных линий ([Sikora et al., 1994](#)); инфракрасное излучение пылевого тора ([Wagner et al., 1995](#); [Błażejowski et al., 2000](#)) либо медленной оболочки вокруг выброса ([Pushkarev et al., 2019](#) и ссылки в этой работе).

Как видно из приведенных моделей, локализация области формирования гамма-излучения позволила бы конкретизировать возможные источники мягких фотонов. Принципиальным является вопрос о том, рождается ли гамма-излучение внутри или за пределами области широких эмиссионных линий, иначе говоря, на суб-парсековых или парсековых расстояниях от черной дыры. Основными наблюдательными аргументами в пользу первого варианта являются: (i) провал в спектре на энергиях порядка нескольких ГэВ из-за рождения электрон-позитронных пар в процессе  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$  ([Poutanen & Stern, 2010](#)); (ii) быстрота изменения потока гамма-излучения – характерные времена иногда не превышают нескольких часов или даже минут (напр., [Tavecchio et al., 2010](#); [Nalewajko et al., 2014](#); [Ackermann et al., 2016](#)). С другой стороны, наблюдения, проведенные на отдельных радиотелескопах или посредством радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), показывают, что излучение на низких и высоких энергиях пространственно связано между собой, что подтверждает гипотезу об образовании гамма-излучения на парсековых расстояниях. В работе [Jorstad et al. \(2001\)](#) было обнаружено, что вспышки в гамма-диапазоне, зафиксированные ERGET, совпадают с моментом образования

новых VLBA компонент на 22 и 43 ГГц в пределах погрешности  $1\sigma$  (в среднем около 0.2 года). Наблюдения, проведенные в радиообсерватории Metsähovi на частотах 22 и 37 ГГц, показали, что поток гамма-излучения достигает локального максимума на стадии подъема или пика вспышки в радиодиапазоне, ассоциированной с появлением новой РСДБ компоненты (Lähteenmäki & Valtaoja, 2003). Аналогичные результаты были представлены в работе León-Tavares et al. (2011), где исследовалась выборка из 45 блазаров, вошедших в первый каталог LAT (LAT First Source Catalog). Однако выполненный в работе Pushkarev et al. (2010) корреляционный анализ между плотностью потока радиоизлучения АЯГ, наблюдавшихся в проекте MOJAVE (Monitoring of Jets in AGN with VLBA Experiments) на частоте 15 ГГц, и потоком гамма-излучения не выявил значимую корреляцию для внешних VLBA компонент. Напротив, корреляция была статистически значимой при рассмотрении радиоизлучения VLBA ядра, и, кроме того, получилось, что гамма-излучение опережает радиоизлучение. Было высказано предположение о том, что временная задержка возникает вследствие обратно-пропорциональной зависимости радиуса ядра  $r_c$  от частоты излучения  $\nu$ :  $r_c \propto \nu^{-1}$  (Blandford & Königl, 1979), из-за чего гамма-излучение покидает джет без задержки, а синхротронным фотонам требуется несколько месяцев, чтобы достичь поверхности, где оптическая толщина  $\tau$  сравнивается с единицей и радиоизлучение станет обнаруживаемым.

Вскоре после запуска *Fermi* была озвучена мысль о том, что в гамма-диапазоне требуются наблюдения за большой промежуток времени, чтобы добиться более высокой статистической значимости корреляционного анализа (Max-Moerbeck et al., 2014). За более чем десятилетний период существования *Fermi* были накоплены данные наблюдений нескольких тысяч гамма-ярких блазаров (Abdollahi et al., 2020), что предоставляет богатые возможности для исследования гамма-излучения в АЯГ. В данной работе проводился корреляционный анализ между спектральной плотностью по-

тока радиоизлучения, полученной на радиоинтерферометре VLBA на частоте 15 ГГц, и потоком гамма-излучения в диапазоне 0.1—300 ГэВ. Была поставлена цель ответить на следующие вопросы: (i) рождаются ли гамма-кванты внутри VLBA ядра, наблюдаемого на 15 ГГц, или за его пределами; (ii) как расположена зона формирования гамма-излучения по отношению к границе области широких эмиссионных линий.

Работа имеет следующую структуру. В [Разд. 2](#) и [Разд. 3](#) дается описание выборки источников и данных наблюдений, соответственно. В [Разд. 4](#) приводится краткое описание метода z-трансформированной дискретной корреляционной функции. В [Разд. 5](#) представлены результаты корреляционного анализа, а в [Разд. 6](#) проведена локализация гамма-излучения в объектах выборки. [Разд. 7](#) содержит основные выводы исследования. В работе используется стандартная космологическая модель с параметрами  $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$  и  $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  ([Komatsu et al., 2009](#)).

## 2 Выборка объектов

Исследуемая выборка состоит из 331 АЯГ, наблюдавшихся в рамках проекта MOJAVE и позиционно-ассоциированных с гамма-яркими блазарами из каталога *Fermi* LAT 10-year Source Catalog (4FGL-DR2, [Abdollahi et al., 2020](#)). Объект исключался из рассмотрения, если было выполнено хотя бы одно из следующих условий: (i) количество доступных радиоэпох было меньше пяти с 2008 г.; (ii) галактическая широта  $|b| < 10^\circ$  (проверено, что это не влияет на конечные выводы). Отметим, что 198 исследуемых источников входят в статистически полную выборку из 232 АЯГ, у которых плотность потока радиоизлучения на 15 ГГц превосходит 1.5 Ян на любую эпоху между 1994.0 и 2019.0 ([Lister et al., 2019](#)). АЯГ, включенные в текущий анализ, представлены в [Табл. A1 \(Прил. A\)](#); оптические классы, красные смещения  $z$  и медианные видимые скорости джета  $\beta_{\text{app}}$  взяты из работы [Lister et al. \(2019\)](#). Выборка состоит из 194 квазаров, 112 лацертид, 13 радиогалактик, шести сейфертовских галактик типа 1 и шести источников с неизвестным оптическим классом. Красные смещения известны для 278 (84%) АЯГ и имеют медиану 0.75 (см. [Рис. 1](#)). Для каждого из источников величина  $\beta_{\text{app}}$  бралась как медианная видимая скорость по всем VLBA компонентам, за исключением компонент с флагом *slow pattern speed*. Если имелось четное количество компонент, то бралось среднее от центральных значений (то же самое и для погрешностей). Видимые скорости известны для 245 (74%) АЯГ и имеют медиану 5.1  $c$ , где  $c$  – скорость света. Заметим, что они получены по данным VLBA с более ранней верхней границей по эпохе наблюдений (26 декабря 2016), чем та, которая установлена для плотности потока радиоизлучения (4 августа 2019), по причине завершения РСДБ-наблюдений большой выборки источников в рамках проекта MOJAVE. Наиболее вероятный угол  $\theta$  между направлением джета и лучом зрения оценивается согласно следующей формуле ([Cohen et al., 2007](#),

Figure 2b):  $\theta \sim 0.5c\beta_{\text{app}}^{-1} \sim 0.1$  рад. Это соотношение будет использовано в Разд. 6 для перевода расстояний из проекционной шкалы в абсолютную.

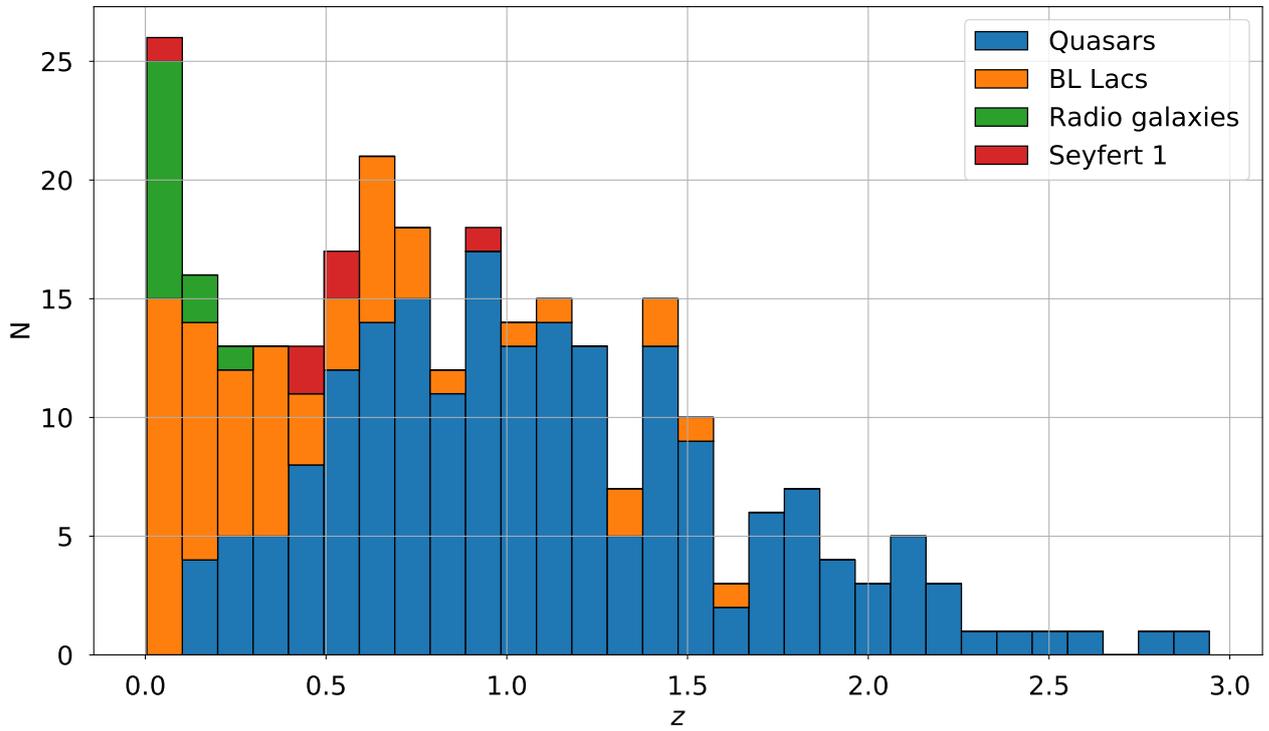


Рис. 1. Распределение красных смещений для разных оптических классов источников (квазары, лацертиды, радиогалактики, сейфертовские галактики типа 1).

## 3 Данные наблюдений

### 3.1 Радиоинтерферометр VLBA

В радиодиапазоне использовались данные, полученные на радиоинтерферометре VLBA в рамках проекта MOJAVE (Lister et al., 2018) на частоте 15 ГГц. Всего в период с 6 января 2005 г. по 4 августа 2019 г. было проведено 4275 наблюдений АЯГ, принадлежащих к исследуемой выборке, на 376 уникальных радиоэпохах (Lister et al. 2021, MOJAVE XVIII, in prep.). При обработке данных плотность потока радиоизлучения аппроксимировалась конечным набором круговых или эллиптических гауссовых компонент. Относительная погрешность амплитудной шкалы радиопотоков оценивается в 5% (Homan et al., 2002; Kovalev et al., 2005). Отметим, что данные в радиодиапазоне распределены неравномерно по времени, а медианные скважности наблюдений разных источников существенно отличаются друг от друга, варьируясь от 20 дней до 1 года, поскольку определяются скоростью морфологических изменений в АЯГ.

### 3.2 Космический гамма-телескоп *Fermi*

#### 3.2.1 Кривые блеска с недельным усреднением

Для построения кривых блеска в гамма-диапазоне с недельным усреднением были задействованы данные, полученные на телескопе *Fermi*/LAT (Atwood et al., 2009) в период с 4 августа 2008 г. по 1 января 2020 г. Использовался пакет программного обеспечения FermiTools версии V11R5P3. Процедура обработки данных, описанная в деталях на сайте *Fermi*<sup>1</sup>, состояла из двух этапов: биннинга и вычисления функции максимального правдоподобия. Фотонный поток суммировался в диапазоне 0.1—300 ГэВ, параметр

---

<sup>1</sup>[https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8\\_usage.html](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Pass8_usage.html)

ROI (угловой размер области вокруг исследуемого источника для учета влияния проекционно-близких объектов на поток целевого источника) был положен равным  $10^\circ$ . Использовалась модель диффузионного излучения галактики GLL\_IEM\_V07.FITS. Вычислялись функции правдоподобия  $L_1$  (с присутствующим источником в рассматриваемой области) и  $L_0$  (без источника). Если для какого-то бина значение TS (test statistics), определенного как  $2 \ln(L_1/L_0)$ , было  $< 4$  (что приблизительно соответствует  $2\sigma$ ) или количество предсказанных фотонов  $< 10$ , то вычислялся верхний предел потока (Abdo et al., 2011).

### 3.2.2 Адаптивный биннинг

На основе метода, предложенного в работе Lott et al. (2012), были также построены адаптивные кривые блеска с постоянной относительной погрешностью потока  $\sim 20\%$ . Он применяется в предположении степенного энергетического спектра, что с высокой точностью выполнено для блазаров, наблюдавшихся на LAT (Abdo et al., 2010). В сравнении с недельным усреднением, адаптивный биннинг позволяет получить больше информации о потоке гамма-излучения, поскольку не предполагает фиксированную ширину бина. Благодаря адаптивному подходу удается обнаружить вспышки потока продолжительностью менее 1 минуты в таких объектах мощного излучения, как квазары 2251+158 (3C454.3) и 1253-055 (3C279). В качестве иллюстрации на Рис. 2 приведены кривые блеска квазара 0805-077 в радио- и гамма-диапазоне.

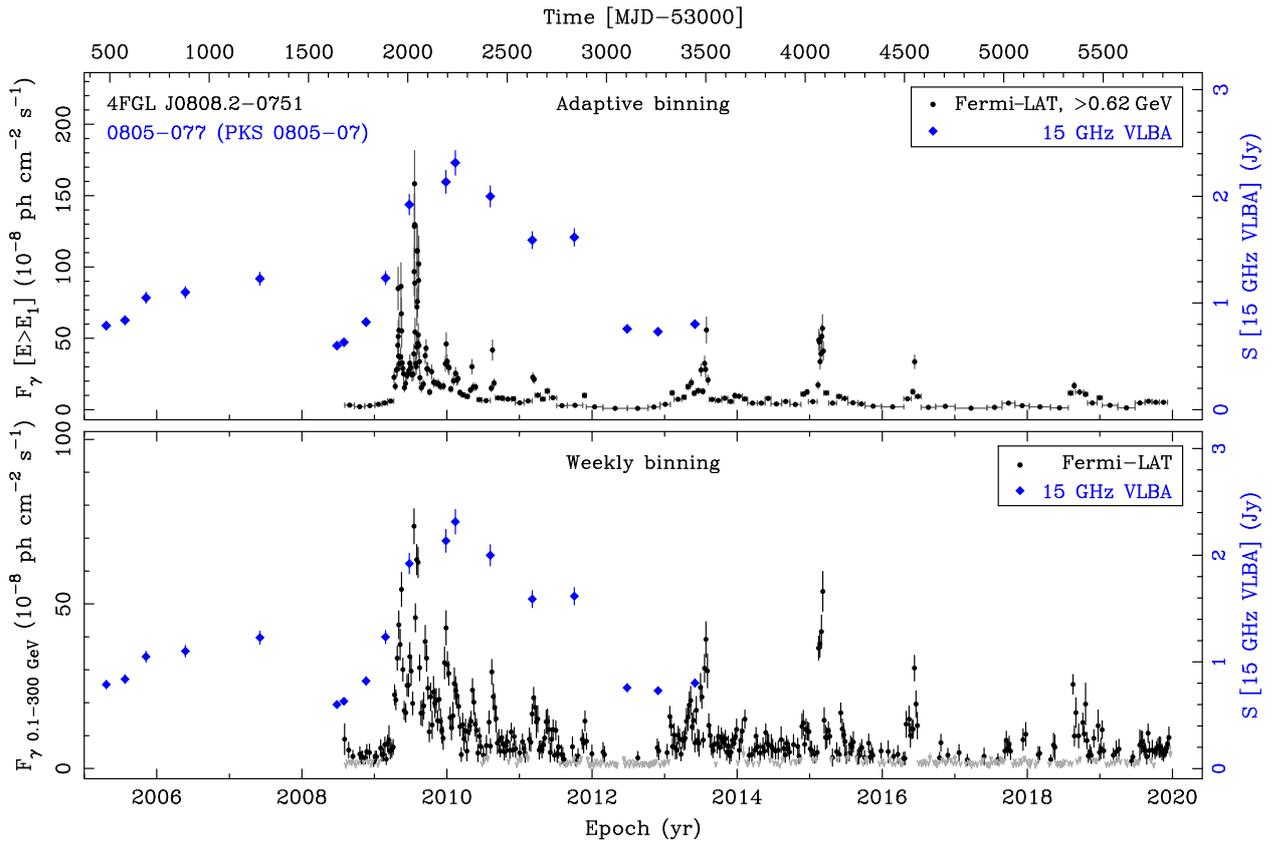


Рис. 2. Кривые блеска с адаптивным (сверху) и недельным (снизу) биннингом гамма-излучения квазара 0805–077. Серые стрелки обозначают верхние пределы измерений. Величины интегральной по карте VLBA плотности потока радиоизлучения на 15 ГГц изображены синим цветом.

## 4 Метод корреляционного анализа

### 4.1 z-трансформированная дискретная корреляционная функция

Чтобы выяснить, существует ли статистически значимая временная задержка между плотностью потока радиоизлучения на частоте 15 ГГц и потоком гамма-квантов в диапазоне 0.1–300 ГэВ, был использован метод z-трансформированной дискретной корреляционной функции (zDCF; [Alexander, 1997](#)). Этот способ анализа временных рядов оказывается особенно эффективен в случае неоднородных данных с большой скважностью, что, как уже обсуждалось в [Разд. 3.1](#), характерно для наблюдений, проводимых на VLBA. Заметим, что другой распространенный подход – метод интерполяционной функции ([Gaskell & Peterson, 1987](#)) – предполагает, что кривые блеска меняются плавно, и, кроме того, не предоставляет оценку на величину погрешности коэффициента корреляции. В свою очередь, альтернативный ему метод дискретной корреляционной функции (DCF; [Edelson & Krolik, 1988](#)), суть которого сводится к объединению данных в бины одинаковой ширины и последующему вычислению коэффициента корреляции Пирсона, тоже обладает определенными недостатками. В частности, он не учитывает, что коэффициент корреляции  $r$  не соответствует нормальному распределению, и поэтому формула среднеквадратичного отклонения не подходит для оценки погрешности. Вдобавок, способ биннинга в рамках DCF приводит к тому, что на некоторых временных задержках коэффициент корреляции рассчитывается по недостаточно большому набору данных. Напротив, благодаря выполняемому z-преобразованию и адаптивному подходу к биннингу метод zDCF не обладает вышеупомянутыми недочетами и поэтому является наиболее предпочтительным среди существующих методов корреляционного анализа временных рядов.

Алгоритм распределения данных по бинам для вычисления zDCF состоит из следующих шагов. Сначала для каждой пары измерений, одно из которых берется из радиодиапазона ( $r(t_i)$ ), а другое – из гамма-диапазона ( $g(t_j)$ ;  $t_j$  соответствует центральной точке  $j$ -го бина, принадлежащего кривой блеска), определяется временная задержка  $\tau_{ij} = t_i - t_j$ , после чего эти задержки сортируются в порядке возрастания. Договоримся, что положительная временная задержка соответствует тому случаю, когда гамма-излучение предшествует излучению в радиодиапазоне. Далее потоки распределяются по бинам с  $n_{\min} = 11$  парами, при этом разбиение ведется от медианного значения временной задержки к её максимальной величине, после чего эта процедура повторяется в обратном направлении, т.е. в сторону минимума  $\tau_{ij}$ . Чтобы избежать попадания зависимых друг от друга величин в один и тот же бин, очередная пара потоков исключается, если в бин уже входит одно из измерений (либо в гамма-, либо в радиодиапазоне). Если для рассматриваемой пары потоков с соответствующей ей временной задержкой  $\tau''$  выполнено  $|\tau'' - \tau'| < \varepsilon$ , где  $\tau'$  – это временная задержка предыдущей добавленной пары, а  $\varepsilon = 3$  дня – малый по сравнению с максимальной временной задержкой параметр, то она тоже добавляется в бин, даже если в нем уже имеется  $n_{\min}$  пар. Это делается для того, чтобы избежать искусственного разделения пар с близкими временными задержками. Было проверено, что выбор параметров  $n_{\min}$  и  $\varepsilon$  практически не влияет на корреляционную кривую, если они варьируются в разумных пределах:  $7 \lesssim n_{\min} \lesssim 20$ ,  $0.1 \lesssim \varepsilon \lesssim 10$  (в последнем неравенстве  $\varepsilon$  записано в сутках).

На следующем этапе для каждого бина вычисляется коэффициент корреляции Пирсона  $r$ , после чего проводится z-преобразование:  $z = \tanh^{-1} r$ , и оцениваются среднее  $\bar{z}$  и дисперсия  $s_z$  величины  $z$  (см. уравнения 5 и 6

в [Alexander 1997](#)). Погрешность  $r$  определяется по формуле

$$\Delta r_{\pm} = |\tanh(\bar{z} \pm s_z) - r|. \quad (1)$$

Чтобы учесть погрешности исходных данных, было проведено моделирование методом Монте-Карло с  $N_{\text{mc}} = 300$  итерациями, на каждой из которых к  $r(t_i)$  и  $g(t_j)$  прибавлялась ошибка согласно нормальному распределению и заново считалась zDCF. Для определения  $r$  и  $\Delta r_{\pm}$  использовалось среднее от  $z$  по всем итерациям. В целом после этой процедуры корреляционная кривая становится более плавной, сохраняя при этом свои основные черты (в частности, ширину и положение пика). Пример zDCF, вычисленной для квазара 1510–089, приведен на [Рис. 3](#). Корреляционные кривые, рассчитанные для отдельных источников, в дальнейшем будем называть *индивидуальными*.

Заметим, что метод zDCF требует по крайней мере  $n_{\text{min}} = 11$  измерений в каждом из диапазонов излучения, чтобы обеспечить внятную статистическую значимость коэффициента корреляции. Однако лишь 42% источников исследуемой выборки удовлетворяют этому критерию. Чтобы включить и оставшиеся объекты в корреляционный анализ, было ослаблено ограничение на вхождение статистически зависимых пар в бин таким образом, чтобы каждое измерение могло попасть в бин дважды. Безусловно, описанная модификация алгоритма приводит к нарушению статистической независимости величин, для которых вычисляется коэффициент корреляции, поэтому в дальнейшем анализ будет проводиться в первую очередь по выборке, состоящей из источников с 11-ю доступными радио-эпохами и более, а результаты, полученные на основе полной выборки, будут выступать лишь в качестве дополнительного аргумента.

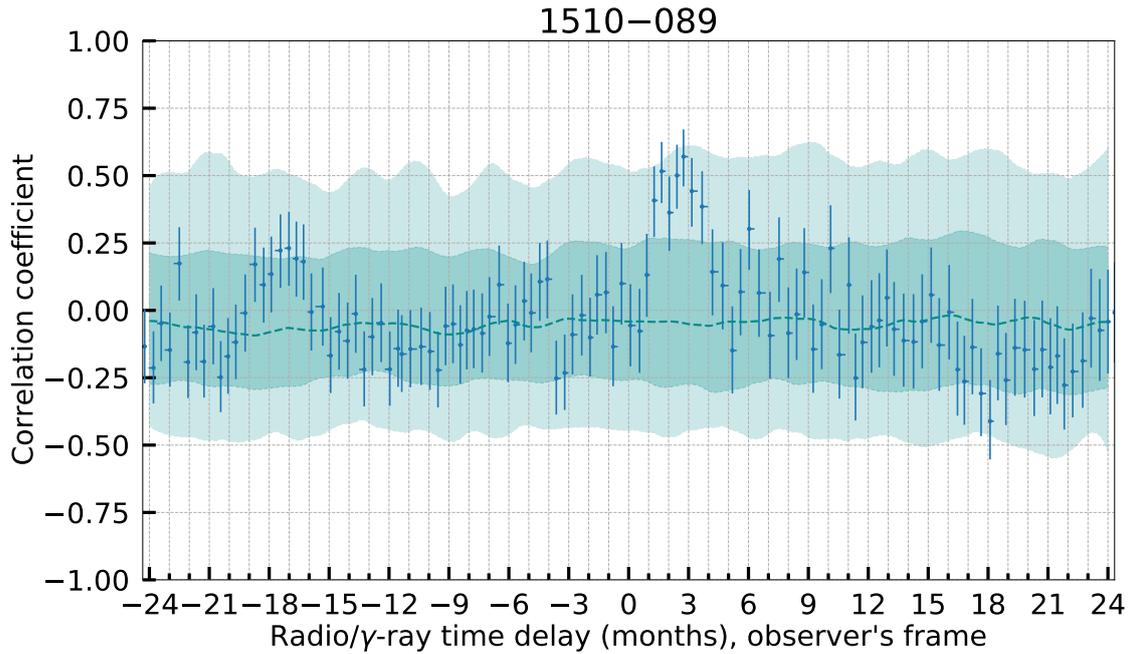


Рис. 3.  $z$ -трансформированная дискретная корреляционная функция, вычисленная для квазара 1510–089. Ось абсцисс: временная задержка между радиоизлучением VLBA ядра на 15 ГГц и гамма-излучением (в месяцах). Ось ординат: корреляционный коэффициент. В качестве данных в гамма-диапазоне использовалась кривая блеска, построенная методом адаптивного биннинга. Темно-синие и светло-синие области обозначают уровни 68 и 95% значимости, соответственно. Процедура определения уровней значимости для индивидуальных корреляционных кривых описана в [Разд. 6.2](#).

## 4.2 Стаковый корреляционный анализ

Прежде чем обратиться к анализу индивидуальных корреляционных кривых, следует определить типичную для выборки временную задержку, если таковая имеется, на основе *стакового* анализа – суммарного анализа по всем источникам. С этой целью на временной оси были сделаны отсечки с шагом в 1 день, затем для каждой из этих выделенных временных задержек было найдено медианное значение коэффициента корреляции по выборке. Было проверено, что увеличение шага разбиения в несколько раз значительно не влияет на стаковую  $z$ DCF. Для устранения локальных вариаций корреляционной кривой был применен фильтр Савицкого-Голея ([Savitzky & Golay, 1964](#)) с шириной окна 3 месяца и 1.5 месяца для системы отсчетов

наблюдателя и системы отсчета источника, соответственно, и сглаживающим полиномом третьего порядка. Уровни значимости определялись путем случайного перемешивания кривых блеска в гамма-диапазоне между источниками и последующего перерасчета zDCF. По итогам этой процедуры, повторенной 1000 раз, 68 и 95% уровни значимости определялись как границы интервалов, покрывающих 16—84 и 2.5—97.5 перцентили, соответственно.

## 5 Временная задержка между радио- и гамма-излучением

### 5.1 Стаковые корреляционные кривые

Результаты стакового корреляционного анализа, проведенного между плотностью потока радиоизлучения VLBA ядра на 15 ГГц и фотонным потоком гамма-излучения с недельным усреднением для выборки АЯГ, имеющих не менее 11-ти радио-эпох в интересующем интервале времени, представлены на [Рис. 4](#). Для устранения возможных ошибок, связанных с использованием верхних пределов, в гамма-диапазоне были наложены ограничения (i) на параметр TS:  $TS > 7$ ; (ii) на количество предсказанных фотонов  $N_{\text{pr}}$ :  $N_{\text{pr}} > 10$ . Несмотря на то, что выбор границы, по которой проводится отбор коррелируемых величин, существенно влияет на их количество (например, уже при  $TS > 4$  в гамма-диапазоне остается только половина данных), форма корреляционной кривой остается практически неизменной. Итак, [Рис. 4](#) показывает, что в системе отсчета источника максимальному значению коэффициента корреляции (0.125) соответствует статистически значимая (выше уровня 95%) временная задержка порядка 3-5 месяцев. Таким образом, радиоизлучение отстает от потока гамма-квантов на несколько месяцев, что подтверждает результат, полученный ранее по меньшей выборке в работе [Pushkarev et al. \(2010\)](#). В силу того, что доступные данные в радиодиапазоне покрывают интервал времени, начинающийся раньше старта наблюдений на *Fermi*, количество источников, используемых для нахождения медианного корреляционного коэффициента (на [Рис. 4](#) обозначены зеленой пунктирной линией), убывает в сторону положительных временных задержек. Если обратиться к анализу полной выборки и применить подход, описанный в [Разд. 4.2](#), то положение пика на стаковой корреляционной кри-

вой окажется таким же, при этом его величина уменьшится до 0.10 вместе с сужением интервалов значимости примерно в два раза. Вдобавок проводился такой же анализ по источникам, которые входят в статистически полную выборку АЯГ, ограниченной по плотности потока ( $> 1.5$  Ян, [Lister et al., 2019](#)) на 15 ГГц, и существенных отличий обнаружено не было.

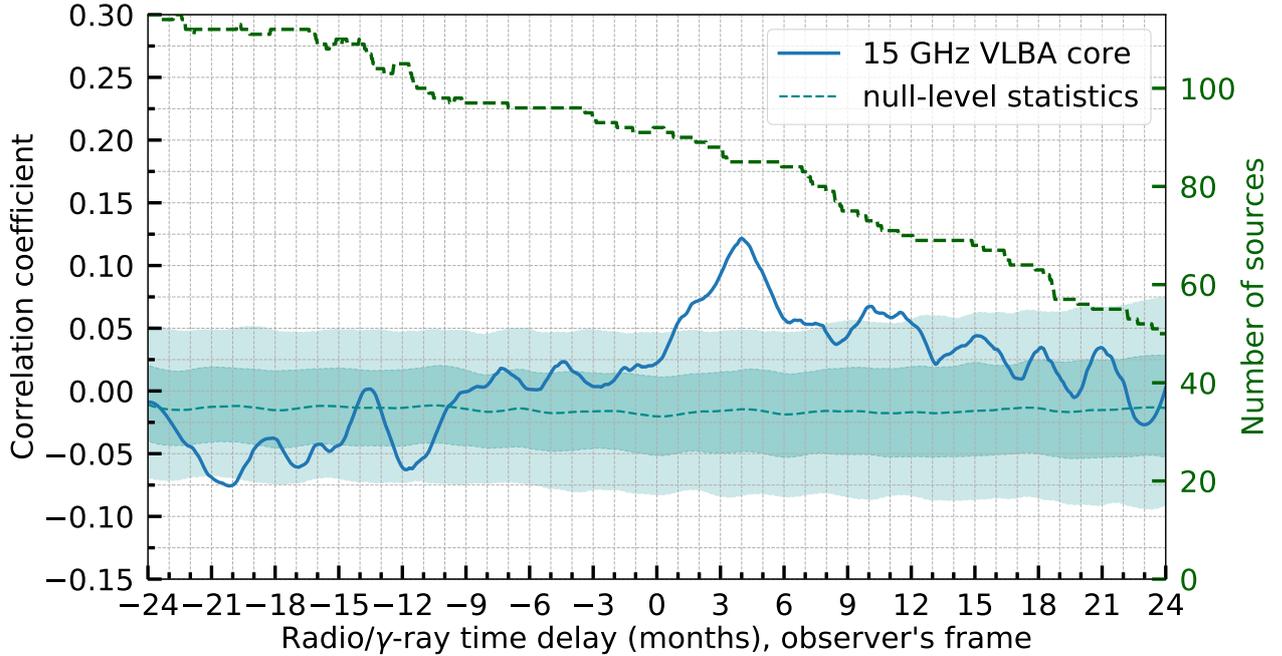


Рис. 4. Стаковая  $z$ -трансформированная дискретная корреляционная функция, характеризующая временную задержку между фотонным потоком в гамма-диапазоне с недельным усреднением и плотностью потока радиоизлучения VLBA ядра на 15 ГГц в системе отсчета наблюдателя (жирная синяя линия). Темно-синие и светло-синие области обозначают уровни 68 и 95% значимости, соответственно. Пунктирная зеленая линия показывает количество источников, по которым вычислялся медианный корреляционный коэффициент.

## 5.2 Недельный и адаптивный биннинг

Если вместо данных с недельным усреднением потока гамма-излучения использовать кривые блеска, построенные методом адаптивного биннинга, то максимальное значение коэффициента корреляции на стаковой  $z$ DCF возрастает (0.17 вместо 0.125; [Рис. 5](#)). Этот результат указывает на то, что адаптивный биннинг позволяет более детально установить истинную

структуру кривой блеска источника. Короткие и мощные вспышки размываются при недельном усреднении, поэтому статистически значимая корреляция устанавливается труднее. Кроме того, при адаптивном биннинге стачковые корреляционные кривые слабее зависят от ограничений на  $TS$  и  $N_{\text{pred}}$ , что является дополнительным аргументом в пользу использования этого подхода.

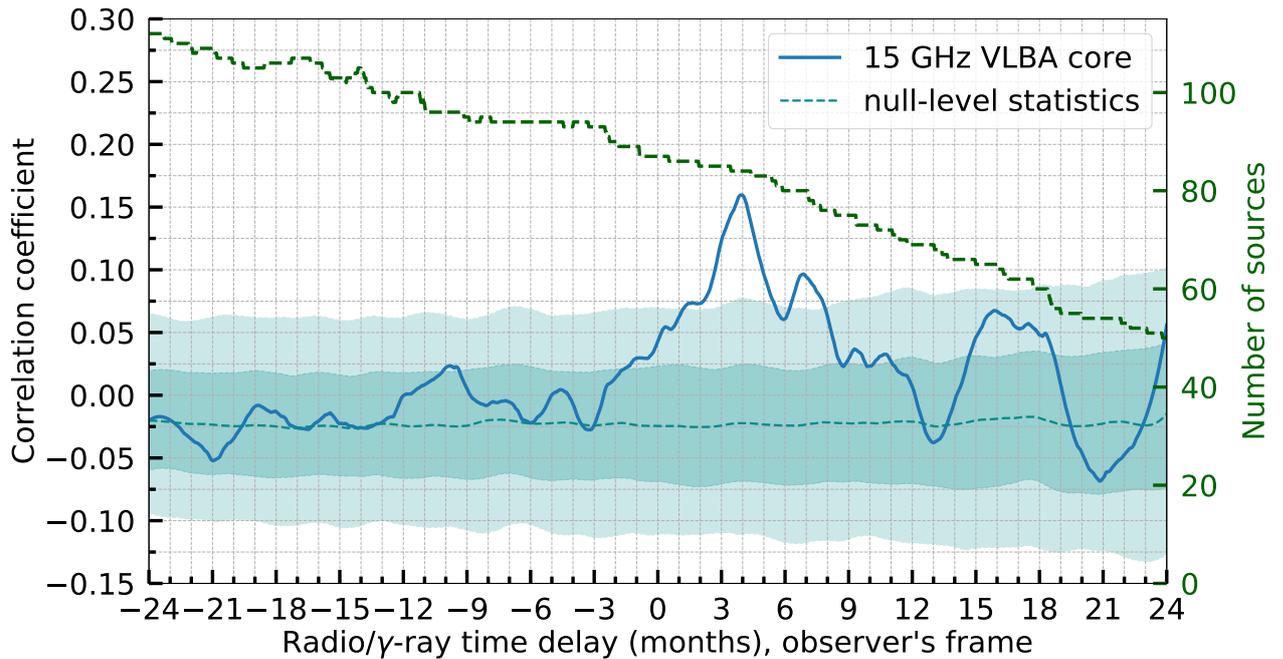


Рис. 5. Те же кривые, что и на Рис. 4, только при построении использовались адаптивные кривые блеска в гамма-диапазоне.

Стаковый корреляционный анализ проводился также для источников, входящих в половину наиболее ярких объектов, что определялось по медианному гамма-поток, полученному при помощи адаптивного биннинга. Выяснилось, что максимальный корреляционный коэффициент снова увеличивается, достигая величины 0.2. Увеличение корреляционного пика также обнаружилось для АЯГ с джетами, имеющими наибольшие видимые скорости, что обуславливается существующей корреляцией между потоком излучения и видимой скоростью.

### 5.3 Система отсчета источника

Эффект космологического красного смещения приводит к тому, что при переходе в систему отсчета источника интервалы времени уменьшаются в  $(1 + z)$  раз. Этим, в частности, объясняется различие между стаковыми корреляционными кривыми, построенными для разных классов источников. Медианное красное смещение у квазаров в несколько раз больше, чем у лацертид (1.1 против 0.25), поэтому их диапазон типичных временных задержек оказывается в несколько раз больше. Поскольку в целом для исследуемой выборки  $z \approx 0.75$ , ожидается, что при учете поправки на красное смещение пик стаковой корреляционной кривой будет расположен приблизительно вдвое ближе к нулевой задержке. Действительно, на [Рис. 6](#) видно, что в системе отсчета источника типичная временная задержка сокращается до 2-3 месяцев, при этом абсолютное значение пика  $zDCF$  сохраняется прежним, оказываясь выше уровня значимости 95%. Отметим, что в работе [Pushkarev et al. \(2010\)](#) задержка получилась несколько меньшей (около 1.2 месяца), что может быть вызвано разными причинами: (i) размер выборки увеличился примерно в два раза; (ii) полностью изменился метод корреляции; (iii) анализ велся по существенно бóльшим объемам данных в обоих, низко- и высокоэнергетических диапазонах.

### 5.4 Внешние области излучения джета на масштабах парсек

Обычно плотность потока радиоизлучения компоненты ядра заметно больше, чем у остальных компонент джета (например, [Kovalev et al., 2005](#); [Pushkarev & Kovalev, 2012](#)), поэтому стаковые корреляционные кривые, построенные с использованием суммарной плотности потока источника, не привносят дополнительную информацию о физических процессах, связан-

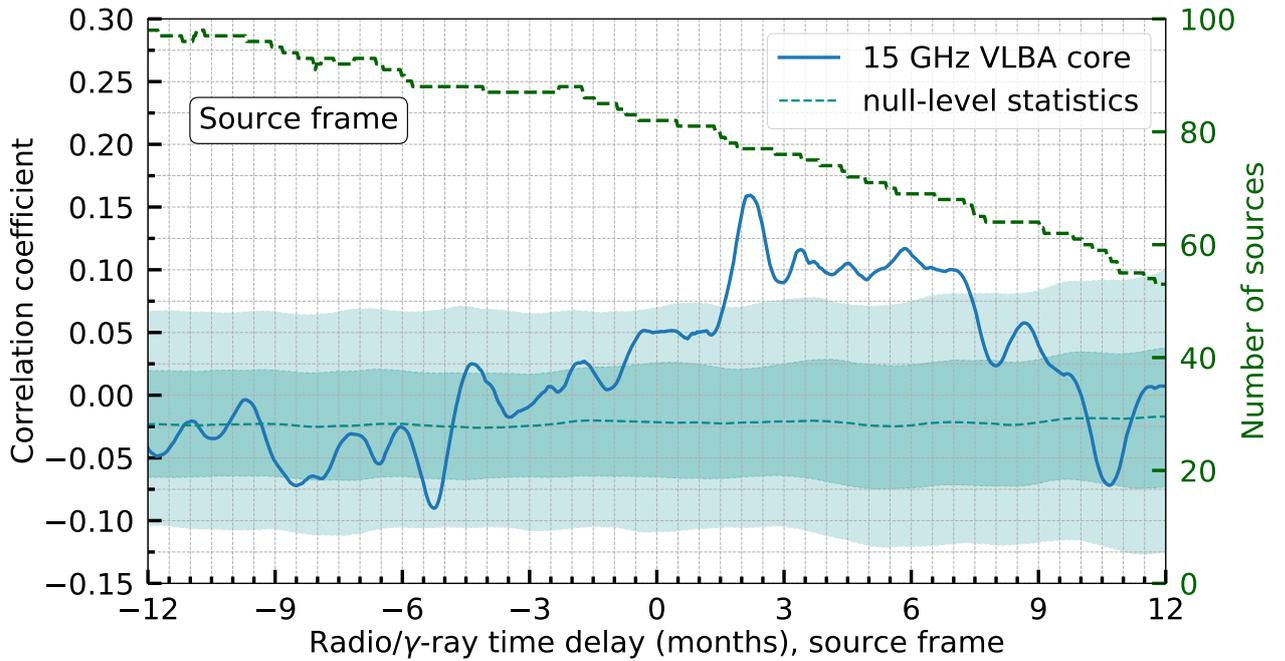


Рис. 6. Те же кривые, что и на Рис. 5, но в системе отсчета источника.

ных с образованием гамма-излучения. Однако стаковый корреляционный анализ с использованием суммарного потока *внешних* компонент джета (т.е. без учета компоненты ядра), напротив, представляет особый интерес, потому что позволяет ответить на вопрос о возможности формирования гамма-излучения на парсековых расстояниях от черной дыры вне VLBA ядра. Выяснилось, что при разных выборах ограничений входных данных по TS и  $N_{\text{pr}}$  на временных задержках, типичных для ядра (5 месяцев и меньше), коэффициент корреляции остается в пределах уровня значимости 68%. Конечно, стоит отметить, что внешняя часть джета включает в себя как новые компоненты, так и остатки старых, поэтому отсутствие пика может быть результатом некогерентной интерференции вкладов отдельных компонент. Однако даже с учетом этой особенности на задержках около 6-7 месяцев – больших, чем установленных ранее, – на стаковой корреляционной кривой был обнаружен статистически значимый ( $>95\%$ ) пик (Рис. 7), что, естественно, требует определенной физической интерпретации.

В работе Savolainen et al. (2002) было показано, что при возникновении

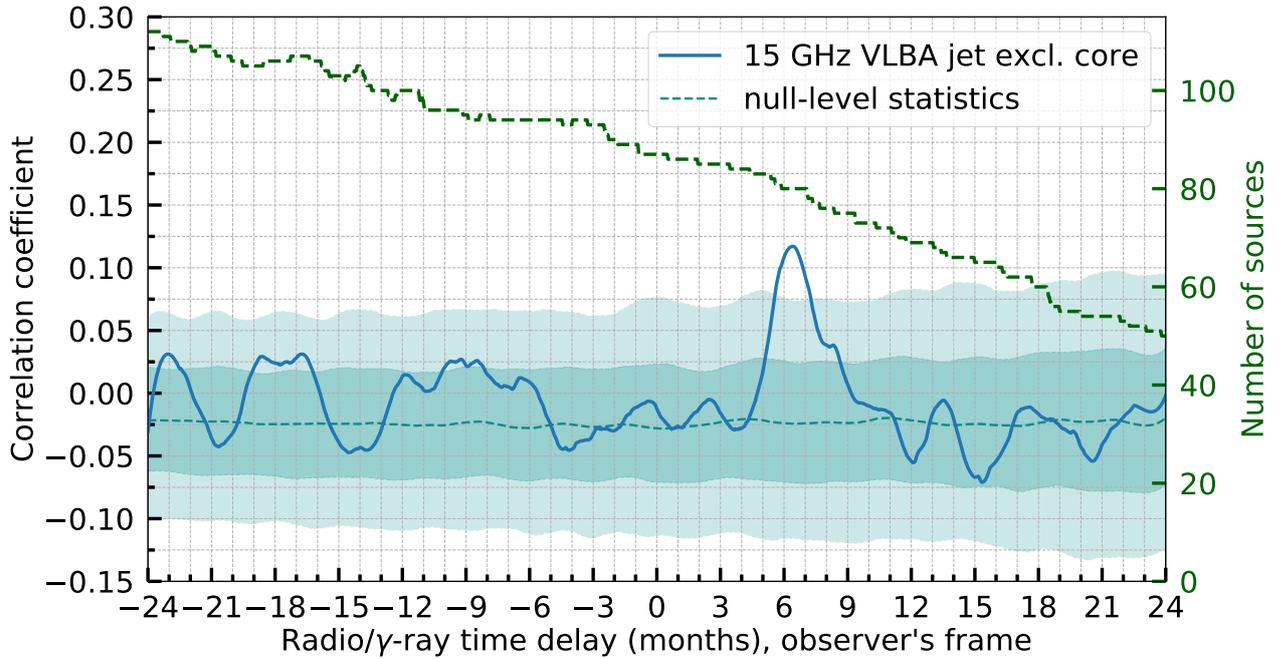


Рис. 7. Те же кривые, что и на Рис. 5, но с использованием плотности потока радиоизлучения внешних по отношению к РСДБ-ядру компонент джета.

новой VLBA компоненты суммарная плотность потока радиоизлучения начинает увеличиваться. В то же время, далеко не для каждой вспышки в радиодиапазоне наблюдается рождение новой компоненты; вместо этого существенное изменение претерпевает плотность потока ядра. Таким образом, подъем стачковой корреляционной кривой, вычисленной для внешних компонент, можно интерпретировать в рамках следующего сценария. Гамма-излучение, образовавшись в пределах VLBA ядра на 15 ГГц, практически сразу покидает эту область. Спустя несколько месяцев плазменное возмущение, проявляющее себя в виде вспышки в радиодиапазоне, достигает поверхности с оптической толщиной  $\tau \sim 1$  (по определению границы ядра), что приводит к образованию новой VLBA компоненты. Тогда временная задержка на Рис. 7 будет являться ни чем иным, как простым следствием корреляции между плотностями потоков ядра и новой появившейся компоненты.

## 6 Локализация гамма-излучения

### 6.1 Локализация по стаковым корреляционным кривым

Стаковый корреляционный анализ показал, что гамма-излучение в АЯГ рождается преимущественно в пределах VLBA ядра на 15 ГГц. Однако по-прежнему остается вопрос о том, как расположен источник жестких фотонов по отношению к области широких эмиссионных линий. Чтобы подступиться к этой проблеме, можно оценить расстояние между зоной формирования гамма-излучения и тем местом, где джет становится прозрачным для радиоизлучения, то есть границей радиоядра.

Временная задержка, полученная методом zDCF, характеризует типичный промежуток времени между пиковыми значениями вспышек в двух диапазонах излучения. Предполагая, что максимум плотности потока радиоизлучения приходится на тот момент, когда плазменное возмущение достигает границы ядра, можно записать следующее уравнение:

$$\Delta r = \frac{\beta_{\text{app}} \Delta t_{\text{obs}}}{(1+z) \sin \theta}, \quad (2)$$

где  $\Delta r = r_c - r_\gamma$  – расстояние между границей ядра ( $r_c$ ) и областью рождения гамма-излучения ( $r_\gamma$ ),  $\beta_{\text{app}}$  – видимая скорость джета,  $\theta$  – угол наблюдения джета,  $z$  – красное смещение,  $\Delta t_{\text{obs}}$  – временная задержка в системе отсчета наблюдателя. Подставив характерные для исследуемой выборки значения величин, входящих в это уравнение ( $\beta_{\text{app}} \approx 5.1 c$ ,  $\Delta t_{\text{obs}} \approx 4$  месяца,  $z \approx 0.75$ ,  $\theta \approx 0.1$ ), получим расстояние около нескольких парсек. С другой стороны, расстояние между ядром как видимым началом джета и непосредственно центром АЯГ оценивается по формуле:

$$r_c \approx \frac{\Omega}{\nu \sin \theta}, \quad (3)$$

где  $\nu$  – частота наблюдений в ГГц,  $\Omega$  – мера сдвига ядра, определяемая следующим образом (Lobanov, 1998):

$$\Omega = 4.85 \cdot 10^{-9} \frac{\Delta r_{\text{mas}} D_L}{(1+z)^2} \frac{1}{\nu_1^{-1/k_r} - \nu_2^{-1/k_r}} \text{pc} \cdot \text{GHz}^{1/k_r}, \quad (4)$$

где  $\Delta r_{\text{mas}}$  – сдвиг ядра в угловых миллисекундах,  $D_L$  – фотометрическое расстояние в парсеках,  $k_r$  – степенной индекс (в дальнейшем предполагаем равенство между плотностью энергии вещества и магнитного поля:  $k_r = 1$ , см. Sokolovsky et al., 2011). Измерения сдвигов ядра дают значения  $r_c$  порядка нескольких парсек, аналогично полученной ранее оценке на  $\Delta r$ . Таким образом, стаковый корреляционный анализ не позволяет ответить на вопрос, поставленный в начале этой главы, поэтому следует перейти к анализу индивидуальных корреляционных кривых и попытаться вычислить рассмотренные выше расстояния для каждого источника в отдельности.

## 6.2 Индивидуальные временные задержки

Чтобы найти временные задержки, соответствующие конкретным источникам, воспользуемся методом функции максимального правдоподобия (см. Alexander, 2013). Далее в этом разделе будем исследовать полную выборку и работать с zDCF, построенной в системе отсчета источника с использованием адаптивных кривых блеска и плотностью потока радиоизлучения компоненты ядра. Для начала выберем диапазон, в котором будем искать пик индивидуальной zDCF: от  $-2$  до 9 месяцев, поскольку именно в этом интервале стаковый коэффициент корреляции превышает уровень значимости 68%. Это частично предотвращает обнаружение пиков, не относящихся к физически взаимосвязанным вспышкам. Все источники, имею-

щие меньше пяти zDCF точек в указанном интервале, были исключены из рассмотрения. Оказывается, что оценка максимального правдоподобия величины  $\Delta t_{\text{obs}}$  всегда в точности совпадает с положением пика корреляционной функции. После выполнения линейной интерполяции между точками zDCF, погрешность временной задержки определяется как интервал, покрывающий 68% площади вокруг максимума (поровну с обеих сторон). Временные задержки с большими погрешностями ( $> 150$  дней) исключались из дальнейшего анализа.

Итоговое распределение временных задержек, вычисленных для 73 объектов, приведено на [Рис. 8](#); численные значения представлены в [Табл. 1](#). Относительно небольшое число источников ( $\sim 1/4$  от полной выборки), для которых удалось определить  $\Delta t_{\text{obs}}$ , связано с особенностями данных в радиодиапазоне (см. конец [Разд. 2](#)) и, как следствие, недостатком точек zDCF в исследуемом интервале для многих объектов выборки. Тот факт, что распределение имеет медиану 96 дней и половина всех значений лежит в пределах от 2 до 5 месяцев, согласуется с положением пика на стаковой корреляционной кривой ([Рис. 5](#)). По источникам с найденными временными задержками проводился отдельный стаковый корреляционный анализ, и было обнаружено, что пик zDCF достигает рекордной отметки 0.25 ([Рис. 9](#)). Однако не только эта часть выборки дает вклад в стаковый корреляционный коэффициент. Анализ, проведенный только по остальным АЯГ, тоже показал наличие характерной временной задержки, хоть и с меньшей статистической значимостью.

Статистическая значимость индивидуальных временных задержек оценивалась по тому же принципу, что и значимость на стаковых корреляционных кривых. Для источников рассчитывались всевозможные zDCF таким образом, что каждый раз плотности потоков радиоизлучения оставались прежними, а в гамма-диапазоне кривая блеска заменялась новой, от другого объекта. Было обнаружено, что временные задержки 29 источников

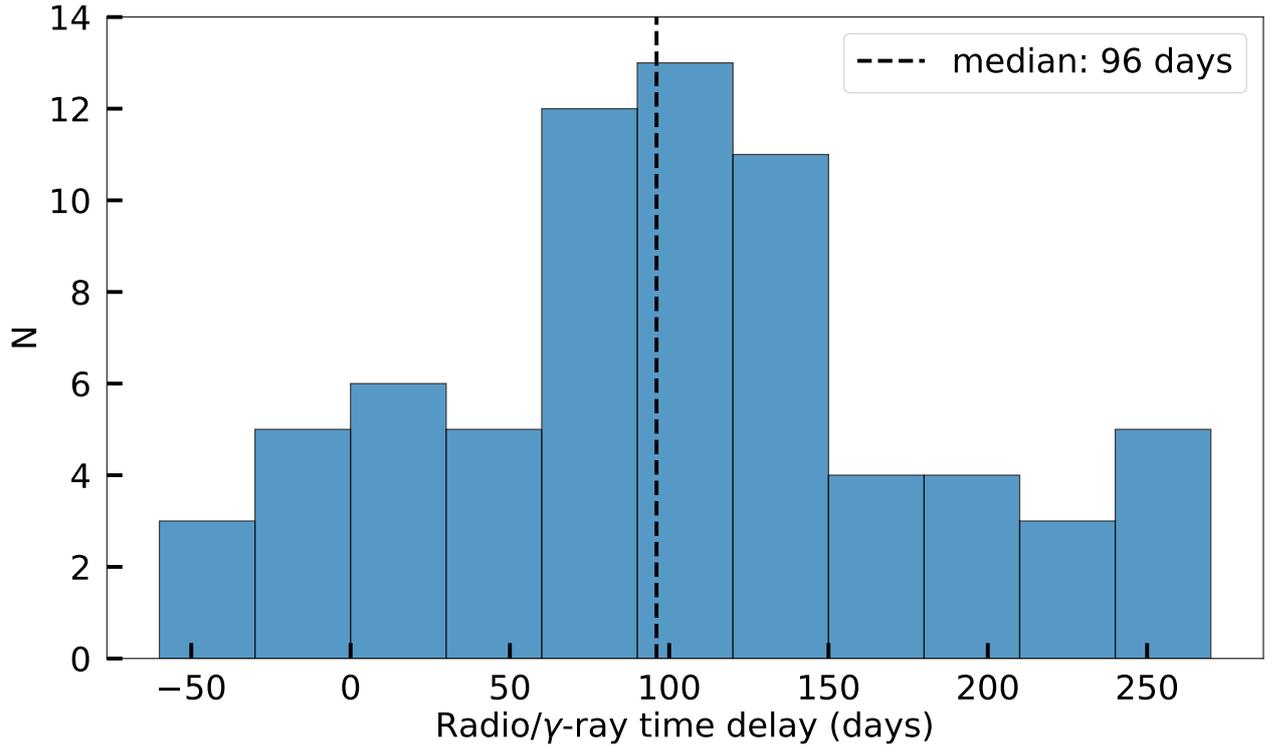


Рис. 8. Распределение временных задержек между радиоизлучением VLBA ядра на 15 ГГц и гамма-излучением в диапазоне 0.1–300 ГэВ, полученное из индивидуальных корреляционных кривых (73 источника).

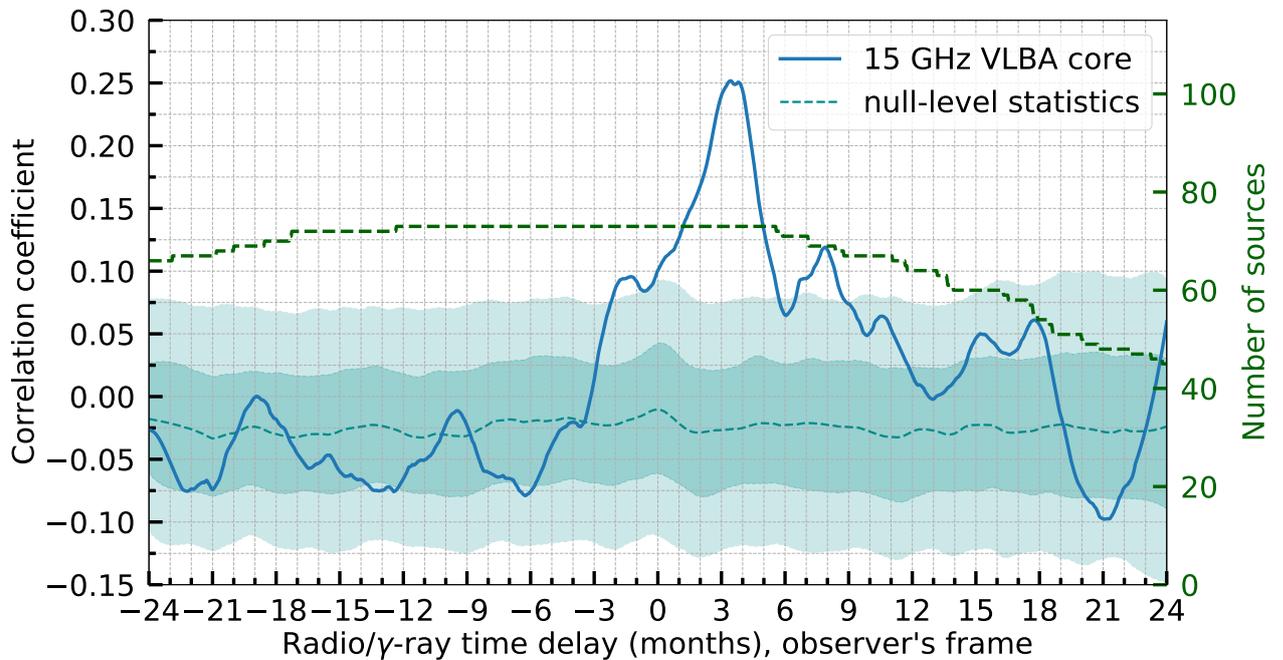


Рис. 9. Те же кривые, что и на Рис. 5, но построенные по 73 источникам, для которых были найдены временные задержки.

Таблица 1. Временные задержки между излучением в радио- и гамма-диапазоне (73 источника, система отсчета наблюдателя).

Источник	$\Delta t_{\text{sour}}$ (сут.)	Источник	$\Delta t_{\text{sour}}$ (сут.)	Источник	$\Delta t_{\text{sour}}$ (сут.)
0110+318	$11^{+70}_{-25}$	1011+496	$259^{+10}_{-112}$	1622-253	$90^{+100}_{-101}$
0130-171	$50^{+94}_{-21}$	1101+384	$47^{+105}_{-87}$	1633+382	$75^{+25}_{-23}$
0141+268	$68^{+35}_{-64}$	1144+402	$102^{+104}_{-82}$	1638+398	$-5^{+46}_{-17}$
0208+106	$73^{+86}_{-28}$	1147+245	$21^{+97}_{-46}$	1641+399	$33^{+43}_{-55}$
0214+083	$107^{+63}_{-44}$	1156+295	$5^{+102}_{-18}$	1700+685	$139^{+58}_{-72}$
0250-225	$-22^{+106}_{-20}$	1215+303	$250^{+12}_{-104}$	1708+433	$126^{+46}_{-137}$
0301-243	$154^{+40}_{-85}$	1222+216	$248^{+10}_{-27}$	1730-130	$94^{+88}_{-133}$
0321+340	$77^{+59}_{-26}$	1226+023	$270^{+12}_{-17}$	1749+096	$142^{+42}_{-84}$
0430+052	$199^{+47}_{-110}$	1227+255	$105^{+16}_{-128}$	1749+701	$-33^{+93}_{-12}$
0440-003	$127^{+89}_{-43}$	1236+049	$-19^{+82}_{-17}$	1803+784	$-14^{+114}_{-19}$
0451-282	$107^{+77}_{-46}$	1244-255	$-22^{+117}_{-15}$	1807+698	$19^{+94}_{-24}$
0506+056	$234^{+17}_{-79}$	1246+586	$71^{+46}_{-43}$	1828+487	$122^{+128}_{-110}$
0603+476	$269^{+22}_{-26}$	1253-055	$98^{+134}_{-88}$	2155+312	$20^{+115}_{-22}$
0716+714	$131^{+13}_{-23}$	1300+248	$123^{+59}_{-77}$	2155-152	$48^{+115}_{-39}$
0722+145	$271^{+17}_{-12}$	1308+326	$96^{+16}_{-11}$	2200+420	$236^{+21}_{-15}$
0735+178	$260^{+27}_{-132}$	1329-049	$200^{+38}_{-121}$	2227-088	$91^{+18}_{-8}$
0736+017	$165^{+13}_{-108}$	1334-127	$121^{+74}_{-142}$	2233-148	$21^{+27}_{-18}$
0738+548	$161^{+62}_{-41}$	1441+252	$102^{+46}_{-22}$	2247-283	$38^{+83}_{-33}$
0806+524	$87^{+101}_{-100}$	1510-089	$82^{+12}_{-30}$	2251+158	$66^{+39}_{-100}$
0836+710	$208^{+17}_{-107}$	1520+319	$158^{+44}_{-18}$	2258-022	$114^{+38}_{-38}$
0846+513	$73^{+119}_{-32}$	1542+616	$65^{+39}_{-27}$	2319+317	$-48^{+26}_{-22}$
0851+202	$73^{+35}_{-25}$	1546+027	$94^{+94}_{-93}$	2342-161	$93^{+39}_{-22}$
0906+015	$122^{+14}_{-22}$	1553+113	$75^{+77}_{-112}$	2345-167	$133^{+72}_{-129}$
0917+449	$181^{+54}_{-54}$	1603+573	$237^{+22}_{-126}$		
0946+006	$127^{+21}_{-136}$	1604+159	$-34^{+149}_{-37}$		

(40% от 73) имеют значимость более  $2\sigma$ , что существенно улучшает результат, полученный в работе [Max-Moerbeck et al. \(2014\)](#). При этом количество источников с низкой значимостью пика на стаковой корреляционной кривой ( $< 1\sigma$ ) оказалось приблизительно вдвое меньше (22%).

## 6.3 Область формирования гамма-излучения

### 6.3.1 Расстояние от центральной черной дыры

После нахождения индивидуальных временных задержек становится возможным оценить расстояние  $r_\gamma$  между черной дырой и областью формирования гамма-излучения для каждого источника по отдельности. Удобно работать с расстоянием в проекционной шкале:  $r_{\gamma,\text{proj}} = r_\gamma \sin \theta$ . Используя [Ур. 2](#) и [Ур. 3](#), получаем:

$$r_{\gamma,\text{proj}} = \frac{\Omega}{\nu} - \frac{\beta_{\text{app}} \Delta t_{\text{obs}}}{1+z}. \quad (5)$$

Для 26 источников используем сдвиги ядра из работы [Pushkarev et al. \(2012\)](#). Они вычислены для пары частот 8 и 15 ГГц и имеют типичную ошибку  $50 \mu\text{as}$ . Еще 5 значений возьмем из [Plavin et al. \(in prep.\)](#). Они найдены для пары 2 и 8 ГГц. Для 30 источников с известными временными задержками, но неизвестными сдвигами ядра, используем значение  $125 \mu\text{as}$  (медиана из [Pushkarev et al., 2012](#)), что оправдано высокой переменностью величины сдвига ядра ([Plavin et al., 2019](#)).

Итоговое распределение расстояний  $r_{\gamma,\text{proj}}$  ([Рис. 10](#); [Табл. 2](#)) состоит из 61 значения и имеет медиану 0.6 пк. Чтобы перейти к абсолютной шкале расстояний  $r_\gamma = r_{\gamma,\text{proj}} / \sin \theta$ , делитель  $\sin \theta$  оценим как  $0.5\beta_{\text{app}}^{-1}c$  (см. [Разд. 2](#)). Полученные таким путем величины  $r_\gamma$  имеют медиану 3.4 пк, что значительно превышает размеры области широких эмиссионных линий ( $\lesssim 0.1$  пк). Кроме этого, для 29 источников (48%) выполнено условие

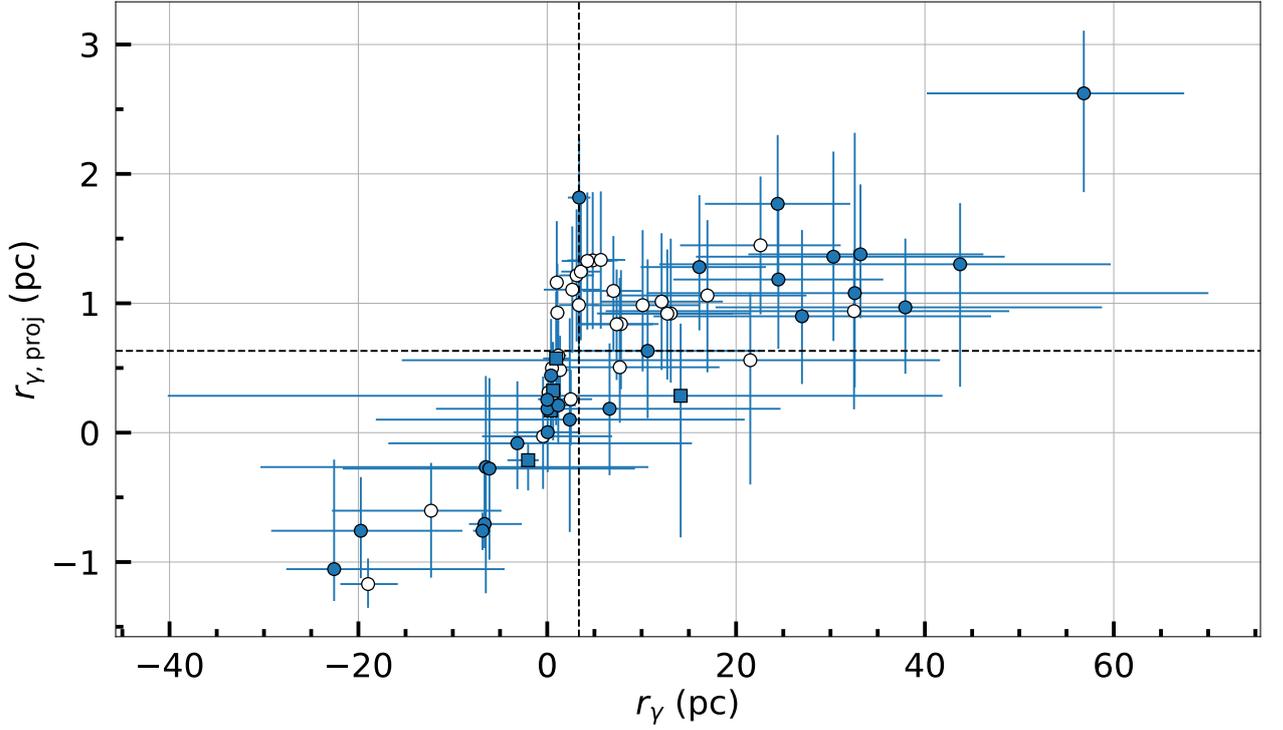


Рис. 10. Расстояния  $r_\gamma$  (абсолютная шкала, горизонтальная ось) и  $r_{\gamma,proj}$  (проекционная шкала, вертикальная ось) между черной дырой и областью формирования гамма-излучения, полученные из индивидуальных корреляционных кривых и сдвигов ядра. Значения последних взяты из [Pushkarev et al. \(2012\)](#) для 26 источников (закрашенные кружки) и из [Plavin et al. \(in prep.\)](#) для пяти источников (квадраты); для остальных 30 источников (пустые кружки) использовалось значение  $125 \mu\text{as}$  (медиана из [Pushkarev et al., 2012](#)). Значения сдвигов ядер представлены в [Табл. 2](#). Пунктирные линии обозначают медианные значения: 0.6 пк (проекционная шкала) и 3.4 пк (абсолютная шкала).

$r_\gamma > 1$  пк со значимостью  $1\sigma$ . Это поддерживает гипотезу об образовании гамма-излучения на парсековых расстояниях от центра АЯГ. В оставшихся 19-ти объектах (31%)  $r_\gamma$  неотличимо от нуля в пределах погрешности, и гамма-кванты могут рождаться на суб-парсековых расстояниях, или же этот процесс обуславливается несколькими механизмами.

Таблица 2. Расстояния  $r_\gamma$  (абсолютная шкала) и  $r_{\gamma,\text{proj}}$  (проекционная шкала) между черной дырой и областью формирования гамма-излучения (61 источник). Меры сдвига ядра ( $\Omega$ ) 26 АЯГ были взяты из работы [Pushkarev et al. \(2012\)](#). Пять значений  $\Omega$ , взятые из работы [Plavin et al. \(in prep.\)](#), отмечены звездочкой. Остальные  $\Omega$ , найденные по медианному значению  $125 \mu\text{as}$  ([Pushkarev et al., 2012](#)), отмечены символом  $\diamond$ .

Источник	$\Omega$ (пк ГГц)	$r_{\gamma,\text{proj}}$ (пк)	$r_\gamma$ (пк)
0110+318	15.53 $\diamond$	0.94 $^{+0.47}_{-0.76}$	32.49 $^{+16.44}_{-26.31}$
0130-171	11.98*	0.28 $^{+0.56}_{-1.09}$	14.13 $^{+27.73}_{-54.32}$
0208+106	7.58 $\diamond$	0.26 $^{+0.23}_{-0.35}$	2.49 $^{+2.27}_{-3.47}$
0214+083	3.66 $\diamond$	-0.60 $^{+0.37}_{-0.52}$	-12.30 $^{+7.46}_{-10.50}$
0250-225	19.76 $\diamond$	1.33 $^{+0.53}_{-0.53}$	4.82 $^{+2.69}_{-2.70}$
0301-243	9.41 $\diamond$	0.48 $^{+0.27}_{-0.26}$	1.36 $^{+0.92}_{-0.90}$
0321+340	1.14*	-0.21 $^{+0.12}_{-0.23}$	-2.02 $^{+1.12}_{-2.20}$
0430+052	0.85	-0.71 $^{+0.42}_{-0.19}$	-6.63 $^{+3.95}_{-1.65}$
0440-003	17.78 $\diamond$	1.16 $^{+0.47}_{-0.47}$	1.01 $^{+0.68}_{-0.68}$
0451-282	18.93 $\diamond$	1.06 $^{+0.58}_{-0.59}$	16.96 $^{+10.49}_{-10.66}$
0506+056	11.10 $\diamond$	0.60 $^{+0.30}_{-0.30}$	1.17 $^{+0.85}_{-0.85}$
0722+145	9.98*	0.57 $^{+0.52}_{-0.52}$	0.95 $^{+1.38}_{-1.38}$
0736+017	2.94	-1.05 $^{+0.85}_{-0.25}$	-22.57 $^{+18.06}_{-5.07}$
0738+548	16.80 $\diamond$	0.99 $^{+0.46}_{-0.46}$	3.35 $^{+2.09}_{-2.10}$
0806+524	5.56 $\diamond$	0.30 $^{+0.17}_{-0.17}$	0.64 $^{+0.62}_{-0.62}$
0836+710	25.72	0.90 $^{+0.67}_{-0.52}$	26.98 $^{+20.03}_{-15.72}$
0846+513	15.29 $\diamond$	0.84 $^{+0.42}_{-0.50}$	7.81 $^{+3.97}_{-4.77}$
0851+202	4.18	0.00 $^{+0.29}_{-0.31}$	0.04 $^{+3.45}_{-3.62}$
0906+015	29.45	0.97 $^{+0.53}_{-0.51}$	37.93 $^{+20.83}_{-20.10}$

---

0917+449	19.47 $\diamond$	1.01 $^{+0.53}_{-0.53}$	12.12 $^{+6.49}_{-6.49}$
0946+006	15.29 $\diamond$	0.51 $^{+0.69}_{-0.43}$	7.69 $^{+10.56}_{-6.64}$
1011+496	5.50*	0.17 $^{+0.23}_{-0.21}$	0.37 $^{+0.57}_{-0.53}$
1101+384	2.81	0.18 $^{+0.04}_{-0.04}$	0.03 $^{+0.10}_{-0.10}$
1144+402	19.03 $\diamond$	1.22 $^{+0.51}_{-0.51}$	3.11 $^{+1.85}_{-1.85}$
1147+245	7.58 $\diamond$	0.50 $^{+0.20}_{-0.21}$	0.50 $^{+0.40}_{-0.40}$
1156+295	20.11	1.30 $^{+0.47}_{-0.95}$	43.73 $^{+15.96}_{-31.86}$
1215+303	5.28 $\diamond$	0.31 $^{+0.14}_{-0.14}$	0.14 $^{+0.18}_{-0.18}$
1222+216	17.03	-0.76 $^{+0.41}_{-0.37}$	-19.74 $^{+10.76}_{-9.49}$
1226+023	6.28 $\diamond$	-1.17 $^{+0.20}_{-0.18}$	-18.98 $^{+3.16}_{-2.94}$
1236+049	19.84 $\diamond$	1.34 $^{+0.53}_{-0.53}$	5.67 $^{+2.58}_{-2.59}$
1244-255	15.88 $\diamond$	1.10 $^{+0.42}_{-0.47}$	7.01 $^{+3.02}_{-3.26}$
1253-055	5.88	-0.27 $^{+0.70}_{-0.98}$	-6.50 $^{+17.21}_{-23.86}$
1308+326	13.61	0.18 $^{+0.51}_{-0.51}$	6.60 $^{+18.11}_{-18.38}$
1329-049	19.51 $\diamond$	0.92 $^{+0.58}_{-0.53}$	13.08 $^{+8.42}_{-7.82}$
1334-127	31.08	1.08 $^{+1.24}_{-0.73}$	32.57 $^{+37.46}_{-22.04}$
1441+252	18.36 $\diamond$	0.92 $^{+0.50}_{-0.51}$	12.71 $^{+6.97}_{-7.16}$
1510-089	13.50	-0.08 $^{+0.48}_{-0.35}$	-3.16 $^{+18.49}_{-13.67}$
1520+319	19.82 $\diamond$	1.24 $^{+0.53}_{-0.53}$	3.56 $^{+2.07}_{-2.08}$
1542+616	14.22 $\diamond$	0.93 $^{+0.38}_{-0.38}$	1.08 $^{+0.74}_{-0.74}$
1546+027	5.09	-0.28 $^{+0.70}_{-0.70}$	-6.12 $^{+15.41}_{-15.53}$
1604+159	4.59*	0.32 $^{+0.38}_{-0.38}$	0.62 $^{+0.80}_{-0.81}$
1622-253	17.34 $\diamond$	1.11 $^{+0.49}_{-0.49}$	2.65 $^{+3.02}_{-3.02}$
1633+382	21.21	1.18 $^{+0.53}_{-0.53}$	24.48 $^{+11.11}_{-11.13}$
1638+398	19.87 $\diamond$	1.33 $^{+0.53}_{-0.53}$	4.25 $^{+2.72}_{-2.72}$

---

1641+399	23.85	$1.38^{+0.54}_{-0.49}$	$33.18^{+13.02}_{-11.88}$
1700+685	10.29 $^\diamond$	$-0.03^{+0.46}_{-0.41}$	$-0.44^{+7.31}_{-6.46}$
1708+433	18.79 $^\diamond$	$0.99^{+0.58}_{-0.51}$	$10.11^{+6.06}_{-5.37}$
1730-130	27.31	$1.36^{+0.81}_{-0.65}$	$30.31^{+18.15}_{-14.56}$
1749+096	6.92	$0.21^{+0.33}_{-0.30}$	$1.17^{+1.86}_{-1.72}$
1749+701	27.03	$1.82^{+0.46}_{-0.46}$	$3.38^{+1.19}_{-1.19}$
1803+784	6.58	$0.44^{+0.44}_{-0.44}$	$0.41^{+0.49}_{-0.49}$
1807+698	3.81	$0.25^{+0.06}_{-0.06}$	$0.01^{+0.06}_{-0.06}$
1828+487	12.24	$0.10^{+0.78}_{-0.87}$	$2.38^{+18.53}_{-20.54}$
2155-152	43.23	$2.62^{+0.48}_{-0.76}$	$56.83^{+10.63}_{-16.63}$
2200+420	1.21	$-0.76^{+0.14}_{-0.15}$	$-6.85^{+0.88}_{-1.00}$
2227-088	29.60	$1.77^{+0.53}_{-0.53}$	$24.41^{+7.69}_{-7.70}$
2247-283	14.49 $^\diamond$	$0.56^{+0.52}_{-0.96}$	$21.51^{+20.10}_{-36.90}$
2251+158	22.00	$1.28^{+0.56}_{-0.49}$	$16.11^{+7.04}_{-6.22}$
2319+317	19.82 $^\diamond$	$1.45^{+0.53}_{-0.53}$	$22.59^{+8.50}_{-8.52}$
2342-161	15.74 $^\diamond$	$0.84^{+0.42}_{-0.43}$	$7.35^{+3.85}_{-3.91}$
2345-167	18.44	$0.63^{+0.71}_{-0.52}$	$10.64^{+11.93}_{-8.79}$

Заметим, что для нескольких источников расстояния  $r_\gamma$  получились отрицательными, что не имеет физического смысла. Скорее всего, это является следствием корреляции между двумя физически несвязанными друг с другом событиями в разных диапазонах излучения, о чем говорит низкая статистическая значимость ( $< 1.5\sigma$ ) полученных временных задержек для данных источников. Другое возможное объяснение заключается в том, что [Ур. 5](#) не учитывает, что (i) существует переход от параболической к

конической форме джета (Kovalev et al., 2020), (ii) видимая скорость  $\beta_{\text{app}}$  в пределах VLBA ядра обычно меньше той, которая наблюдается за его пределами, потому что джет испытывает радиальное ускорение в том числе и на парсековых расстояниях (Homan et al., 2015). Таким образом, Ур. 5 предоставляет лишь нижнюю оценку  $r_{\gamma, \text{proj}}$ , хотя реальное значение и не должно существенно отличаться.

### 6.3.2 Протяженность области

Верхний предел на поперечные размеры области формирования гамма-излучения  $R$  в системе отсчета джета может быть найден из принципа причинности:

$$R \lesssim \frac{ct_{\text{var}}\delta}{1+z}, \quad (6)$$

где  $t_{\text{var}}$  – временной масштаб изменения потока гамма-излучения,  $\delta$  – доплер-фактор ( $\delta = \gamma^{-1}(1 - \beta c^{-1} \cos \theta)^{-1}$ , где  $\gamma$  – Лоренц-фактор джета,  $\beta$  – его абсолютная скорость). Чтобы оценить  $t_{\text{var}}$ , был использован метод, предложенный в Meyer et al. (2019). Сначала определяется пик вспышки – бин, чья величина потока превосходит соседние на кривой блеска. Затем все блоки, расположенные по обе стороны от выделенного, добавляются во вспышку до тех пор, пока гамма-поток не перестанет убывать. Как только границы всех вспышек определены,  $t_{\text{var}}$  присваивается минимальное значение времени подъема вспышки. С помощью этого анализа было получено медианное значение характерного времени изменения гамма-излучения, составившее 4.2 дня. Для 75% источников величина  $t_{\text{var}}$  находится в интервале от 1 до 100 дней. При этом длительность времени подъема некоторых вспышек составила всего несколько часов и даже меньше (Рис. 11). Для оценки доплер-фактора воспользуемся соотношением  $\delta \approx 2\beta_{\text{app}}$ , которое, как и полуэмпирическое выражение для  $\sin \theta$ , следует из Cohen et al. (2007, Figure 2b). Исключив 21% источников с известными видимыми скоростями

$\beta_{\text{app}} < 1$  с, таким образом избежав нарушения границ применимости оценки доплер-фактора, получим  $R \lesssim 0.01$  пк (Рис. 12). Найденный верхний предел на поперечные размеры области, где происходит образование гамма-излучения, в 20-50 раз меньше поперечной ширины джета на парсековых расстояниях (например, Kovalev et al., 2020, Рисунок 1) и примерно на два порядка меньше поперечного размера VLBA ядра на 15 ГГц (Pushkarev & Kovalev, 2015).

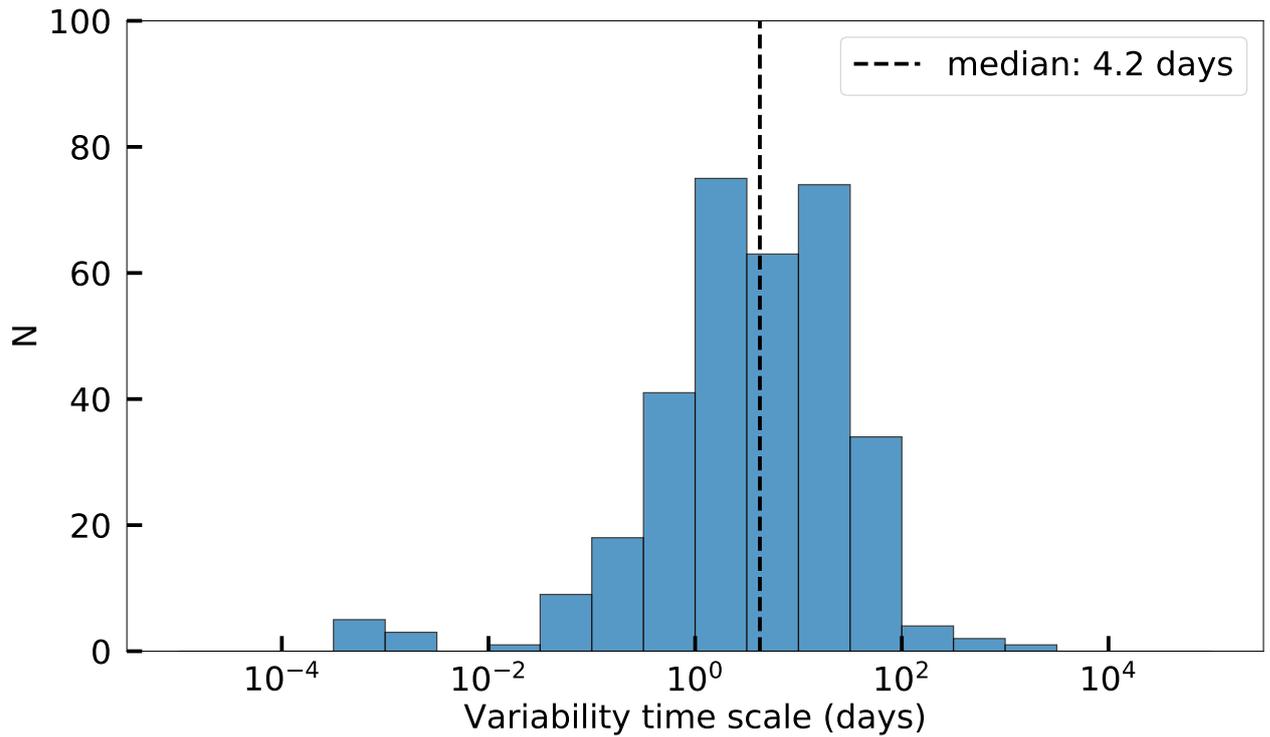


Рис. 11. Распределение характерных времен изменения потока гамма-излучения, полученное из адаптивных кривых блеска (330 источников).

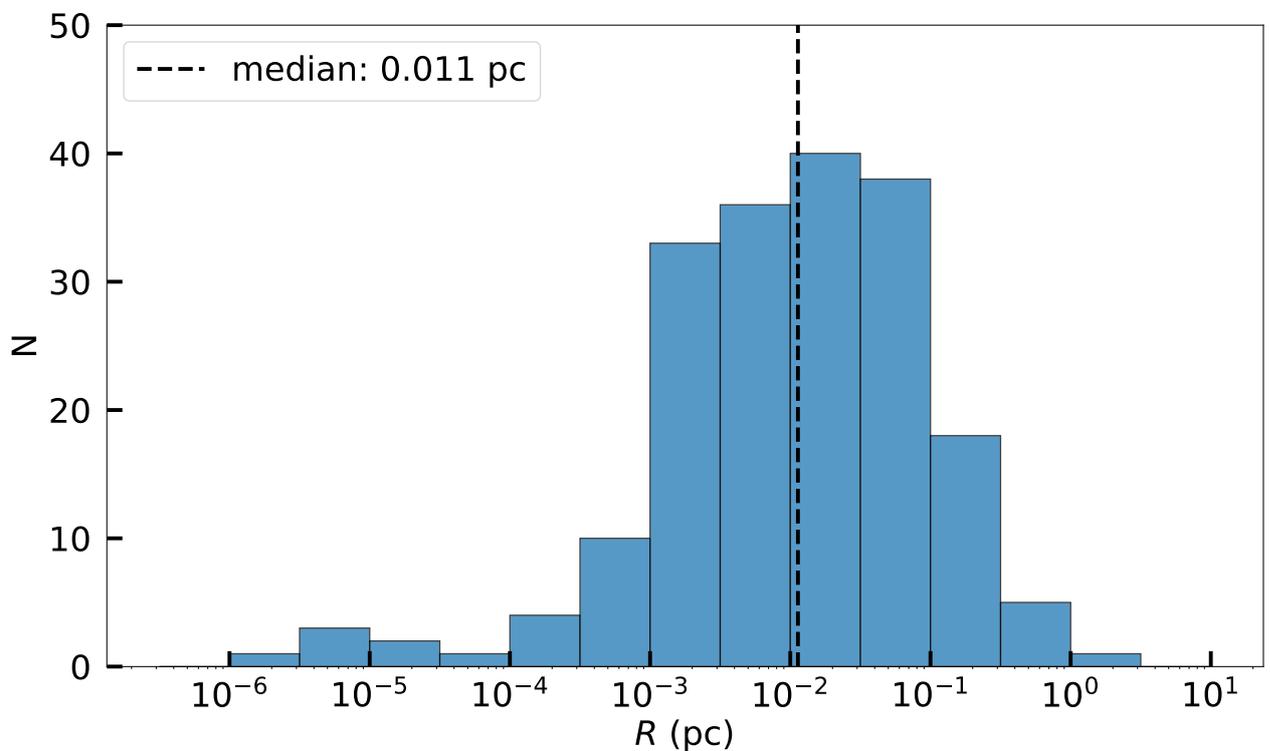


Рис. 12. Распределение верхних пределов поперечных размеров области гамма-излучения, полученное из принципа причинности и характерного времени изменения потока-гамма излучения (192 источника).

## 7 Заключение

В данной работе проводилась локализация области формирования гамма-излучения в АЯГ на основе выборки из 331 источника путем корреляционного анализа между спектральной плотностью потока радиоизлучения на 15 ГГц и потоком гамма-излучения в диапазоне 0.1—300 ГэВ. В результате были сделаны следующие выводы:

1. Существует статистически значимая временная задержка между фотонным потоком гамма-излучения и плотностью потока радиоизлучения VLBA ядра на 15 ГГц. Типичная задержка варьируется от 3 до 5 месяцев в системе отсчета наблюдателя и от 2 до 3 месяцев в системе отсчета источника; гамма-излучение опережает радиоизлучение. Делается вывод о том, что гамма-излучение рождается в пределах VLBA ядра на 15 ГГц.
2. Значимая корреляция с радиоизлучением внешних компонент джета наблюдается на больших временных задержках, чем для компоненты ядра.
3. Для 48% источников расстояние между черной дырой и областью рождения гамма-излучения превышает 1 пк со значимостью не менее  $1\sigma$ . Медианное расстояние составляет 3.4 рс. Полученные результаты указывают на то, что гамма-излучение образуется в выбросе за пределами области широких эмиссионных линий.

По итогам исследования была написана научная статья. К моменту завершения дипломной работы она была отправлена в журнал MNRAS. Препринт статьи доступен в arXiv<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup><https://arxiv.org/abs/2106.08416>

## Список литературы

Abdo A. A., et al., 2010, [ApJ](#), 710, 1271

Abdo A. A., et al., 2011, [ApJ](#), 730, 101

Abdollahi S., et al., 2020, [ApJS](#), 247, 33

Ackermann M., et al., 2016, [ApJ](#), 824, L20

Alexander T., 1997, in Maoz D., Sternberg A., Leibowitz E. M., eds, *Astronomical Time Series*. Springer Netherlands, Dordrecht, pp 163–166

Alexander T., 2013, arXiv e-prints, [p. arXiv:1302.1508](#)

Atwood W. B., et al., 2009, [ApJ](#), 697, 1071

Blandford R. D., Königl A., 1979, [ApJ](#), 232, 34

Błażejowski M., Sikora M., Moderski R., Madejski G. M., 2000, [ApJ](#), 545, 107

Cohen M. H., Lister M. L., Homan D. C., Kadler M., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Vermeulen R. C., 2007, [ApJ](#), 658, 232

Dermer C. D., Schlickeiser R., 1992, [Science](#), 257, 1642

Dermer C. D., Schlickeiser R., 1993, [ApJ](#), 416, 458

Edelson R. A., Krolik J. H., 1988, [ApJ](#), 333, 646

Gaskell C. M., Peterson B. M., 1987, [ApJS](#), 65, 1

Hartman R. C., et al., 1999, [ApJS](#), 123, 79

Homan D. C., Ojha R., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A., 2002, [ApJ](#), 568, 99

- Homan D. C., Lister M. L., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., Kellermann K. I., Richards J. L., Ros E., 2015, [ApJ](#), **798**, 134
- Hovatta T., Lister M. L., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., 2010, [International Journal of Modern Physics D](#), **19**, 943
- Jorstad S. G., Marscher A. P., Mattox J. R., Aller M. F., Aller H. D., Wehrle A. E., Bloom S. D., 2001, [ApJ](#), **556**, 738
- Komatsu E., et al., 2009, [ApJS](#), **180**, 330
- Kovalev Y. Y., 2009, [ApJ](#), **707**, L56
- Kovalev Y. Y., et al., 2005, [AJ](#), **130**, 2473
- Kovalev Y. Y., et al., 2009, [ApJ](#), **696**, L17
- Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Nokhrina E. E., Plavin A. V., Beskin V. S., Chernoglazov A. V., Lister M. L., Savolainen T., 2020, [MNRAS](#), **495**, 3576
- Lähteenmäki A., Valtaoja E., 2003, [ApJ](#), **590**, 95
- León-Tavares J., Valtaoja E., Tornikoski M., Lähteenmäki A., Nieppola E., 2011, [A&A](#), **532**, A146
- Lister M. L., Homan D. C., Kadler M., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Ros E., Savolainen T., Zensus J. A., 2009, [ApJ](#), **696**, L22
- Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Hodge M. A., Homan D. C., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., 2018, [ApJS](#), **234**, 12
- Lister M. L., et al., 2019, [ApJ](#), **874**, 43
- Lobanov A. P., 1998, [A&A](#), **330**, 79
- Lott B., Escande L., Larsson S., Ballet J., 2012, [A&A](#), **544**, A6

- Maraschi L., Ghisellini G., Celotti A., 1992, [ApJ](#), 397, L5
- Marscher A. P., Bloom S. D., 1992, in NASA Conference Publication. pp 346–353
- Max-Moerbeck W., et al., 2014, [MNRAS](#), 445, 428
- Meyer M., Scargle J. D., Blandford R. D., 2019, [ApJ](#), 877, 39
- Nalewajko K., Begelman M. C., Sikora M., 2014, [ApJ](#), 789, 161
- Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P., 2019, [MNRAS](#), 485, 1822
- Poutanen J., Stern B., 2010, [ApJ](#), 717, L118
- Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., 2012, [A&A](#), 544, A34
- Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., 2015, [MNRAS](#), 452, 4274
- Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Savolainen T., 2009, [A&A](#), 507, L33
- Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L., 2010, [ApJ](#), 722, L7
- Pushkarev A. B., Hovatta T., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Lobanov A. P., Savolainen T., Zensus J. A., 2012, [A&A](#), 545, A113
- Pushkarev A. B., Butuzova M. S., Kovalev Y. Y., Hovatta T., 2019, [MNRAS](#), 482, 2336
- Savitzky A., Golay M. J. E., 1964, [Analytical Chemistry](#), 36, 1627
- Savolainen T., Wiik K., Valtaoja E., Jorstad S. G., Marscher A. P., 2002, [A&A](#), 394, 851

- Savolainen T., Homan D. C., Hovatta T., Kadler M., Kovalev Y. Y., Lister M. L., Ros E., Zensus J. A., 2010, [A&A](#), **512**, A24
- Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J., 1994, [ApJ](#), **421**, 153
- Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Lobanov A. P., 2011, [A&A](#), **532**, A38
- Tavecchio F., Ghisellini G., Bonnoli G., Ghirland a G., 2010, [MNRAS](#), **405**, L94
- Wagner S. J., et al., 1995, [A&A](#), **298**, 688
- von Montigny C., et al., 1995, [ApJ](#), **440**, 525

# А Приложение

Таблица A1. Выборка объектов. Обозначения столбцов следующие: (1) название источника в формате B1950, (2) название согласно каталогу *Fermi* 4FGL-DR2, (3) оптический класс: Q – квазар, B – лацертида, G – радиогалактика, N – сейфертовская галактика типа 1, U – неизвестный оптический класс, (4) красное смещение, (5) медианная видимая скорость джета в единицах скорости света (из [Lister et al. 2019](#)).

Источник (1)	<i>Fermi</i> -наим. (2)	Опт. (3)	$z$ (4)	$\beta_{\text{app}}$ (5)
0003+380	J0005.9+3824	Q	0.229	$1.43 \pm 0.39$
0003-066	J0006.3-0620	B	0.3467	$2.48 \pm 0.49$
0006+061	J0009.1+0628	B	...	...
0010+405	J0013.6+4051	Q	0.256	$6.92 \pm 0.64$
0011+189	J0014.1+1910	B	0.477	$2.34 \pm 0.29$
0015-054	J0017.5-0514	Q	0.226	$0.72 \pm 0.28$
0016+731	J0019.6+7327	Q	1.781	$5.07 \pm 0.37$
0019+058	J0022.5+0608	B	...	...
0041+341	J0043.8+3425	Q	0.966	...
0048-071	J0051.1-0648	Q	1.975	$10.79 \pm 0.85$
0048-097	J0050.7-0929	B	0.635	...
0055+300	J0057.7+3023	G	0.0165	$0.0318 \pm 0.0082$
0106+013	J0108.6+0134	Q	2.11	$13.5 \pm 1.2$
0109+224	J0112.1+2245	B	...	...
0110+318	J0112.8+3208	Q	0.603	$17.3 \pm 1.5$
0111+021	J0113.7+0225	B	0.047	$0.17 \pm 0.13$
0113-118	J0116.0-1136	Q	0.671	$4.8 \pm 2.2$
0116-219	J0118.9-2141	Q	1.165	$0.9 \pm 1.3$
0118-272	J0120.4-2701	B	...	...
0130-171	J0132.7-1654	Q	1.02	$24.8 \pm 5.9$
0133+476	J0137.0+4751	Q	0.859	$6.3 \pm 1.0$
0138-097	J0141.4-0928	B	0.735	$24.18 \pm 0.97$
0141+268	J0144.6+2705	B	...	...
0142-278	J0145.0-2732	Q	1.148	$0.74 \pm 0.48$
0149+218	J0152.2+2206	Q	1.32	$10.82 \pm 0.60$
0151+081	J0153.9+0823	B	0.681	$1.05 \pm 0.29$
0200+304	J0203.7+3042	B	0.761	$0.98 \pm 0.77$
0202+149	J0204.8+1513	Q	0.405	$2.22 \pm 0.24$
0202+319	J0205.2+3212	Q	1.466	$6.60 \pm 0.98$
0202-172	J0205.0-1700	Q	1.739	$15.9 \pm 3.1$
0203-120	J0206.4-1151	Q	1.663	$10.2 \pm 3.2$
0208+106	J0211.2+1051	B	0.2	$4.82 \pm 0.71$
0212+735	J0217.4+7352	Q	2.367	$6.48 \pm 0.33$
0214+083	J0217.2+0837	B	0.085	$10.2 \pm 1.0$
0215+015	J0217.8+0144	Q	1.715	$15.8 \pm 4.2$
0219+428	J0222.6+4302	B	0.34	$2.25 \pm 0.62$
0229+131	J0231.8+1322	Q	2.059	$7.11 \pm 0.60$

0234+285	J0237.8+2848	Q	1.206	10.95 ± 0.42
0235+164	J0238.6+1637	Q	0.94	...
0238+711	J0243.4+7119	B	...	...
0239+843	J0250.6+8435	U	...	...
0250+320	J0253.5+3216	Q	0.859	12.8 ± 1.6
0250-225	J0252.8-2219	Q	1.419	1.8 ± 1.3
0256+075	J0259.4+0746	Q	0.893	...
0301-243	J0303.4-2407	B	0.2656	1.40 ± 0.31
0305+039	J0308.4+0407	G	0.029	0.102 ± 0.049
0306+102	J0309.0+1029	Q	0.862	...
0307+380	J0310.9+3815	Q	0.816	...
0309+411	J0312.9+4119	G	0.136	0.259 ± 0.034
0313+411	J0316.8+4120	B	0.019	0.241 ± 0.057
0316+413	J0319.8+4130	G	0.0176	0.102 ± 0.012
0321+340	J0324.8+3412	N	0.061	4.76 ± 0.26
0333+321	J0336.4+3224	Q	1.259	10.95 ± 0.26
0336-019	J0339.5-0146	Q	0.852	10.1 ± 1.1
0346+800	J0354.7+8009	B	...	...
0347-211	J0349.8-2103	Q	2.943	4.3 ± 2.5
0400+258	J0403.3+2601	Q	2.11	7.0 ± 12.0
0403-132	J0405.6-1308	Q	0.571	16.8 ± 1.1
0414-189	J0416.5-1852	Q	1.536	4.0 ± 1.3
0420-014	J0423.3-0120	Q	0.916	4.24 ± 0.44
0422+004	J0424.7+0036	B	0.268	0.68 ± 0.17
0430+052	J0433.0+0522	G	0.033	4.70 ± 0.26
0430+289	J0433.6+2905	B	...	...
0440-003	J0442.6-0017	Q	0.845	0.44 ± 0.12
0446+112	J0449.1+1121	Q	2.152	6.40 ± 0.75
0451-282	J0453.1-2806	Q	2.559	8.0 ± 11.0
0454-234	J0457.0-2324	Q	1.003	15.4 ± 2.6
0458-020	J0501.2-0158	Q	2.285	4.2 ± 1.1
0502+049	J0505.3+0459	Q	0.954	...
0506+056	J0509.4+0542	B	0.3364	0.98 ± 0.31
0507+179	J0510.0+1800	Q	0.416	...
0528+134	J0530.9+1332	Q	2.07	8.60 ± 0.55
0529+075	J0532.6+0732	Q	1.254	9.8 ± 2.0
0539-057	J0541.6-0541	Q	0.838	6.5 ± 1.6
0603+476	J0607.4+4739	B	...	...
0605-085	J0608.0-0835	Q	0.87	15.49 ± 0.44
0605-153	J0608.1-1521	Q	1.094	4.04 ± 0.94
0609+413	J0612.8+4122	B	...	...
0613+570	J0617.2+5701	B	...	...
0615-172	J0617.7-1715	B	0.098	0.10 ± 0.12
0621+446	J0625.3+4439	B	...	...
0627-199	J0629.3-1959	B	...	...
0650+453	J0654.4+4514	Q	0.928	3.42 ± 0.68
0650+507	J0654.3+5042	Q	1.253	2.61 ± 0.35
0708+506	J0712.7+5033	B	0.502	1.6 ± 1.0
0710+196	J0713.8+1935	Q	0.54	...
0716+332	J0719.3+3307	Q	0.779	0.70 ± 0.62

0716+714	J0721.9+7120	B	...	...
0722+145	J0725.2+1425	Q	1.038	$0.8 \pm 1.0$
0730+504	J0734.0+5021	Q	0.72	$15.3 \pm 2.4$
0735+178	J0738.1+1742	B	...	...
0736+017	J0739.2+0137	Q	0.1895	$10.7 \pm 1.0$
0738+548	J0742.6+5443	Q	0.723	$1.7 \pm 1.0$
0745+241	J0748.6+2400	Q	0.409	$0.9 \pm 1.4$
0748+126	J0750.8+1229	Q	0.889	$5.92 \pm 0.56$
0749+540	J0753.0+5353	B	...	...
0754+100	J0757.1+0956	B	0.266	$7.5 \pm 1.2$
0804+499	J0808.5+4950	Q	1.436	$1.02 \pm 0.26$
0804-055	J0807.1-0541	B	...	...
0805-077	J0808.2-0751	Q	1.837	$17.2 \pm 2.2$
0806+524	J0809.8+5218	B	0.137	$1.05 \pm 0.43$
0808+019	J0811.4+0146	B	1.148	$12.8 \pm 1.0$
0810+646	J0814.6+6430	B	0.239	...
0814+425	J0818.2+4222	B	...	...
0815-094	J0817.8-0934	B	...	...
0821+394	J0824.9+3915	Q	1.216	$2.6 \pm 1.5$
0823+033	J0825.8+0309	B	0.505	$10.1 \pm 1.3$
0827+243	J0830.8+2410	Q	0.94	$14.49 \pm 0.84$
0829+046	J0831.8+0429	B	0.174	$6.46 \pm 0.26$
0834-201	J0836.5-2026	Q	2.752	$4.4 \pm 1.1$
0836+182	J0839.4+1803	B	...	...
0836+710	J0841.3+7053	Q	2.219	$15.00 \pm 0.46$
0837+012	J0839.8+0105	Q	1.123	$14.8 \pm 1.6$
0838+133	J0840.8+1317	Q	0.68	$9.48 \pm 0.14$
0845-068	J0847.9-0702	B	...	...
0846+513	J0850.0+5108	N	0.584	$4.65 \pm 0.48$
0847-120	J0850.1-1212	Q	0.566	$4.7 \pm 1.0$
0851+202	J0854.8+2006	B	0.306	$5.86 \pm 0.48$
0854-108	J0856.6-1105	B	...	...
0859+210	J0902.4+2051	B	1.522	$22.2 \pm 3.8$
0903-088	J0906.3-0905	B	...	...
0906+015	J0909.1+0121	Q	1.024	$19.58 \pm 0.30$
0910-208	J0912.9-2102	Q	0.198	...
0912+297	J0915.9+2933	B	...	...
0916+864	J0930.3+8612	B	...	...
0917+449	J0920.9+4441	Q	2.188	$6.0 \pm 1.0$
0917+624	J0921.6+6216	Q	1.447	$9.28 \pm 0.68$
0922+316	J0925.7+3126	B	0.2365	...
0925+504	J0929.3+5014	B	0.3704	$5.55 \pm 0.48$
0938-133	J0940.9-1335	Q	0.551	$0.6 \pm 1.8$
0939-077	J0942.3-0800	B	...	...
0945+408	J0949.0+4038	Q	1.25	$12.5 \pm 2.6$
0946+006	J0948.9+0022	N	0.584	$7.6 \pm 1.6$
0953+254	J0956.7+2516	Q	0.708	$6.99 \pm 0.54$
0954+658	J0958.7+6534	B	...	...
0955+476	J0958.0+4728	Q	1.884	$2.05 \pm 0.44$
1011+496	J1015.0+4926	B	0.212	$1.09 \pm 0.20$

1013+054	J1016.0+0512	Q	1.701	$3.97 \pm 0.96$
1015+359	J1018.4+3540	Q	1.229	$8.48 \pm 0.83$
1027+749	J1031.1+7442	Q	0.122	...
1030+415	J1033.1+4115	Q	1.118	$0.10 \pm 0.63$
1030+611	J1033.9+6050	Q	1.408	$6.01 \pm 0.30$
1034-293	J1037.4-2933	Q	0.312	$7.19 \pm 0.69$
1040+244	J1043.2+2408	Q	0.559	$3.8 \pm 1.5$
1044+719	J1048.4+7143	Q	1.15	$4.3 \pm 1.4$
1055+018	J1058.4+0133	Q	0.893	$3.8 \pm 2.0$
1055+567	J1058.6+5627	B	0.143	$0.455 \pm 0.086$
1101+384	J1104.4+3812	B	0.0308	$0.078 \pm 0.025$
1118-056	J1121.4-0553	Q	1.297	$1.4 \pm 2.1$
1124-186	J1127.0-1857	Q	1.048	$2.0 \pm 1.3$
1127-145	J1129.8-1447	Q	1.184	$8.22 \pm 0.36$
1128+385	J1131.0+3815	Q	1.741	$2.59 \pm 0.98$
1128-047	J1131.4-0504	G	0.266	$1.60 \pm 0.57$
1133+704	J1136.4+7009	B	0.0453	$0.508 \pm 0.069$
1139+160	J1142.0+1548	B	0.299	$0.97 \pm 0.57$
1142+198	J1144.9+1937	G	0.022	...
1144+402	J1146.9+3958	Q	1.088	$1.28 \pm 0.70$
1145-071	J1147.8-0724	Q	1.342	$12.6 \pm 1.6$
1147+245	J1150.4+2418	B	0.2	$0.50 \pm 0.12$
1150+497	J1153.4+4931	Q	0.334	$8.18 \pm 0.60$
1150+812	J1153.0+8056	Q	1.25	$7.02 \pm 0.19$
1151+408	J1154.0+4037	Q	0.916	...
1156+295	J1159.5+2914	Q	0.725	$16.8 \pm 1.1$
1200+608	J1203.1+6031	B	0.065	$0.14 \pm 0.10$
1202-262	J1205.7-2635	Q	0.786	$7.6 \pm 2.1$
1206+416	J1209.4+4118	B	1.381	$4.32 \pm 0.84$
1213-172	J1215.8-1733	U	...	...
1215+303	J1217.9+3007	B	0.129	$0.220 \pm 0.048$
1219+044	J1222.5+0414	N	0.966	$0.86 \pm 0.65$
1219+285	J1221.5+2814	B	0.102	$5.16 \pm 0.40$
1222+216	J1224.9+2122	Q	0.4336	$13.02 \pm 0.63$
1224-132	J1226.8-1329	B	0.456	...
1226+023	J1229.0+0202	Q	0.1583	$8.11 \pm 0.12$
1227+255	J1230.2+2517	B	...	...
1228+126	J1230.8+1223	G	0.0044	$0.0128 \pm 0.0066$
1236+049	J1239.5+0443	Q	1.761	$2.12 \pm 0.60$
1236+077	J1239.4+0728	Q	0.4	$1.04 \pm 0.44$
1244-255	J1246.7-2548	Q	0.633	$3.20 \pm 0.81$
1246+586	J1248.3+5820	B	...	...
1250+532	J1253.2+5301	B	1.463	$1.93 \pm 0.38$
1253-055	J1256.1-0547	Q	0.536	$12.23 \pm 0.12$
1300+248	J1303.0+2434	B	0.993	...
1307+121	J1309.7+1153	B	...	$3.1 \pm 1.7$
1308+326	J1310.5+3221	Q	0.997	$17.9 \pm 1.1$
1310+487	J1312.6+4828	Q	0.501	$15.9 \pm 1.8$
1318+225	J1321.1+2216	Q	0.946	$10.8 \pm 1.2$
1324+224	J1326.9+2210	Q	1.398	...

1329-049	J1332.0-0509	Q	2.15	$7.1 \pm 1.9$
1329-126	J1332.6-1256	Q	1.492	...
1334-127	J1337.6-1257	Q	0.539	$15.10 \pm 0.94$
1341-171	J1344.2-1723	Q	2.506	$11.1 \pm 2.3$
1348+308	J1350.8+3033	Q	0.712	$15.0 \pm 1.0$
1406-076	J1408.9-0751	Q	1.494	$15.7 \pm 1.2$
1413+135	J1416.1+1320	B	0.247	$0.70 \pm 0.40$
1417+385	J1419.5+3821	Q	1.831	$11.4 \pm 2.0$
1418+546	J1419.8+5423	B	0.152	$0.27 \pm 0.22$
1418-110	J1421.1-1120	U	...	...
1420+326	J1422.3+3223	Q	0.681	...
1424+240	J1427.0+2348	B	0.6045	$2.37 \pm 0.54$
1441+252	J1443.9+2501	Q	0.94	$6.91 \pm 0.87$
1458+718	J1459.0+7140	Q	0.904	$1.75 \pm 0.51$
1502+036	J1505.0+0326	N	0.4082	$0.07 \pm 0.25$
1502+106	J1504.4+1029	Q	1.838	$8.34 \pm 0.76$
1510-089	J1512.8-0906	Q	0.36	$19.3 \pm 1.8$
1514+004	J1516.5+0015	G	0.052	$0.174 \pm 0.082$
1514+197	J1516.9+1934	B	...	...
1514-241	J1517.7-2422	B	0.049	$6.21 \pm 0.26$
1515-273	J1518.0-2731	B	...	...
1519-273	J1522.6-2730	B	1.297	$0.32 \pm 0.26$
1520+319	J1522.1+3144	Q	1.485	$1.43 \pm 0.80$
1529-131	J1532.7-1319	U	...	...
1532+016	J1534.8+0131	Q	1.425	$6.52 \pm 0.65$
1537+279	J1539.6+2743	Q	2.191	$6.4 \pm 2.2$
1538+149	J1540.7+1449	B	0.606	$5.3 \pm 1.2$
1541+050	J1543.6+0452	G	0.04	...
1542+616	J1543.0+6130	B	0.507	$0.58 \pm 0.19$
1546+027	J1549.5+0236	Q	0.414	$11.03 \pm 0.63$
1548+056	J1550.7+0528	Q	1.417	$9.36 \pm 0.50$
1549+089	J1552.0+0850	B	...	...
1551+130	J1553.6+1257	Q	1.309	$11.05 \pm 0.73$
1553+113	J1555.7+1111	B	0.49	...
1557+565	J1558.8+5625	B	...	...
1603+573	J1604.6+5714	Q	0.72	...
1604+159	J1607.0+1550	Q	0.4966	$0.96 \pm 0.18$
1606+106	J1608.7+1029	Q	1.232	$16.8 \pm 1.3$
1611+343	J1613.6+3411	Q	1.4	$5.44 \pm 0.60$
1622-253	J1625.7-2527	Q	0.786	$1.2 \pm 3.5$
1622-297	J1626.0-2950	Q	0.815	$4.5 \pm 1.6$
1623+569	J1624.6+5651	B	...	...
1633+382	J1635.2+3808	Q	1.814	$10.34 \pm 0.71$
1636+473	J1637.7+4717	Q	0.735	$7.05 \pm 0.30$
1637+574	J1638.1+5721	Q	0.751	$8.01 \pm 0.82$
1637+826	J1630.6+8234	G	0.024	$0.072 \pm 0.012$
1638+118	J1640.9+1143	G	0.078	$0.25 \pm 0.17$
1638+398	J1640.4+3945	Q	1.672	$1.6 \pm 1.7$
1641+399	J1642.9+3948	Q	0.593	$12.04 \pm 0.13$
1652+398	J1653.8+3945	B	0.0337	$0.186 \pm 0.096$

1656+482	J1657.7+4808	B	1.669	$8.7 \pm 2.4$
1700+685	J1700.0+6830	Q	0.301	$7.94 \pm 0.46$
1708+433	J1709.7+4318	Q	1.027	$5.13 \pm 0.68$
1716+686	J1716.1+6836	Q	0.777	$4.23 \pm 0.47$
1717+178	J1719.2+1745	B	0.137	$0.09 \pm 0.12$
1722+401	J1724.2+4005	Q	1.049	$17.5 \pm 4.7$
1725+044	J1728.4+0427	Q	0.293	$8.11 \pm 0.62$
1725+123	J1728.0+1216	Q	0.586	$0.82 \pm 0.41$
1726+455	J1727.4+4530	Q	0.715	$2.11 \pm 0.68$
1727+502	J1728.3+5013	B	0.055	$0.114 \pm 0.081$
1730-130	J1733.0-1305	Q	0.902	$11.14 \pm 0.47$
1732+389	J1734.3+3858	Q	0.975	$9.3 \pm 1.4$
1738+476	J1740.0+4737	B	...	...
1738+499	J1739.5+4955	Q	1.545	$7.4 \pm 2.6$
1739+522	J1740.5+5211	Q	1.379	...
1741+196	J1744.0+1935	B	0.084	...
1741-038	J1744.2-0353	Q	1.054	...
1742-078	J1745.4-0753	B	...	...
1749+096	J1751.5+0938	B	0.322	$2.77 \pm 0.47$
1749+701	J1748.6+7005	B	0.77	$0.93 \pm 0.19$
1751+288	J1753.7+2847	Q	1.118	$4.03 \pm 0.37$
1800+440	J1801.5+4404	Q	0.663	$14.9 \pm 1.0$
1803+784	J1800.6+7828	B	0.6797	$0.462 \pm 0.083$
1807+698	J1806.8+6949	B	0.051	$0.0193 \pm 0.0079$
1811+062	J1813.6+0614	B	...	...
1823+568	J1824.1+5651	B	0.664	$5.32 \pm 0.78$
1827+133	J1830.0+1324	B	...	...
1828+487	J1829.5+4845	Q	0.692	$11.82 \pm 0.49$
1842+681	J1842.3+6810	Q	0.472	$10.34 \pm 0.52$
1846+322	J1848.4+3217	Q	0.8	$2.74 \pm 0.74$
1846+326	J1848.5+3243	U	...	...
1849+670	J1849.2+6705	Q	0.657	$12.4 \pm 1.3$
1851+488	J1852.4+4856	Q	1.25	$5.1 \pm 1.3$
1902+556	J1903.2+5540	B	...	...
1908-201	J1911.2-2006	Q	1.119	$3.50 \pm 0.81$
1914-194	J1917.7-1921	B	0.137	$0.71 \pm 0.20$
1920-211	J1923.5-2104	Q	1.136	$7.0 \pm 1.0$
1921-293	J1924.8-2914	Q	0.3525	$2.63 \pm 0.52$
1926+611	J1927.5+6117	B	...	...
1936-155	J1939.5-1525	Q	1.657	$2.08 \pm 0.44$
1944+838	J1937.0+8354	U	...	...
1951-115	J1954.6-1122	Q	0.683	$7.22 \pm 0.68$
1954+513	J1955.4+5132	Q	1.223	$5.0 \pm 2.9$
1958-179	J2000.9-1748	Q	0.652	$1.32 \pm 0.66$
1959+650	J2000.0+6508	B	0.047	...
2007+777	J2005.5+7752	B	0.342	$0.148 \pm 0.035$
2008-159	J2011.6-1546	Q	1.18	$5.36 \pm 0.87$
2012-017	J2015.2-0137	B	...	...
2013-092	J2016.3-0903	B	...	...
2022-077	J2025.6-0735	Q	1.388	$19.26 \pm 0.98$

2023+760	J2022.5+7612	B	0.594	...
2027-065	J2030.2-0620	Q	0.671	...
2029+121	J2032.0+1219	Q	1.213	11.4 ± 2.1
2032+107	J2035.4+1056	Q	0.601	0.285 ± 0.062
2047+039	J2050.0+0408	B	...	...
2113+293	J2115.4+2932	Q	1.514	6.19 ± 0.73
2115+000	J2118.0+0019	N	0.463	...
2121+053	J2123.6+0535	Q	1.941	11.62 ± 0.95
2131-021	J2134.2-0154	Q	1.283	11.54 ± 0.64
2134+004	J2136.2+0032	Q	1.94	1.84 ± 0.20
2141+175	J2143.5+1743	Q	0.2107	1.45 ± 0.30
2144+092	J2147.1+0931	Q	1.113	1.78 ± 0.88
2145+067	J2148.6+0652	Q	0.999	2.58 ± 0.17
2155+312	J2157.5+3127	Q	1.488	...
2155-152	J2158.1-1501	Q	0.672	10.84 ± 0.52
2157+102	J2200.3+1029	G	0.172	0.8 ± 2.1
2157+213	J2200.1+2138	B	...	...
2200+420	J2202.7+4216	B	0.0686	4.52 ± 0.54
2201+171	J2203.4+1725	Q	1.076	17.4 ± 1.4
2209+236	J2212.0+2356	Q	1.125	0.80 ± 0.26
2210+277	J2212.6+2800	B	...	...
2216+178	J2219.2+1806	Q	1.071	3.76 ± 0.66
2216-038	J2219.2-0342	Q	0.901	5.77 ± 0.24
2223+210	J2225.6+2120	Q	1.959	9.1 ± 2.3
2223-052	J2225.7-0457	Q	1.404	14.01 ± 0.60
2227-088	J2229.7-0832	Q	1.56	6.9 ± 1.5
2230+114	J2232.6+1143	Q	1.037	8.80 ± 0.38
2233-148	J2236.5-1433	B	...	...
2234+282	J2236.3+2828	B	0.79	0.41 ± 0.60
2241+406	J2244.2+4057	Q	1.171	14.1 ± 2.9
2247-283	J2250.7-2806	Q	0.525	19.2 ± 1.6
2251+158	J2253.9+1609	Q	0.859	6.30 ± 0.27
2254+074	J2257.5+0748	B	0.191	0.499 ± 0.050
2255-282	J2258.1-2759	Q	0.927	4.10 ± 0.37
2258-022	J2301.0-0158	Q	0.777	...
2308+341	J2311.0+3425	Q	1.817	...
2319+317	J2321.9+3204	Q	1.489	7.8 ± 1.2
2320-035	J2323.5-0317	Q	1.411	8.0 ± 2.0
2325+093	J2327.5+0939	Q	1.841	4.1 ± 1.2
2331+073	J2334.2+0736	Q	0.401	4.92 ± 0.60
2342-161	J2345.2-1555	Q	0.621	4.39 ± 0.61
2345-167	J2348.0-1630	Q	0.576	8.41 ± 0.49
2351+456	J2354.6+4554	Q	1.986	19.60 ± 0.91
2353+816	J2354.9+8151	B	1.344	...