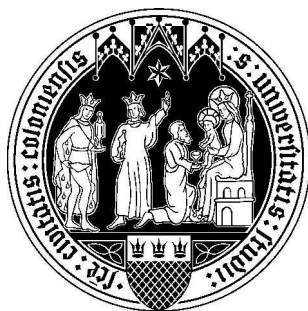


Исследование релятивистских джетов активных ядер
галактик на основе многочастотных наблюдений

Перевод диссертации на соискание степени Ph. D.
представленной к защите на Факультете Математики и
Естественных Наук Кёльнского университета
(der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln)



Кирилл В. Соколовский
Москва, Россия

научный руководитель:
доктор Юрий Ю. Ковалёв
Институт Радиоастрономии общества им. Макса Планка (Бонн, Германия)
и Астрокосмический центр ФИАН (Москва, Россия)

Кёльн 2010

Рецензенты: Prof. Dr. Andreas Eckart
Prof. Dr. J. Anton Zensus

Дата защиты: 01.02.2011

Оглавление

1	Введение	1
1.1	Многочастотный подход как важный метод исследования физических процессов в джетах АЯГ	3
1.2	РСДБ исследования радио джетов АЯГ на парсековых масштабах	6
1.2.1	Джеты, ориентированные вдоль луча зрения	6
1.2.2	Джеты, наблюдаемые под большим углом	8
1.3	Излучение однородного синхротронного источника и его приложение к джетам	10
1.3.1	Синхротронное излучение вдоль луча зрения	12
1.3.2	Синхротронное излучение сферического источника	13
1.4	Структура данной работы	14
2	Ограничения на индукцию магнитного поля и энергетический спектр излучающих частиц в джетах АЯГ по данным РСДБ наблюдений	16
2.1	Метод построения пространственно разрешённого спектра на базе CLEAN-компонент	17
2.1.1	Построение РСДБ изображения с использованием алгоритма CLEAN	17
2.1.2	Метод восстановления спектра	18
2.1.3	Обсуждение метода	21
2.2	Магнитное поле в окрестности парсекового ядра γ -ярких блазаров	21
2.2.1	Введение	22
2.2.2	Наблюдения и обработка данных	23
2.2.3	Observations and data reduction	23
2.2.4	Наблюдения и обработка данных	23
2.2.5	Результаты	25
2.2.6	Обсуждение	52
2.3	Магнитное поле в околоядерной области парсекового масштаба в радиоисточниках со значительным сдвигом ядра	54
2.4	Итоги главы	55
3	Наблюдения отдельных блазаров в широком диапазоне длин волн	57
3.1	РСДБ наблюдения ЗС 454.3 в радио диапазоне во время высокой активности в 2008	58
3.2	Многочастотное VLBA исследование BL Lacertae во время наблюдательной кампании Fermi	67

3.2.1	Общие характеристики	67
3.2.2	General properties	67
3.2.3	Результаты РСДБ наблюдений на частотах 5–43 ГГц	68
3.3	Многочастотные наблюдения PKS 1510–089	71
3.3.1	Общие свойства	72
3.3.2	VLBA наблюдения PKS 1510–089	72
3.3.3	Квази-одновременное SED PKS 1510–089	75
3.4	VLBA наблюдения ТЭВных блазаров Mrk 421 Mrk 501	79
3.5	Заключение	81
4	VLBA обзор эффекта сдвига ядра в джетах АЯГ	82
4.1	Введение	82
4.2	РСДБ наблюдения с VLBA	84
4.2.1	Формирование выборки	84
4.2.2	Техника VLBA наблюдений	85
4.3	Обсуждение	111
4.3.1	Положение ядра как функция от частоты	111
4.3.2	Результаты фитирования в предположении синхротронного самопоглощения	113
4.3.3	Сравнение с результатами предыдущих измерений на 2.3/8.6 ГГц	114
4.4	Итоги главы	115
5	Поиск молодых радиоисточников, видимых с ребра	117
5.1	Выборка источников со спектральным пиком на гигагерцах (GSP), отобранная по данным с РАТАН-600: спектральные свойства и переменность	118
5.1.1	Общие замечания	118
5.1.2	Наблюдательные данные и составление выборки	120
5.1.3	Спектральные свойства	122
5.1.4	Переменность	124
5.1.5	Сумма результатов по источникам исследуемой выборки	126
5.2	Свойства GPS источников из выборки РАТАН-600, полученные из 2.3 и 8.6 ГГц РСДБ обзоров	132
5.2.1	Морфологическая классификация	132
5.2.2	Компактность на РСДБ-масштабах	134
5.2.3	Магнитное поле доминирующей компоненты радиоисточника	134
5.2.4	Итоги	136
5.3	РСДБ выборка кандидатов в Компактные Симметричные Объекты и зависимость положения горячих пятен от частоты	136
5.3.1	Введение	136
5.3.2	Выборка кандидатов в CSO на базе РСДБ данных и основные характеристики объектов	138
5.3.3	Свойства доминирующих на парсековых масштабах компонент	140
5.3.4	Зависимость расположения компонент CSO от частоты наблюдения	142
5.3.5	Выводы	144

5.4	Отождествление молодых радиоисточников видимых с ребра с источниками γ -излучения	152
5.5	Краткое изложение результатов главы	153
6	Заключение	154

Список иллюстраций

1.1	Схема радиояркого АЯГ. Относительные размеры даны не в масштабе и настоящие формы большинства структур (таких как Область Широких Линий – Broad Line Region, BLR и Область Узких Линий – Narrow Line Region, NLR) неизвестны. "Зона блазара вероятно, компактная часть внутри джета, по-видимому, расположенная внутри BLR или у её границы. "Зона блазара" является источником релятивистски усиленного, быстропеременного излучения во всех диапазонах частот от инфракрасного до высокоэнергичного гамма-излучения. . . .	2
1.2	Наблюдаемое Спектральное Распределение Энергии (SED) блазара в сравнении с теоретической моделью. Более подробное обсуждение представлено в Разделе 3.3, см. также Рис. 3.13. .	4
1.3	Схема джета блазара. Обратите внимание, что ядро в мм-диапазоне, расположено ближе к центральной машине, чем см-ядро, это проявление эффекта сдвига ядра. На любой заданной частоте области джета, расположенные выше по течению относительно ядра для данной частоты не видны из-за непрозрачности. "Блазарная зона" это источник инфракрасного, оптического и высокоэнергичного излучений расположена выше ядра мм-диапазона. Ударные волны, распространяющиеся по джету, также могут потенциально являться причиной части высокоэнергичного излучения.	7
1.4	Схема Компактного Симметричного объекта (CSO) – миниатюрной радиогалактики полностью находящейся внутри области узких линий (Narrow Line Region, NLR) родительской галактики.	9
1.5	Теоретический спектр однородного источника синхротронного излучения (Глава 1.3.1) в спектральных (F_ν , 1.5a) и SED (νF_ν , 1.5b) единицах.	11

2.1	Карты параметров синхротронного спектра (Рис. 2.2) и оценки напряжённости магнитного поля полученные из изображений радиоисточника 1458+718 на девяти частотах в диапазоне 1.4–15.4 ГГц свёрнутых с одной и той же гауссовой диаграммой. На этом примере видно, почему свёртка с гауссовой диаграммой делает РСДБ изображения мало пригодными для оценки магнитного поля. В свёрнутом изображении каждая область, из которой исходит реальное излучение, окружена широкой областью с искусственно наведённым низким уровнем потока (смотри распределение пиков на Рис. 2.1b). Эти фальшивые области низкого потока (там, где поток отсутствует в реальности) сильно влияют на оценку B_{\perp} (Рис. 2.1a) вокруг каждого действительно излучающего пятна. Частота пика (Рис 2.1c) и показатель степени распределения электронов по энергиям (Рис. 2.1d) значительно не изменяются в пределах области, и влияние их изменений пренебрежимо в сравнении с воздействием свёртки. Отметим, что только пиксели, в которых обнаружен излом спектра (то есть спектр такого пикселя существенно отклоняется от степенного закона) представлены на рисунке.	29
2.2	Спектр отдельного пикселя (красные точки) на Рис. 2.1 в сравнении со степенным законом (зелёная линия) и синхротронным спектром (голубая кривая). Видно, что синхротронная модель лучше описывает наблюдательные данные. Пространственные распределения параметров синхротронного спектра: интенсивность в пике S_{peak} , частота пика ν_{peak} , степенной индекс энергетического распределения электронов p ($p = 1 - 2\alpha$, $S_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$) представлены на Рис 2.1b, 2.1c и 2.1d соответственно.	30
2.3	Спектр РСДБ ядра и натурально взвешенные CLEAN изображения γ -ярких блазаров наблюдавшихся с VLBA в диапазоне 4.6–43.2 ГГц. Нижний контур ‘clev’ выбран в четыре раза превосходящим среднеквадратичный шум на остаточной карте, максимальная яркость указана на изображении как ‘max’. Уровни контуров увеличиваются с шагом двойка. Прерывистые контуры отмечают области отрицательной яркости. Ширина диаграммы на половине интенсивности показана в нижнем левом углу каждого изображения. Эпоха наблюдения указана в нижнем правом углу.	31
2.4	VLBA спектры окрестностей ядра блазаров 1510–089 (a) и OJ 248 (b). Первый спектр плоский, в то время как второй демонстрирует чёткий пик синхротронного самопоглощения. Зелёная линия – график степенной функции. Спектр модели однородного синхротронного источника – синяя кривая.	51

3.1	VLBA изображение полной интенсивности ЗС 454.3 на 43.2 ГГц для четырёх эпох покрытых нашими многочастотными наблюдениями. Параметры изображений: 3.1a – пик 24.6 Ян/диаграмму, первый контур 0.030 Ян/диаграмму; 3.1b – пик 23.4 Ян/диаграмму, первый контур 0.030 Ян/диаграмму; 3.1c – пик 21.7 Ян/диаграмму, первый контур 0.015 Ян/диаграмму; 3.1d – пик 15.6 Ян/диаграмму, первый контур 0.020 Ян/диаграмму. Уровни контуров отстоят друг от друга на фактор 4 во всех случаях. Синтезированная диаграмма изображена в нижнем левом углу каждого из изображений. Зелёные круги отмечают положения и размеры гауссовых компонент модели распределения яркости в источнике.	60
3.2	VLBA изображение полной интенсивности на 4.6 ГГц. Первый контур 0.002 Ян/диаграмму, множитель = 4. Синтезированная диаграмма изображена в нижнем левом углу рисунка	62
3.3	Карта спектрального индекса построенная аппроксимации степенным законом наблюдений на трёх частотах: 8.1, 8.4 и 15.4 ГГц. Контуров изображают полную интенсивность на 8.4 ГГц. Пиковое значение = 6.442 Ян/диаграмму, первый контур 0.1% от пика. Параметры диаграммы FWHM = 2.12×1.05 mas, PA = $-4^\circ 64$	63
3.4	Кривая блеска на 43 ГГц ядра ЗС 454.3 (обозначено “С00”) и первой компоненты джета “С01” в 0.15 mas от ядра).	64
3.5	Размер первой компоненты джета (С01) и ядра (С00) как функция времени.	64
3.6	Удаление компоненты “С01” от ядра (“С00”) ЗС 454.3 как функция времени. Голубая линия представляет результат фитирования методом наименьших квадратов.	65
3.7	Позиционный угол (РА) компоненты С01 по отношению к ядру.	65
3.8	Спектр ядра ЗС 454.3.	66
3.9	Внутренняя область джета VL Lacertae, наблюдавшаяся VLBA 2 сентября 2008. Изображения на различных частотах сдвинуты на 8 mas по прямому восхождению. Для 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц пиковые значения на изображении составляют 1.69, 1.52, 1.32 Ян/диаграмму, первые контуры 1.70, 3.00, 5.00 мЯн/диаграмму, соответственно. Уровень контуров повышается с множителем 3. Размер диаграммы (естественное взвешивание) обозначен крестом слева на соответствующем изображении.	70

- 3.10 Карта спектрального индекса ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, α показана в цвете) BL Lacertae построенная на основе VLBA наблюдений на 4.6, 5.0, 8.1 и 8.4 ГГц. Контуры, наложенные поверх цветной карты представляют полную интенсивность на 8.4 ГГц (пиковая интенсивность 1.75 Ян/диаграмму, первый контур 0.70 мЯн/диаграмму, размер диаграммы 1.57×1.22 mas с PA = $10^\circ 4$). Карта спектрального индекса была сглажена медианным фильтром с радиусом эквивалентным указанному размеру диаграммы. Карта представляет оптически тонкую часть джета с $\alpha \sim 0.7$ и область самопоглощения ($\alpha < 0.0$). Метод 2D кросс-корреляции, используя оптически тонкую часть джета, был применён для пространственного совмещения изображений на различных частотах что необходимо для получения достоверной информации о спектре. Повышение крутизны спектра к краям джета, видимое на карте, происходит на угловом масштабе, сравнимым с размером диаграммы и, вероятно, возникает из-за неравномерного uv -покрытия на различных частотах. 71
- 3.11 CLEAN изображения PKS 1510–089, наблюдавшегося на VLBA 9 апреля 2009, на 15, 24 и 43 ГГц. Самый нижний контур и интенсивность в пике составляют 0.7 мЯн/диаграмму и 1.47 Ян/диаграмму (15 ГГц), 0.7 мЯн/диаграмму и 1.56 Ян/диаграмму (24 ГГц), 2 мЯн/диаграмму и 1.85 Ян/диаграмму (43 ГГц). Контуры нанесены с шагом $\times 4$. Использовано натуральное взвешивание. HPBW размер диаграммы показан в нижнем левом углу. Угловой размер 1 mas соответствует 5 пс. 74
- 3.12 Карта спектрального индекса α ($F(\nu) \propto \nu^\alpha$) между 15.4 и 23.8 ГГц (показано в цвете) PKS 1510–089. Контуры, проведённые поверх цветной карты представляют полную интенсивность на 15.4 ГГц (смотри подробности на Рис. 3.11). Карта спектрального индекса была сглажена медианным фильтром с радиусом 0.6 mas. 76
- 3.13 Квази-одновременное SED PKS 1510–089 из работы Sokolovsky et al. (2010a) построенное с использованием наблюдений с VLBA, Swift, Fermi/LAT, NOT, SMA and the 2.1 m телескоп Guillermo Haro. Фиолетовая кривая (a) представляет сумму следующих компонентов SED модели: зелёная кривая (b) представляет синхротронную компоненту, красная (c) – SSC компоненту, синяя (d) представляет тепловое излучение аккреционного диска и коричневая (e) – комптоновское рассеяние излучения диска (см. Таблицу 3.3). 77
- 3.14 VLBA спектр Mrk 501: 3.14a — спектр, интегрированный с парсековых масштабов, 3.14b — спектр ядра. 80

4.1	Натурально взвешенные CLEAN изображения наблюдавшихся источников в диапазоне от 1.4 до 15 ГГц. Уровень нижнего контура ‘clev’ был выбран в четыре раза превышающем среднеквадратичное значение шума на остаточной карте, величина пика указана как ‘max’. Уровни контуров увеличиваются с шагом в два раза. Пунктирные контуры обозначают области с отрицательной яркостью. Полуширина диаграммы показана в нижнем левом углу изображений. Эпоха наблюдения указана в нижнем правом углу. Красные и синие кружки указывают положения и размеры (FWHM) гауссовых модельных компонент для ядра и опорной области в джете, соответственно.	88
4.2	Расстояние от ядра до оптически тонкой компоненты джета, служащей телом отсчёта, как функция от частоты. Кривая представляет лучшую фитирующую функцию $r_c(\nu) = a + b\nu^{-1/k}$, коэффициент $k = 1$ был фиксирован в процессе фитирования. Параметры лучшего фитирования представлены в Таблице 4.4.	108
4.2	continued...	109
4.3	Распределение наблюдаемой разности расстояний между ядром и опорной компонентой, измеренной в двух поддиапазонах X , S и L диапазонов.	110
4.4	Распределение параметра k в положении ядра как функции частоты: $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$. Среднее значение $k = 0.98 \pm 0.11$, хотя медиана равна 0.89. Одно измерение выпадающее на гистограмме соответствует источнику 0952+179 для которого значение $k: k = 2.7 \pm 1.7$.	112
4.5	Соотношение относительного значения сдвига ядра с относительной плотностью потока ядра в X диапазоне. Относительный сдвиг ядра определён таким образом, чтобы его значение было больше единицы, то есть, для каждой пары измерений большее значение помещалось в числитель отношения. Единственным источником (на графике не показан), в котором происходили значительные изменения величины сдвига без существенных перемен в плотности потока, оказался W Com (1219+285); относительный сдвиг ядра 3.67 ± 0.36 и относительный поток 1.19 ± 0.08 .	115
5.1	Радиоспектры 3 из 60 впервые идентифицированных GSP кандидатов. Индекс переменности как функция частоты представлен на этом изображении под графиком спектра. Чёрные точки соответствуют данным РАТАН-600, серые представляют данные собранные из литературы.	121
5.2	Комбинированный спектр всех 226 отобранных GSP кандидатов. Индивидуальные спектры нормализованы по пиковой плотности потока и значению пиковой частоты. Тёмные кружки представляют усреднённый спектр, сдвинутый по вертикальной оси для наглядности. Непрерывная линия представляет теоретический спектр однородного синхротронно излучающего облака с самопоглощением и показателем степени $\gamma = 2.54$ в энергетическом распределении электронов.	122

5.3	Распределение пиковых частот GPS источников квазары, галактики и неотжествлённые радиоисточники "пустые поля".	124
5.4	Распределение индекса переменности ν для модели из непременных источников, измеренных с точностью 5, 8 и 10% последовательно.	125
5.5	Распределение наблюдаемого индекса переменности ν_{11} на 11 ГГц для GPS квазаров, галактик и не идентифицированных радиоисточников (пустые поля) в нашей выборке.	126
5.6	Распределение красных смещений GPS галактик и GPS квазаров из нашей выборки.	127
5.7	Отношение между индексом переменности на 11 ГГц ν_{11} и высокочастотным спектральным индексом α_1 для галактик (G), квазаров (Q) и не идентифицированных источников (R). линия получена применением метода минимальных квадратов данным: $a_1 \simeq 1.08(\pm 0.02) \nu_{11} - 0.90(\pm 0.002)$.	131
5.8	Распределения на 2.3–8.6 ГГц спектральных индексов РСДБ компонент CSO кандидатов	133
5.9	Наблюдаемое распределение частот пика для GPS источников с различной морфологией на РСДБ-масштабах.	133
5.10	“Индекс компактности” GPS источников из выборки PATAH-600 (a) и полной выборки источников с плоским спектром (b).	135
5.11	Распределение $\log_{10} B$ (Г) для источников с различной морфологией. Тёмные полосы представляют источники с известным красным смещением. Светлые полосы - источники с неизвестным красным смещением.	136
5.12	Натурально взвешенные CLEAN изображения полученные одновременно на частотах 2 и 8 ГГц. Уровень самого нижнего контура ‘slev’ выбран в четыре раза выше среднеквадратичного уровня шума, яркость в пике обозначена ‘max’ (Ян/диаграмму). Уровни контуров возрастают с коэффициентом 2. Пунктирный контур соответствует отрицательному потоку. Диаграмма показана в нижнем левом углу изображений. Эпоха наблюдений показана в правом нижнем углу. Голубые и оранжевые кружки изображают гауссианы, моделирующие 1 и 2 компоненты.	139

Список таблиц

1.1	Безразмерные параметры сферической синхротронной модели источника	14
2.1	Выборка γ -ярких блазаров наблюдавшаяся на VLBA	24
2.2	Центральные частоты IF	25
2.3	Амплитудные поправки для VLBA эксперимента BK150	26
2.4	Comparison of the emission region parameters estimated from the VLBA data and SED modeling	52
2.5	Estimated physical parameters of parsec-scale cores of the “high core shift sample” sources	55
3.1	Parameters of the core and jet components of 3C 454.3 at 43.2 GHz	61
3.2	VLBA измерения спектра 3C 454.3	66
3.3	Параметры SED модели PKS 1510–089 из работы Sokolovsky et al. (2010a)	78
3.4	Измерения плотности потока Mrk 421 и Mrk 501 с VLBA	80
4.1	Выборка источников со значительным сдвигом ядра наблюдавшихся VLBA	84
4.2	Центральные частоты IF	86
4.3	Амплитудные поправки для VLBA эксперимента BK134	109
4.4	Расстояние ядра от опорной джет-компоненты как функция частоты: результаты фитирования ($r = a + b/\nu$)	113
5.1	Выборка GPS радиоисточников PATAH–600	127
5.2	Список кандидатов в CSO отобранный по обзорам VCS и RDV 146	

Acknowledgements

Я глубоко благодарен доктору Юрию Ковалёву за возможность работы над интересными проектами описанными в диссертации и за его постоянную поддержку с советами. Я бы хотел поблагодарить доктора Андрея Лобанова за то, что он поделился со мной своим глубоким пониманием физики АЯГ и техники РСДБ. Доктор Александр Пушкарёв, Франк Шинцель, доктор Туомас Саволайнен, доктор Ру-Сен Лу, доктор Мариос Кароузос, доктор Эммануил Ангелакис, доктор Эдуардо Рос, доктор Ричард Поркас, доктор Томас Крихбаум, доктор Маттиас Кадлер, доктор Ларс Фурман, доктор Никола Марчили и многие другие нынешние и прошлые члены РСДБ группы Института Радиоастрономии общества имени Макса Планка всегда были доступны для интересных и полезных обсуждений вопросов науки и жизни, спасибо вам большое за это! Я бы хотел поблагодарить рецензентов профессора доктора Андреаса Эккарта и профессора доктора Антона Цензуса согласившихся рассмотреть эту диссертацию. Я особенно благодарен профессору доктору И. Антону Цензусу за возможность работать в РСДБ группе Института Радиоастрономии общества имени Макса Планка – это был очень интересный и познавательный опыт для меня. Особое спасибо Габи Брёер и Симоне Потт за их помощь, облегчившую мою жизнь в Бонне. Наконец, я бы хотел поблагодарить научную группу Ферми по активным ядрам галактик за продуктивное сотрудничество и за возможность работать с лучшими специалистами по γ -астрономии и блазарам. Моя работа над диссертацией была поддержана Международной Исследовательской Школой общества имени Макса Планка по Астрономии и Астрофизике (International Max Planck Research School for Astronomy and Astrophysics) в университетах Бонна и Кёльна.

Аннотация

В диссертации представлены результаты многочастотных наблюдений активных ядер галактик (АЯГ) в радио диапазоне с использованием метода Радиоинтерферометрии со Сверх-Длинными Базами (РСДБ). Результаты наблюдений обсуждаются в рамках существующих моделей излучения джетов и используются чтобы наложить ограничения на возможные физические параметры в ядрах парсековых масштабов. Ядра являются внутренними частями джетов и вероятно связаны с областями рождения высокоэнергичного излучения наблюдаемого от многих АЯГ. Анализ зависимости видимого положения ядра от частоты наблюдения поддерживает интерпретацию ядра как неотъемлемой части джета; наблюдаемое положение ядра определяется эффектом непрозрачности. Обнаружено, что доминирующим механизмом непрозрачности в наблюдавшихся радиоисточниках является синхротронное самопоглощение. Сравнение радиоисточников джеты которых направлены близко к лучу зрения с теми, чьи джеты лежат близ картинной плоскости поддерживает предположение о том, что яркие внегалактические источники γ -излучения связаны с джетами в которых значителен эффект релятивистского усиления.

Глава 1

Введение

Активные Ядра Галактик (АЯГ) представляют собой компактные области в центре некоторых галактик, излучающие мощное электромагнитное излучение, часто более яркое, чем свет от звёзд, газа и пыли, образующих материнскую галактику. Если излучение АЯГ превышает излучение галактики во всех спектральных диапазонах, такой объект называют квазаром. Предполагается, что источником энергии АЯГ служит аккреция газа на сверхмассивную чёрную дыру. Возможно этот процесс может приводить к выделению значительного количества энергии (до 10% от полной энергии падающего вещества, mc^2). Такое эффективное выделение энергии позволяет нам видеть АЯГ на космологических расстояниях. Аккреция вещества на компактный объект (чёрная дыра, нейтронная звезда, молодой звёздный объект и, возможно белый карлик) часто связывают с образованием коллимированных биполярных потоков – джетов. Предполагается, что джет уносит часть аккрецирующего вещества (и момент импульса) от центрального объекта. Вполне вероятно, что несмотря на впечатляющее внешнее подобие джетов, возникших у столь различных объектов как протозвёзды, чёрные дыры звёздной массы и сверхмассивные чёрные дыры, различные физические механизмы отвечают за их формирование и эволюцию. В АЯГ возникают джеты с экстремальными свойствами, вещество в которых движется с релятивистскими скоростями.

Хотя гипотеза об аккреции как источнике энергии АЯГ имеет широкую поддержку, конкретные физические процессы превращения энергии падающего газа в экстремальное электромагнитное излучение известны плохо. АЯГ это сложный объект, состоящий из центральной (возможно вращающейся) сверхмассивной чёрной дыры, падающего вещества, образующего аккреционный диск, пылевого тора (который значительно дальше от центра и, соответственно, холоднее) и облаков газа, вращающихся вокруг чёрной дыры, плюс потоки вещества, движущиеся от центральной чёрной дыры в форме коллимированного джета и возможно более медленных и слабо коллимированных выбросов. Упрощённая схема АЯГ, активного в радиодиапазоне представлена на Рис. 1.1. Вероятно магнитные поля играют значительную роль в динамике внутреннего аккреционного диска и процессе запуска релятивистского джета. Элементы этой сложной системы излучают за счёт различных физических механизмов, излучение одних структур воздействует на другие (свет от аккреционного диска ионизирует газовые

облака, фотоны, испущенные газом, приобретают дополнительную энергию от рассеяния на высокоэнергичных электронах джета). Детали этих процессов не ясны. Различия в темпе аккреции и её продолжительности, угол зрения, наличие или отсутствие отдельных компонент могут быть причиной столь больших различий в наблюдаемых видах АЯГ. Несмотря на наличие сверхмассивных чёрных дыр в центрах большинства галактик, только небольшая их часть проявляется как АЯГ и ещё меньше галактик, у которых наблюдаются джеты, яркие в радиодиапазоне.

Эта работа посвящена радиоярким АЯГ, обладающими наиболее развитыми релятивистскими джетами. В некоторых из них, получивших название "блазары излучение джета доминирует не только в радио, но и в оптическом диапазоне. Также блазары являются мощными источниками высокоэнергичного излучения, свойства которого, по-видимому, определяются наличием релятивистского джета. Мы постараемся описать некоторые наблюдательные свойства джетов АЯГ и, насколько это возможно, попытаемся произвести интерпретацию физики наблюдаемых явлений. Более подробный план работы можно найти в разделе 1.4.

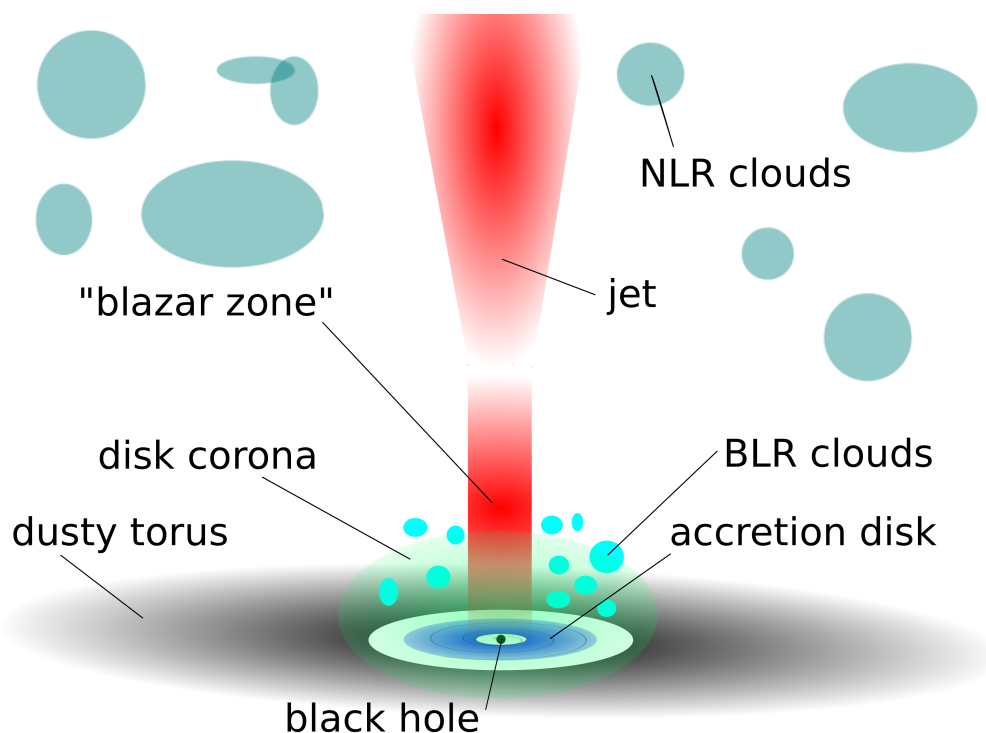


Рис. 1.1: Схема радиояркого АЯГ. Относительные размеры даны не в масштабе и настоящие формы большинства структур (таких как Область Широких Линий – Broad Line Region, BLR и Область Узких Линий – Narrow Line Region, NLR) неизвестны. "Зона блазара вероятно, компактная часть внутри джета, по-видимому, расположенная внутри BLR или у её границы. "Зона блазара" является источником релятивистски усиленного, быстропеременного излучения во всех диапазонах частот от инфракрасного до высокоэнергичного гамма-излучения.

1.1 Многочастотный подход как важный метод исследования физических процессов в джетах АЯГ

Неизвестно по какой причине только около 10% процентов АЯГ являются яркими радиоисточниками. Формирование джета, излучающего в радиодиапазоне может быть связано с условиями в окрестности чёрной дыры (например Hujeirat et al. 2003; Narayan 2005) с напряжённостью магнитного поля или вращением чёрной дыры (Blandford & Payne 1982; Blandford & Znajek 1977; Wilson & Colbert 1995). Возможно радиотихие АЯГ представляют собой просто уменьшенные (по такому параметру как мощность джета) версии радиоярких АЯГ (см. например Falcke 2001; Kellermann et al. 1994). Альтернативная точка зрения предполагает, что наблюдаемое слабое радиоизлучение в радиотихих АЯГ порождается другими механизмами нежели в радиоярких АЯГ (например, Ishibashi & Courvoisier 2010).

Наблюдаемые спектры, высокие яркостные температуры и значительная поляризация ясно демонстрируют нетепловую природу радиоизлучения от джетов АЯГ. Наиболее вероятным механизмом, порождающим радиоизлучение этих объектов является синхротронное излучение (например, Ginzburg & Syrovatskii 1965; Kardashev et al. 1962; Krolik 1999; Marscher 2009). Главными открытыми вопросами физики джетов АЯГ являются механизмы их разгона, диссипации энергии и формирования компонент Спектрального Распределения Энергии (Spectral Energy Distribution, SED).

Относительное расположение основных структур, входящих в состав радио яркого АЯГ, представлено на Рис. 1.1. Такое АЯГ будет выглядеть как блазар, если луч зрения совпадает или, по крайней мере, близок к направлению оси джета. При наблюдении под большим углом к оси объект будет радиогалактикой или квазаром с крутым радиоспектром.

Блазары являются классом АЯГ, включающим Квазары с Плоским Радиоспектром (Flat Spectrum Radio Quasars, FSRQ) и объекты типа BL Lacertae (лацертиды). Одним из наиболее выдающихся качеств блазаров является их способность излучать огромную мощность во всех диапазонах электромагнитного спектра от радио до ГэВ и ТэВ γ -лучей (например, Marscher 2006a, 2009). Предполагается, что эта энергия излучается релятивистским джетом, направленным строго на наблюдателя. SED блазара в $\nu \cdot \nu F_\nu$ представлении имеет две широкие компоненты: одна имеет максимум, лежащий между ближним ИК и рентгеном, второй максимум находится в γ -диапазоне (Рис. 1.2). Современные обзоры по механизмам излучения в блазарах и их энергетике можно найти в работах Boettcher (2010); Celotti & Ghisellini (2008); Ghisellini & Tavecchio (2009). Считается, что излучение блазаров от радио до рентгена это синхротронное излучение релятивистских электронов, а более энергичные фотоны рождаются при рассеянии синхротронных фотонов на излучающих электронах (synchrotron self-Compton process, SSC, Ghisellini & Maraschi 1989; Jones et al. 1974) и/или при рассеянии фотонов от какого-либо внешнего источника (External Compton, EC, Dermer & Schlickeiser 2002; Sikora et al. 1994). Источниками внешних фотонов являются аккреционный диск, облака из области широких линий (BLR), горячая пыль из пылевого тора и реликтовое излучение. Их относительный вклад варьируется для разных объектов.

Несмотря на широкое признание описанной выше картины, точное рас-

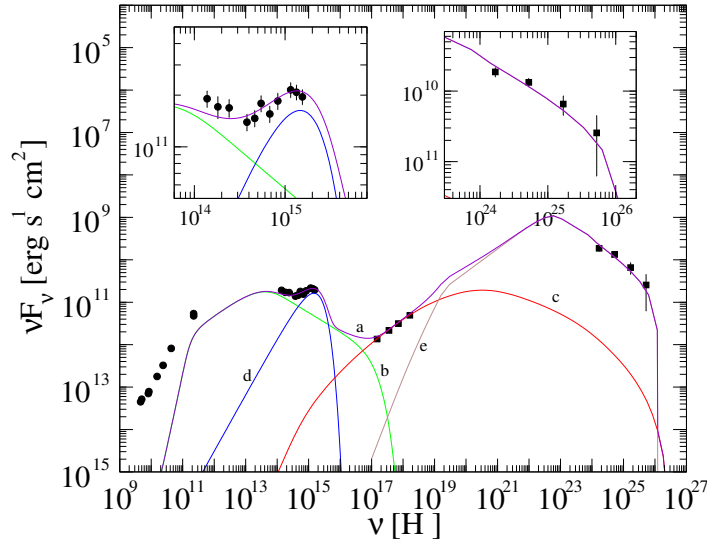


Рис. 1.2: Наблюдаемое Спектральное Распределение Энергии (SED) блазара в сравнении с теоретической моделью. Более подробное обсуждение представлено в Разделе 3.3, см. также Рис. 3.13.

положение, геометрия и физические свойства областей ответственных за излучение блазара в различных диапазонах остаётся неясным. Важно определить расположение области, излучающей γ -лучи для выбора между SSC и ЕС моделями и определения происхождения первичных фотонов для ЕС процесса. Кроме того, феномен блазаров можно объяснить в рамках адронной модели, согласно которой первичными ускоренными частицами являются протоны, излучающие γ -гамма лучи при фотон-фотонных и фотон-пионных процессах и синхротронном излучении (обзоры по адронным моделям можно найти в работах Mücke & Protheroe 2001; Mücke et al. 2003).

Излучение блазаров переменено по потоку и поляризации на временных интервалах от минут до десятилетий и более. Ударные волны в джете (Hughes et al. 1985; Marscher 1996; Marscher & Gear 1985), сталкивающиеся оболочки релятивистской плазмы (Guetta et al. 2004), “эффект маяка” (Camenzind & Krockenberger 1992), МГД-нестабильности (Sikora et al. 2005) и изменения в направлении джета, вызванные орбитальным движением в двойной системе состоящей из сверхмассивных чёрных дыр (Begelman et al. 1980; Valtonen et al. 2008; Villata & Raiteri 1999), это лишь некоторые механизмы, предложенные для объяснения переменности блазаров на разных временных масштабах. Поскольку физические процессы порождающие переменность блазаров неизвестны, изучение изменений SED очень важно (Angelakis et al. 2009) так как различные модели предсказывают различные типы изменений и наличие или отсутствие корреляций между переменностью в различных диапазонах спектра (например, Böttcher 2002).

В обсуждении переменности потока излучения блазаров и вообще АЯГ часто используется термин “вспышка”, но этот термин не должен вводить в заблуждение. Хотя часто можно визуально выделить отдельные вспышки на оптической кривой блеска АЯГ (например, Novatta et al. 2008) неизвестно, представляют ли эти вспышки действительно какие-то выделенные

катастрофические изменения свойств источника излучения (каким является, например, вспышка карликовой новой, связанная с фазовым переходом в её аккреционном диске). Напротив, вполне возможно что “вспышечная” активность есть вполне естественное состояние АЯГ. Переменность АЯГ может быть вызвана процессом, который непрерывно производит вспышки разной амплитуды и продолжительности.

Правильная пространственная локализация области производящей переменное нетепловое излучение в джете АЯГ чрезвычайно важно для понимания механизма высвобождения и передачи энергии в активных галактиках. Существует большое количество доказательств (Lobanov 2010a) вклада релятивистского джета в генерацию нетеплового континиума в оптике (Arshakian et al. 2010; Jorstad et al. 2010; León-Tavares et al. 2010), рентгеновском диапазоне (Chatterjee et al. 2009; D’Arcangelo et al. 2007; Marscher et al. 2008; Soldi et al. 2008; Unwin et al. 1997), γ -лучах до МэВ–ГэВ (Jorstad et al. 2010; Marscher et al. 2010b; Otterbein et al. 1998; Savolainen et al. 2010) и ТэВ (Acciari et al. 2009a; Charlot et al. 2006; Piner & Edwards 2004) энергий.

Представляется естественным попытаться раскрыть секреты блазаров, исследуя связи между их излучением в различных диапазонах электромагнитного спектра. Сравнение переменности на двух или более частотах может дать сведения о размере (по наименьшему временному масштабу наблюдаемой переменности) и относительном расположении (через обнаружение скореллированной переменности и измерение временных задержек) соответствующих излучающих зон. Квази-одновременное SED можно промоделировать. В зависимости от конкретной модели SED, это даёт потенциальную возможность получить информацию о физических условиях в излучающей зоне блазара, свойствах BLR или пылевого тора или аккреционного диска вокруг чёрной дыры как и о массе чёрной дыры.

Для исследования корреляции переменности квазаров в различных частотных диапазонах было организовано значительное количество специальных наблюдательных компаний, с последующим построением SED и моделированием его в активном и спокойном состояниях (см. Abdo et al. 2010f; Acciari et al. 2009c; Bach et al. 2006; Vercellone et al. 2010; Villata et al. 2009 в качестве примеров). Ясно, что исследование переменности блазаров в γ -диапазоне является решающим для решения вопросов о рождении высокоэнергичного излучения и о механизмах конвертации энергии джета во внутреннюю энергию частиц (например, Abdo et al. 2010a; Marscher et al. 2008). Тем не менее, до последнего времени организационные трудности в проведении компаний мульти-волновых одновременных наблюдений привели к тому, что количество индивидуально исследованных блазаров можно пересчитать по пальцам. Большое разнообразие форм переменности и противоречивые оценки значений временных задержек между различными частотами, которые наблюдались в этом ограниченном и неоднородном наборе блазаров указывает на необходимость получения данных такого рода для гораздо большего количества объектов.

Радиояркие АЯГ, и особенно блазары, являются самым многочисленным и высокоэнергичным классом внегалактических γ -источников ГэВ диапазона (Abdo et al. 2009; Giroletti et al. 2010; Hartman et al. 1999; Kovalev 2009). Это указывает на связь между возникновением яркого радиоджета и испусканием γ -излучения (Abdo et al. 2009; Giroletti et al. 2010; Hartman et al. 1999; Kovalev 2009). При этом прямое соответствие между полными

потоками наблюдаемыми в радио- и γ -диапазонах остаётся сомнительным (Max-Moerbeck et al. 2009; Muecke et al. 1997). Необходимы высокоточные одновременные наблюдения в обоих диапазонах на протяжении нескольких лет, которые зафиксируют многочисленные проявления вспышечной активности квазара. Со времени запуска в июне 2008 года Космического Гамма-Телескопа Ферми (Fermi) такие наблюдения в γ -диапазоне стали наконец доступны. Последовавшие за этим многочисленные наземные программы по мониторингу радиоизлучения квазаров собрали данные, необходимые для изучения корреляции между их γ и радио излучением (Aller et al. 2010; Angelakis et al. 2010; Kovalev & Kovalev 2006; Richards et al. 2010; Teräsranta et al. 2003).

Изучение переменности блазаров в радио и её связи с поведением в других диапазонах электромагнитного спектра усложняется наличием радиоизлучения от протяжённого радиоджета, который невозможно отделить от излучения компактной блазарной зоны на одиночном радиотелескопе. Эта проблема может быть решена благодаря методу Радиоинтерферометрии со сверх-Длинными Базами (РСДБ), который обсуждается в следующем разделе.

1.2 РСДБ исследования радио джетов АЯГ на парсековых масштабах

1.2.1 Джеты, ориентированные вдоль луча зрения

РСДБ наблюдения обеспечивают наивысшее разрешение при наблюдении джетов АЯГ (см. например Lobanov 2010a; Zensus 1997; Zensus et al. 2006) У большинства блазаров, структуры парсековых масштабов, если они достаточно яркие чтобы быть доступны РСДБ-наблюдениям, содержат доминирующие по яркости, неразрешённые или едва разрешённые детали - “ядра”. Ядра блазаров имеют плоский либо инвертированный радиоспектр, характерный для оптически-толстого синхротронного излучения (Раздел 1.3). Физическая природа радио-ядер блазаров наблюдаемых на парсековых масштабах активно обсуждается (Marscher 2008; Раздел 4.1). Многочисленные факты поддерживают модель непрерывного Blandford & Konigl (1979) джета, со слабым градиентом физических свойств вдоль него Blandford & Konigl (1979). Видимое положение ядра на данной частоте в рамках этой модели интерпретируются как поверхность на которой оптическая толщина $\tau_\nu \approx 1$ (фотосфера) в непрерывном джете. Наблюдаемое положение ядра, $r_c(\nu)$, зависит от частоты ν , таким образом что $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$ (это так называемый эффект “сдвига ядра”, “core shift”, Рис.(fig:blazarjetscheme). Если основным механизмом поглощения радиоизлучения в ядре является синхротронное самопоглощение и имеет место равномерное распределение плотности энергии между частицами и магнитным полем, индекс $k = 1$ (Blandford & Konigl 1979). Сдвиг ядра позволяет исследовать основные физические свойства как ультра-компактных областей ядра, так и окружающей его поглощающей среды (Lobanov 1998b). Подробно эти вопросы обсуждаются в Главе 4.

Джеты с крутым спектром (часто неразрешённые в поперечном сечении) обычно простираются далеко за пределы ядра. Их спектральный профиль

характерен для оптически тонкого синхротронного излучения и приводит к большей яркости джета на низких частотах. Пример такой структуры можно найти на Рис. 2.3.

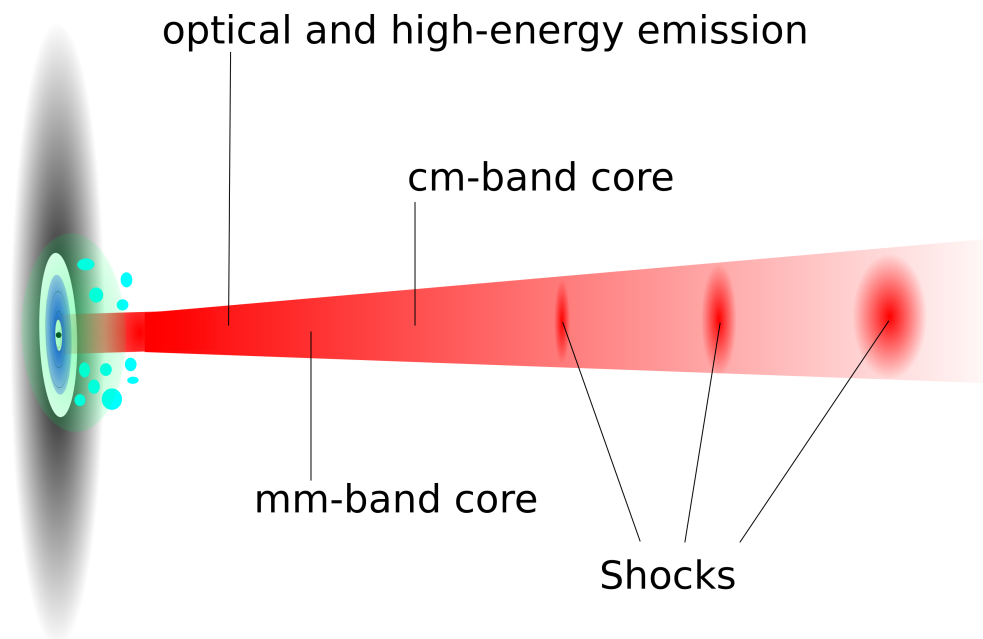


Рис. 1.3: Схема джета блазара. Обратите внимание, что ядро в мм-диапазоне, расположено ближе к центральной машине, чем см-ядро, это проявление эффекта сдвига ядра. На любой заданной частоте области джета, расположенные выше по течению относительно ядра для данной частоты не видны из-за непрозрачности. “Блазарная зона” это источник инфракрасного, оптического и высокоэнергичного излучений расположена выше ядра мм-диапазона. Ударные волны, распространяющиеся по джету, также могут потенциально являться причиной части высокоэнергичного излучения.

Отдельные яркие детали, называемые "компоненты" часто наблюдаются внутри протяжённых джетов (Рис. 4.1). Ограниченный динамический диапазон РСДБ наблюдений приводит к тому, что многие джеты выглядят как серии отдельных компонент, так как основной поток излучает слишком слабо и не прорабатывается на изображении. Компоненты связывают с ударными волнами, распространяющимися вдоль джета (Blandford & Konigl 1979; Marscher 2009). Часто компоненты демонстрируют видимость сверхсветовых движений (например Рис. 3.6. Альтернативная интерпретация рассматривает компоненты как области протяжённого изогнутого джета, которые лучше совпадают с направлением луча зрения (и поэтому становятся ярче из-за большей степени релятивистского усиления). Джет может приобрести изогнутую форму из-за нестабильностей в потоке или по причине движения его основания (например, Lobanov 2010b; Lobanov & Zensus 2001). Компоненты, возникшие из-за разницы в направлении по отношению к лучу зрения (и, следовательно, величины усиления) между участками джета не должны демонстрировать сверхсветовых скоростей. Возможно, у внегалактических джетов имеются компоненты как ударной природы, так и

возникшие из-за искривлений джета.

Только РСДБ наблюдения во многих эпохах являются прямым подтверждением наличия релятивистских движений в джетах АЯГ. Наблюдение кинематики джетов необходимо для оценки полной мощности джета, изучения его структуры и изменений со временем. Такие наблюдения позволяют искать ответы на вопрос о механизме ускорения джета (Königl 2007). Связь между изменениями в структуре джета парсековых масштабов, его яркости, поляризационными свойствами и переменностью блазара которая наблюдается в других диапазонах остаётся открытым вопросом и интересной темой для исследований. В принципе, наличие достаточно протяжённой базы РСДБ наблюдений открывает возможность исследовать такие мало изученные физические процессы в АЯГ, как динамика ускорений, неустойчивости, прецессии, коллимация и пространственную структуру магнитного поля джета. Многочисленные программы РСДБ мониторинга, направленные на изучение этих и многих других проблем, проводятся в настоящее время (Lister et al. 2009; Marscher et al. 2009; Ojha et al. 2010; Pushkarev & Kovalev 2008).

Мульти-частотные РСДБ наблюдения поставляют данные для моделирования SED блазаров и особенно полезны в рамках мульти-волновых компаний, позволяющих построить SED для широкого диапазона частот и проследить его изменения со временем (Savolainen et al. 2008; Sokolovsky et al. 2010a). Участие РСДБ в длительной мульти-волновой компании даёт уникальную возможность исследовать связь между изменениями на масштабах парсека в структуре джета, поляризацией и SED. Корреляция между γ -вспышками и активностью радиоджетов на парсековых масштабах была отмечена многими авторами (Jorstad et al. 2001; Lähteenmäki & Valtaoja 2003; Marscher et al. 2010b).

1.2.2 Джеты, наблюдаемые под большим углом

Структуры типа ядро-джет, ассоциирующиеся с блазарами, не единственная форма, в которой АЯГ могут предстать перед нами на РСДБ изображениях. Приблизительно 7% радиогалактик из полного, ограниченного по потоку списка, обладают парсековыми джетами и излучающими радио-ушами по обе стороны от центральной машины (см. Taylor et al. 2000, 1996 и содержащийся в этих работах список литературы). Двухсторонние джеты зарегистрированы при РСДБ наблюдениях ярких радиогалактик, таких как Cyg A (Bach et al. 2005, 2008) и NGC 1052 (Kadler et al. 2004). Так называемые Компактные Симметричные Объекты (Compact Symmetric Objects, CSO, Readhead et al. 1996a; Wilkinson et al. 1994) также демонстрируют излучающие в радиодиапазоне области по обе стороны от активного ядра (смотри Главу 5.3). Эти объекты выглядят как радиогалактики в миниатюре, с горячими пятнами (hotspots) и миниатюрными радио-ушами, а не джетами, доминирующими в их радиоизлучении на парсековых масштабах (Рис. 1.4). Поразительное подобие столь различных по масштабу объектов как CSO и большие радиогалактики позволяет предположить (Phillips & Mutel 1982), что перед нами молодые радиоисточники, которые со временем эволюционируют в большие радиогалактики.

В качестве альтернативы Carvalho (1994, 1998), возникло предположение, что CSO малы не от своей молодости, а это джеты, развитию которых

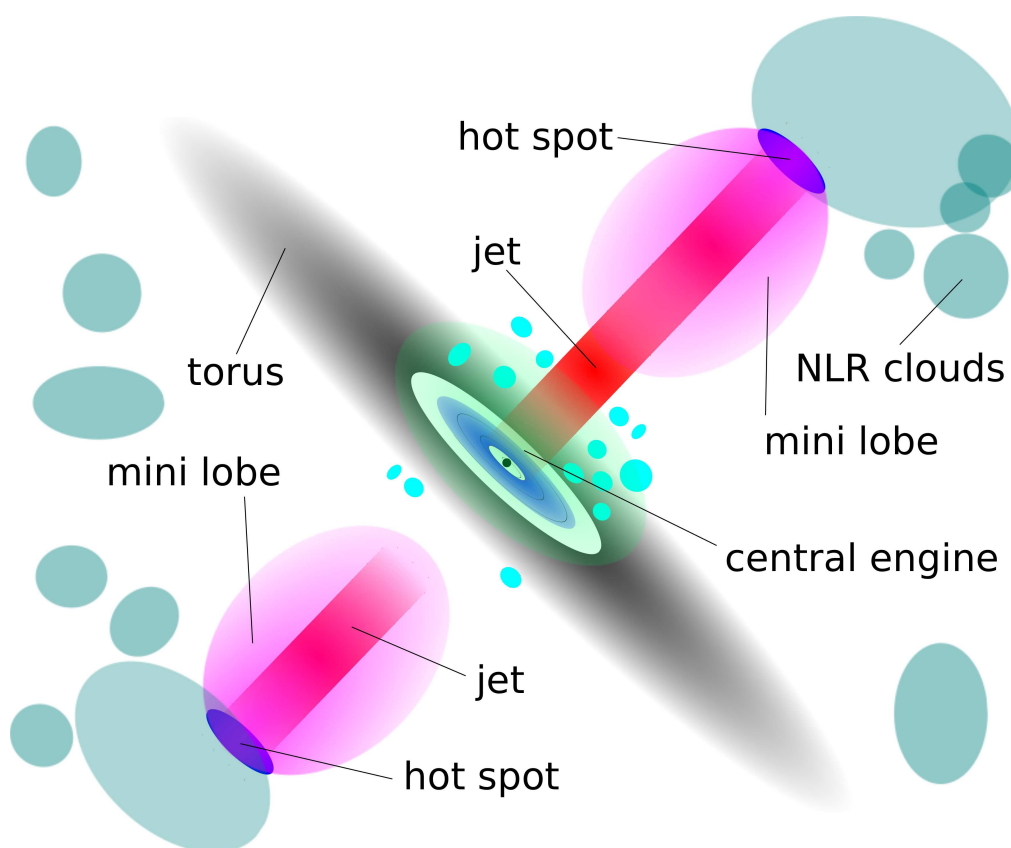


Рис. 1.4: Схема Компактного Симметричного объекта (CSO) – миниатюрной радиогалактики полностью находящейся внутри области узких линий (Narrow Line Region, NLR) родительской галактики.

помешала слишком плотная окружающая среда. Согласно этой модели, возраст таких источников оценивается в 10^6 – 10^7 лет.

Случайная ориентация CSO в пространстве позволяет протестировать унифицированную схему АЯГ, которая предполагает затемняющий тор из газа и пыли, окружающий центральную машину. Угол, под которым наблюдатель видит этот тор, определяет какие структуры в АЯГ доступны наблюдению (Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995). Часто CSO демонстрируют очень широкие линии поглощения HI (Gupta et al. 2006; Peck et al. 2000; Pihlström et al. 2003; Taylor et al. 1999) а также свободно-свободное поглощение (Peck et al. 1999), что можно рассматривать как подтверждение существования этого тора вокруг активного ядра. H_2O мегамазеры также указывают на существование тора вокруг ядра у ближайших АЯГ (см. Lo 2005 и ссылки в этой работе). Как правило CSO демонстрируют очень низкую степень поляризации радиоизлучения (Gugliucci et al. 2007), что при наличии тора, можно было бы объяснить высокой степенью Фарадеевского вращения, вызванного ионизированным газом связанным с тором (Gugliucci et al. 2005).

Измеряя скорость разлёта горячих пятен (hot spots) или скорость компонентов джета относительно ядра (Gugliucci et al. 2007), можно получить кинематический возраст CSO. Например, для объекта 0710+439, в работе

Owsianik & Conway (1998) кинематический возраст был оценён в интервале 1100 ± 100 лет, что даёт серьёзную поддержку гипотезе, объясняющей небольшие размеры CSO их молодостью, а не взаимодействием с плотной окружающей средой. Распределение CSO по возрастам выявляет диспропорцию в пользу молодых объектов (Gugliucci et al. 2007). Были предложены различные объяснения: эффект селекции отдающий предпочтение при более молодым объектам, прекращение активности после определённого промежутка времени либо способность CSO периодически переходить из активной стадии в спокойную (Tingay et al. 2003). Важно составить репрезентативную выборку CSO, включающую как яркие, так и слабые по потоку объекты, и чувствительную к объектам среднего размера. Такая выборка позволит исследовать описанные выше проблемы более детально.

При наблюдении на одиночном радиотелескопе многие CSO демонстрируют радиоспектр характерной формы с пиком на частотах от нескольких сот МГц до нескольких ГГц (например, Polatidis & Conway 2003). Радиоисточники с такой формой спектра называют Compact Steep-Spectrum (CSS) и Gigahertz Peaked-Spectrum (GPS) источники (O’Dea 1998; смотри Главу 5.1). Мульти-частотные высокочувствительные РСДБ-наблюдения необходимы для разрешения симметричной структуры на масштабе порядка парсека (Taylor et al. 2000). В частности, не все GPS радиогалактики принадлежат к классу CSO (Глава 5.2).

1.3 Излучение однородного синхротронного источника и его приложение к джетам

Хотя релятивистский джет является чрезвычайно сложной структурой, его небольшую часть (например, отдельную компоненту джета) можно рассматривать как однородное облако замагниченной плазмы. Предполагается что речь идёт о лептонной плазме со степенным законом энергетического распределения частиц. Теория синхротронного излучения такого облака хорошо разработана (смотри Разделы 1.3.1 и 1.3.2 и представленные там ссылки на литературу).

Наиболее заметной деталью спектра однородного синхротронного облака является пик, возникающий по причине синхротронного самопоглощения низких частотах. Рис. 1.5 представляет теоретический спектр однородного синхротронно излучающего облака. Спектр изображён в обычном (F_ν , Рис. 1.5a) SED (νF_ν , Рис. 1.5b) представлении. Оптически толстая часть спектра описывается степенным законом со спектральным индексом $\alpha = 5/2$ ($F_\nu \propto \nu^\alpha$). Оптически тонкая часть также подчиняется степенному закону, спектральный индекс этой части $\alpha = (1 - p)/2$. Здесь p -показатель степени в энергетическом распределении частиц $N(E) \propto E^{-p}$. Большое количество радиоисточников со степенной формой спектра с $\alpha < 0$ поддерживает предположение о степенном распределении частиц по энергиям.

Плоский спектр компактных ядер требует объяснения. В качестве него обычно предлагается синхротронное излучение неоднородного облака. Есть две наиболее известные гипотезы относительно природы этого неоднородного источника в основании джета. Первая предполагает, что объект который мы наблюдаем в качестве ядра парсекового масштаба является поверхно-

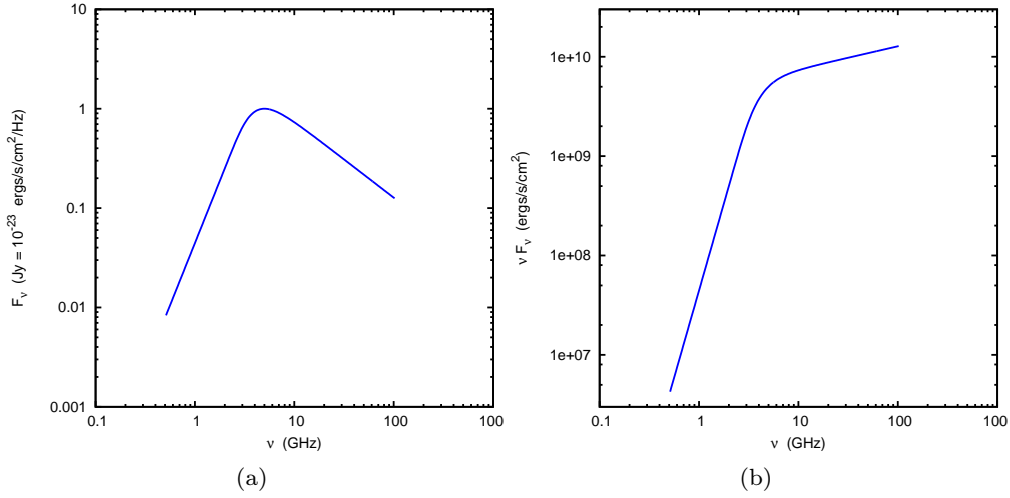


Рис. 1.5: Теоретический спектр однородного источника синхротронного излучения (Глава 1.3.1) в спектральных (F_ν , 1.5a) и SED (νF_ν , 1.5b) единицах.

стью, на которой оптическая толщина $\tau_\nu \approx 1$ (фотосфера) внутри непрерывного потока джета, имеющего градиент физических характеристик (Blandford & Konigl 1979). Второе объяснение известное как “космический заговор”, предполагает, что плоский спектр образуется из серии отдельных ярких компонент, имеющих спектральные пики на различных частотах (например, Marscher 1980).

На практике спектр парсекового ядра не всегда плоский. Завал в спектре, вызванный синхротронным самопоглощением часто можно обнаружить, если наблюдения покрывают достаточно широкий диапазон частот (Глава 2). Тем не менее остаётся непонятным, как это соотносится с различными предположениями о механизмах формирования спектра ядра, описанных выше? Излом спектра и физические параметры, которые можно вычислить с его помощью, могут соответствовать отдельной компоненте джета, имеющей низкую частоту излома, но расположенной ещё слишком близко к компонентам находящимся выше по течению, чтобы их можно было пространственно разделить. Следующая компонента, расположенная ниже по течению, будет протяжённее и её частота излома ещё ниже, но она будет уже видима отдельно от серии близких джет-компонент образующих ядро и не будет вносить вклад в его наблюдаемый спектр. В качестве альтернативы излом может соответствовать области в непрерывном джете (Blandford & Konigl 1979; Konigl 1981), в которой его физические свойства резко изменяются из-за какого-то возмущения, в результате недостаток низкочастотного излучения от этой области джета (из-за её непрозрачности) не компенсируется полностью оптически тонким излучением от более удалённых от основания джета областей. Излом, образованный самопоглощением, в спектре ядра содержит информацию об области около начала джета и структуре, которую мы наблюдаем как ядро.

Но даже если излом в спектре виден, спектр ядра обычно сильно отличается от спектра однородного источника, рассчитанного теоретически, из-за вклада излучения окрестных областей. Иногда спектральный излом мож-

но обнаружить в компоненте джета, пространственно отделённой от ядра (Savolainen et al. 2008; Sokolovsky et al. 2010b). Спектр такой компоненты обычно ближе к спектру однородного источника. Появляется возможность точнее определить физические условия в такой компоненте.

1.3.1 Синхротронное излучение вдоль луча зрения

Следуя Pacholczyk (1970), рассмотрим однородное облако релятивистских электронов во внешнем магнитном поле с проекцией магнитной индукции B_{\perp} , перпендикулярной лучу зрения. Мы предполагаем, что энергетическое распределение электронов описывается степенным законом в некотором диапазоне энергий:

$$N(E) = N_0 E^{-p}, \quad E_{\min} < E < E_{\max},$$

где N_0 и p константы. Для этого случая, мы можем записать уравнение переноса излучения

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\kappa_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu},$$

где I_{ν} интенсивность синхротронного излучения на частоте ν , ds дифференциальный элемент длины, j_{ν} коэффициент излучения, κ_{ν} коэффициент поглощения. Если j_{ν} и κ_{ν} постоянны вдоль луча зрения, решение уравнения переноса имеет вид

$$I_{\nu} = \int_0^L j_{\nu} e^{-\int_0^s \kappa_{\nu} ds} ds = \frac{j_{\nu}}{\kappa_{\nu}} (1 - e^{-\kappa_{\nu} L}),$$

где L размер электронного облака вдоль луча зрения и $\kappa_{\nu} L = \tau_{\nu}$ его оптическая толщина (глубина).

Согласно Pacholczyk (1970) это решение можно записать как

$$I_{\nu} = S(\nu_1) J\left(\frac{\nu}{\nu_1}, p\right), \quad (1.1)$$

where

$$\nu_1 = 2c_1 (N_0 L c_6(p))^{2/(p+4)} B_{\perp}^{(p+2)/(p+4)}, \quad (1.2)$$

$$S(\nu_1) = \frac{c_5(p)}{c_6(p)} B_{\perp}^{-1/2} \frac{\nu_1^{5/2}}{2c_1}, \quad (1.3)$$

$$J(z, p) = z^{5/2} (1 - \exp[-z^{-(p+4)/2}]),$$

$$c_1 = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} = 6.27 \times 10^{18},$$

$$c_3 = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2} = 1.87 \times 10^{-23},$$

$$c_5(p) = \frac{1}{4} c_3 \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right) \left(\frac{p+7/3}{p+1}\right),$$

$$c_6(p) = \frac{1}{32} \left(\frac{c}{c_1}\right)^2 c_3 \left(p + \frac{10}{3}\right) \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+10}{12}\right),$$

где e заряд электрона, m_e масса электрона и c скорость света в вакууме.

Показатель степени p энергетического распределения электронов можно найти по показателю α ($F_\nu \propto \nu^\alpha$) в оптически тонкой части спектра: $p = 1 - 2\alpha$. Оптическая глубина τ_m , соответствующая частоте пика в спектре ν_m может быть найдена из уравнения $\exp[\tau_m] = 1 + \frac{p+4}{5}\tau_m$.

Из уравнений 1.1), (1.2) и (1.3), мы можем выразить перпендикулярную проекцию магнитного поля:

$$B_\perp = \left(\frac{c_5(p) J(\frac{\nu}{\nu_1}, p)}{c_6(p) I_\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu_1}{2c_1} \right)^5. \quad (1.4)$$

Отметим, что если размер излучающей области меньше углового разрешения наблюдений, то могут быть найдены только нижний предел интенсивности излучений и, соответственно, верхний предел величины магнитного поля B_\perp .

Gould (1979) справедливо подчёркивает, что спектр однородной “шайбы”, описанной выше, будет отличаться от спектра однородного облака сферической формы. Причина в том, что даже при постоянных локальных параметрах плазмы (таких как концентрация частиц и величина магнитного поля) оптическая глубина сферического облака будет различной вдоль различных лучей зрения. Тем не менее, нет оснований считать, что сферическое облако лучше моделирует область реального джета чем шайба. В любом случае это грубое приближение. К сожалению, невозможно разработать более точную модель без подробных данных о геометрии излучающей области, которые в настоящее время отсутствуют.

1.3.2 Синхротронное излучение сферического источника

В Главе 1.3.1 кратко описана связь интенсивности синхротронного излучения с индукцией магнитного поля B в излучающей плазме. На практике интерпретация РСДБ наблюдений даёт полный поток излучения компоненты джета и её размер, а не интенсивность излучения непосредственно. Для таких данных соответствующий формализм был представлен Marscher (1983), который вычислил полный синхротронный поток от сферического синхротронного облака.

Модель Marscher (1983) представляет собой сферическое облако плазмы с однородным (по величине, но беспорядочным по направлению) магнитным полем B и изотропным степенным распределением излучающих частиц по энергии (E):

$$N(E) = N_0 E^{2\alpha-1} \quad (\gamma_1 mc^2 < E < \gamma_2 mc^2)$$

где α , наблюдаемый спектральный индекс в оптически тонкой части спектра¹. В рамках этой модели, величина магнитного поля может быть выражена (Marscher 1983) как:

$$B = 10^{-5} b(\alpha) \theta^4 \nu_m^5 S_m^{-2} \frac{\delta}{1+z}$$

где B в Гауссах, ν_m частота пика в ГГц, S_m плотность потока на частоте ν_m в Янски (она экстраполируется из оптически тонкой части спектра),

¹ $F_\nu \propto \nu^\alpha$

$\delta = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \psi)}$ Доплер-фактор, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, ψ угол между скоростью облака v и лучом зрения, z – красное смещение источника. θ угловой диаметр облака в миллисекундах. Отметим, согласно Marscher (1983) неуместно использовать ширину на половине интенсивности (FWHM) гауссианы аппроксимирующей распределение яркости компоненты для определения θ в приведённой формуле, так как она меньше диаметра сферической компоненты, которая могла бы аппроксимировать те же данные.

Таблица 1.1: Безразмерные параметры сферической синхротронной модели источника

α	b	n
0.25	1.8	7.9
0.50	3.2	0.27
0.75	3.6	0.012
1.00	3.8	0.00059

Взято из Marscher (1983).

Константа нормализации в энергетическом распределении частиц

$$N_0 = n(\alpha) D_{Gpc}^{-1} \theta^{4\alpha-7} v_m^{4\alpha-5} S_m^{3-2\alpha} (1+z)^{2(3-\alpha)} \delta^{2(\alpha-3)}$$

$n(\alpha)$ and $b(\alpha)$ безразмерные величины, приведённые в Табл. 1.1, D_{Gpc} расстояние в Гигапарсеках.

1.4 Структура данной работы

- В Главе 2 предлагается метод оценки величины магнитного поля в джетах АЯГ на базе одновременных многочастотных РСДБ наблюдений. Этим методом исследованы 38 ярких внегалактических радиосточников.
- Глава 3 описывает отдельные источники в контексте мульти-волновых компаний по наблюдению блазаров с участием Орбитального Гамма Телескопа Ферми (FGST). РСДБ данные используются чтобы наложить дополнительные ограничения при моделировании Спектрально-Энергетического Распределения (SED).
- Глава 4 содержит наблюдательные данные, полученные в ходе многочастотных РСДБ наблюдений двадцати источников, обнаруживающих значительное смещение положения ядра с частотой (эффект сдвига ядра). Показано, что синхротронное самопоглощение является главным механизмом лежащим в основе этого явления.
- В Главе 5 описаны обнадёживающие результаты поиска молодых радиоярких АЯГ на базе многочастотных наблюдений на одиночных радиотелескопах и РСДБ данных. Некоторые из этих источников могут иметь внутреннюю природу близкую к блазарам, но излучать под большим углом к лучу зрения.

- Все результаты работы кратко суммированы в Главе 6.

В этой работе мы используем Λ CDM космологию со следующими значениями основных параметров: $H_0 = 0.71$, $\Omega_m = 0.27$ и $\Omega_\Lambda = 0.73$ (Komatsu et al. 2009).

Глава 2

Ограничения на индукцию магнитного поля и энергетический спектр излучающих частиц в джетах АЯГ по данным РСДБ наблюдений

Пространственно разрешённая широкополосная радиоспектроскопия использующая Радиоинтерферометрию со Сверхдлинной Базой (РСДБ), является одним из немногих методов позволяющих исследовать физические условия в джетах блазаров. Обнаружение излома вызванного синхротронным самопоглощением в спектре детали джета в сочетании с оценкой размера этой детали позволяет оценить величину магнитного поля в ней используя стандартные формулы теории синхротронного излучения. Однако, построение широкополосного радиоспектра по РСДБ данным представляет определённую техническую сложность из-за различия в покрытии uv -плоскости и чувствительности на разных частотах и трудностей с определением сдвигов между РСДБ изображениями на разных частотах. Также остаётся открытым вопрос о применимости простой модели однородного синхротронного облака даже к отдельным деталям реальных радиоисточников.

Однозонные модели с внутренним (synchrotron self-Compton, SSC) и внешним Комптон-эффектом (external Compton, EC) широко применяются для объяснения широкополосных Спектральных Распределений Энергии (Spectral Energy Distributions, SED) блазаров от ИК до гамма-диапазонов. Эти модели аналогичны однородному синхротронному облаку, которое часто используется для моделирования радиоизлучения отдельной компоненты радиоджетов парсековых масштабов. Радиоядро парсековых масштабов, как правило наиболее яркая, компактная и сильно переменная деталь в джете, может быть связано с источником излучения блазара на высоких энергиях.

В настоящей работе мы проверяем эту гипотезу, используя одновременные многочастотные РСДБ наблюдения. Полученные данные позволяют установить размер излучающей области и её спектр, излом которого открывает возможность оценки величины магнитного поля и энергетического спектра частиц в области излучающей в радио диапазоне.

Мы описываем методику, которая позволяет восстановить пространственно разрешённый спектр по одновременным многочастотным РСДБ наблюдениям. Этот спектр можно использовать для оценки напряжённости магнитного поля в области источника, для которой наблюдается спектральный пик вызванный синхротронным самопоглощением. Метод применён к значительному числу источников, наблюдавшихся на РСДБ-системе VLBA.

Первые результаты работы, описанной в этой главе представлены в Sokolovsky et al. (2010a,b).

2.1 Метод построения пространственно разрешённого спектра на базе CLEAN-компонент

В этом разделе представлен метод восстановления пространственно разрешённого спектра по многочастотным РСДБ данным. Но перед тем как приступить к подробному описанию метода, которое представлено в Разделе 2.1.2, Раздел 2.1.1 даст краткое введение в стандартную технику построения одночастотного РСДБ изображения.

2.1.1 Построение РСДБ изображения с использованием алгоритма CLEAN

Астрономический интерферометр это прибор измеряющий интерференцию (или какие-либо свойства связанные с интерференцией) излучения от астрономического объекта. Он состоит из набора элементов (телескопов) и устройства в котором соединяются сигналы от отдельных элементов - коррелятора. “Апертурный синтез” это тип интерферометрии при котором сигналы принятые отдельными телескопами смешиваются для получения изображения с угловым разрешением соответствующим расстоянию между телескопами. Апертурный синтез возможен только если и амплитуда и фаза пришедшего сигнала измеряются каждым телескопом. Это достигается корреляцией сигналов, принятых двумя телескопами с использованием двух каналов: в первом канале сигналы складываются как есть (канал косинуса), а во втором канале сигналы складываются после введения 90° фазового сдвига в один из сигналов (канал синуса; Rogcas 2008). Ясно, что фазовый сдвиг можно внести только в достаточно узкополосный сигнал. Широкополосный сигнал записанный на каждом телескопе делится на многочисленные поддиапазоны на стадии корреляции. Комплексная величина, которую измеряет интерферометр, работающий в режиме апертурного синтеза, называется комплексная видность “complex visibility” (Thompson 1999).

Большинство интерферометров апертурного синтеза используют вращение Земли для увеличения числа различных баз, используемых для наблюдений. Тем не менее, даже с использованием вращения Земли, комплексную видность удаётся измерить только на ограниченном количестве баз, представляемых беспорядочным множеством точек на uv -плоскости (плоскости

перпендикулярной направлению на центр поля наблюдения). Конечная протяжённость покрытия uv -плоскости и дырки в покрытии (области в которых было невозможно измерить видность) создадут артефакты (боковые лепестки) на изображении, которое будет сформировано Фурье-преобразованием измеренной комплексной видности. Боковые лепестки от ярких элементов изображения сильно ограничивают динамический диапазон, затемняя менее яркие элементы и делая такие изображения бесполезными (Briggs et al. 1999). Таким образом, нужна более изощрённая техника восстановления изображения, которая будет использовать априорную информацию о некоторых свойствах изображения, чтобы преодолеть проблему неполного покрытия uv -плоскости.

Алгоритм CLEAN, предложенный Högbom (1974) позволяет восстановить изображение с подавлением боковых лепестков за счёт аппроксимации реальной структуры источника набором точечных источников (δ -функции, обычно называемых “CLEAN-компоненты”) на тёмном фоне (Cornwell et al. 1999). Применяется итерационный подход, чтобы установить положения и яркости этих точечных источников. Первоначальное изображение служит для идентификации наиболее яркого пятна на нём, и помещают модель точечного источника на место этого пятна. Поток точечного источника выбирается равным лишь части $\gamma < 1$ (называется “loop gain”) потока, приписываемого пятну на первоначальном изображении. Использование $\gamma < 1$ улучшает стабильность алгоритма. Оценённый вклад этого точечного источника (вместе с его боковыми лепестками) вычитается из первоначального изображения. Далее производится поиск наиболее яркого пика на остаточном изображении, и на его месте располагается новый точечный компонент модели. Процедура повторяется до тех пор, пока на первоначальном изображении не останется выделяющихся ярких пятен. Результирующая картина, известная как CLEAN изображение, является суммой этих точечных компонентов (CLEAN компонент) свёрнутых с восстановленной диаграммой (обычно гауссовой формы) и остатка от первоначального изображения (того что осталось после вычитания всех CLEAN компонент). Свёртка с гауссовой диаграммой нужна чтобы сгладить мелкие детали CLEAN модели, на которые имеющиеся данные не накладывают ограничений (необходимая длина базы больше чем максимальный покрытый uv -радиус), и, следовательно, эти детали являются произвольными. Добавление изображения, оставшегося от начального, нужно для обозначения уровня шума. То есть, и свёртка с гауссовой диаграммой (у неё нет боковых лепестков, но есть значительные крылья) и прибавление остатка первоначального изображения служат цели превратить неоднозначную CLEAN-модель, аппроксимирующую данные, в изображение параметры которого разумно ограничены имеющимися наблюдательными данными и которое можно интерпретировать. Результирующее изображение является неплохой аппроксимацией реального распределения яркости источника свёрнутого с восстановленной диаграммой до уровня указываемого уровнем шума на изображении.

2.1.2 Метод восстановления спектра

Частота излома вызванного синхротронным самопоглощением и плотность потока в нём позволяют оценить индукцию магнитного поля в излучающей области (например, Lobanov & Zensus 1998; Раздел 1.3) делая возмож-

ность восстановления спектра по РСДБ данным очень желательной. Один из способов получить спектр отдельной области джета по многочастотным РСДБ данным состоит в построении модели джета (в области изображения или пространственных частот, видности) на каждой частоте, с использованием двумерных (2D) гауссовых компонент, с последующей визуальной идентификацией компонент на различных частотах. Во многих случаях такая идентификация возможна в широком диапазоне частот (Раздел 4) и этот метод активно применяется (например, Savolainen et al. 2008). Если в компоненте джета наблюдается излом спектра, вызванный синхротронным самопоглощением, индукцию магнитного поля можно рассчитать по формулам представленным в Разделе 1.3.2. Тем не менее, этот метод имеет определённые недостатки: (i) он основан на допущении, что распределение яркости компоненты джета можно достаточно точно представить гауссианой, (ii) идентификация компонент на разных частотах является трудоёмкой и (iii) несколько субъективной (так как разные модели могут одинаково успешно описывать наблюдательные данные).

Чтобы обойти перечисленные ограничения метода, основанного на гауссовых компонентах, мы разработали альтернативную методику, основанную на автоматической идентификации CLEAN-компонент (δ -функций) на различных частотах для некоторой области джета. Это приводит к построению изображения источника со спектром реконструированным для каждого отдельного пикселя. Вначале мы даём детальное описание предлагаемой процедуры и далее повторяем описание в более сжатой форме.

В качестве предварительного этапа восстановления спектра по этой методике на базе CLEAN компонент, нужно пространственно совместить РСДБ изображения, полученные на различных частотах. Этого можно достичь, используя 2D кросс-корреляцию или моделируя структуру источника гауссовыми компонентами с их последующей кросс-идентификацией. Отметим, что в последнем случае имеется преимущество перед методом восстановления спектра по модели, так как достаточно идентифицировать единственную оптически тонкую компоненту на всех частотах, чтобы определить относительный сдвиг изображений. На частотах выше 5 ГГц, для которых сдвиг положения ядра с частотой мал (Глава 4), часто можно использовать положение оптически толстого ядра для совмещения изображений. Подробности о технике пространственного совмещения РСДБ изображений смотри также в Разделе 4.2.2. Когда сдвиги между изображениями на различных частотах установлены, их можно применить к соответствующим CLEAN моделям.

Чтобы построить радиоспектр в заданном пикселе сдвинутого соответствующим образом изображения используется сумма CLEAN компонент вокруг этого пикселя. Суммируются CLEAN компоненты в радиусе $R = \Theta(\text{lowest frequency})/3$ на каждой частоте, где $\Theta(\text{lowest frequency})$ ширина диаграммы на уровне половины мощности на самой низкой частоте наблюдения. Необходимо выбрать разумное ограничение полного потока CLEAN компонент, просуммированных в радиусе R . Радиус R должен быть сравним с угловым разрешением на выбранном уровне ограничения потока. Для величины $R = \Theta(\text{lowest frequency})/3$, которую мы используем, ограничение по потоку соответствует отношению сигнал/шум $\text{SNR} = 10$. Также следует отметить что, естественно, полученные значения напряжённости магнитного поля в двух соседних пикселях будут зависимы друг от друга (так как одни

и те же CLEAN компоненты могут внести вклад в поток, ассоциированный с каждым из пикселей), если расстояние между ними меньше R . Медианный фильтр с радиусом R можно применить для сглаживания результирующей карты. Или же такой медианный фильтр можно применить позже к результирующей карте напряжённости магнитного поля. Такая фильтрация оправдана, так как невозможно получить информацию о пространственных масштабах меньше R , используя данный метод построения пространственно разрешённого спектра.

Если излом спектра обнаружен в данном пикселе, можно рассчитать индукцию магнитного поля соответствующего этому пикселю изображения используя формулы из Раздела 1.3.1. Интенсивность синхротронного излучения I_ν можно найти, используя результаты Раздела 1.3.1. Её можно рассчитать просто как полный поток делённый на $2\pi R$, где определение R дано выше. Неопределённость в такой оценке возникает из-за того, что если реальный размер излучающей зоны (хотя бы в одном направлении) меньше чем R , тогда полученное значение оказывается только нижним пределом интенсивности излучения и, таким образом, её использование даёт только верхний предел для напряжённости магнитного поля.

Далее мы повторим описание предложенной выше методики шаг за шагом.

1. Изображения на каждой частоте должны быть построены независимо друг от друга с использованием стандартных методов - алгоритма CLEAN и самокалибровки (гибридное картографирование).
2. Должны быть определены сдвиги между результирующими изображениями (моделированием или методом 2D кросс-корреляции, смотри также обсуждение в Главе 4) и применены к изображениям и CLEAN моделям.
3. “Несвёрнутые изображения” должны быть восстановлены для каждой частоты суммированием CLEAN компонент в радиусе R , который определяется угловым разрешением на самой низкой из наблюдаемых частот. Размер пикселя каждого изображения в принципе можно выбрать произвольно, но имеет смысл выбрать размер пикселя равным либо меньше R . Размер пикселя должен быть одинаковым для всех частот. Ограничение по нижней границе потока необходимо применить на этих изображениях, чтобы исключить областей с низким потоком, пространственное положение которых нельзя определить с точностью лучше R .
4. Так как модели пространственно совмещены на всех частотах и размер пикселя на всех частотах одинаков, можно установить спектр в каждом пикселе. Для дальнейшего анализа подходят только пиксели в которых найден излом спектра.
5. Спектр каждого пикселя в котором найден излом нужно аппроксимировать моделью однородного синхротронного источника (Раздел 1.3.1). Модель даст возможность оценить индукцию магнитного поля в пикселе по параметрам аппроксимирующего спектра и значению R . Полученную оценку напряжённости магнитного поля следует рассматривать как верхний предел, если не имеется данных независимого ана-

лиза, показавшего, что пространственный размер источника в данном пикселе больше R .

2.1.3 Обсуждение метода

Хотя предложенная методика на базе CLEAN компонент в значительной степени свободна от недостатков, присущих методу на основе гауссовых компонент, описанному выше, у неё есть два собственных существенных недостатка. Во-первых метод не позволяет отличить разрешённые и неразрешённые области джета. Для неразрешённых областей мы получаем только нижнюю границу интенсивности синхротронного излучения и, следовательно, только верхнюю границу напряжённости магнитного поля (Раздел 1.3.1). Во-вторых, угловое разрешение, связанное с построенным спектром, определяется разрешением на самой низкой частоте наблюдения. К сожалению, для типичных многочастотных РСДБ наблюдений область, где наблюдается излом спектра не разрешается на низких частотах. В результате в большинстве случаев, только верхний предел напряжённости магнитного поля может быть установлен. С другой стороны, для метода на базе гауссовых компонент возможно достичь "суперразрешения" на низких частотах, применяя дополнительные данные о модели (такие как число компонент и их относительное расположение), которые получены на более высоких частотах, где угловое разрешение лучше (Savolainen et al. 2008).

Важно заметить, что невозможно использовать свёрнутые CLEAN изображения напрямую для оценки магнитного поля, даже если они свёрнуты с одной и той же диаграммой. Причина становится понятна из Рис. 2.1. Свёртка реального распределения яркости источника (которое аппроксимировано CLEAN моделью) с гауссианой производит большие области искусственного слабого потока, которые окружают каждую область, из которой детектировал реальный поток излучения, обозначенный помещёнными в этой области CLEAN компонентами. Эти фальшивые области низкого потока (там, где поток отсутствует в реальности) сильно влияют на оценку B_{\perp} (Рис. 2.1a). Таким образом, только значения в центре Рис. 2.1a, где $B_{\perp} < 10$ Г может рассматриваться как разумная верхняя граница напряжённости магнитного поля. Невозможность отличить область с реальным потоком излучения и область с наведённым потоком, возникшем в результате свёртки, делает использование свёрнутых изображений для расчёта распределения магнитных полей невозможным. Процедуру суммирования CLEAN компонент в пределах определённого радиуса можно рассматривать как эквивалент свёртки CLEAN модели с диаграммой с прямоугольным профилем (не создающим искусственных областей с низким потоком) вместо диаграммы с гауссовым профилем.

2.2 Магнитное поле в окрестности парсекового ядра γ -ярких блазаров

В этом разделе будет описано применение метода построения спектра, представленного в Разделе 2.1 к выборке из 20 ярких γ -блазаров, которые наблюдались на РСДБ-системе Very Long Baseline Array (VLBA) на семи частотах в диапазоне 4.6–43.2 ГГц в течение первого года работы γ -обсерватории

Fermi.

2.2.1 Введение

Блазары это активные ядра галактик характеризующиеся сильно переменным нетепловым излучением во всех диапазонах электромагнитного спектра (Раздел 1.1, Marscher (2006a, 2009)). Их излучение от радио до ИК (иногда до Рентгеновского диапазона) приписывается синхротронному излучению релятивистских электронов, в то время как более жёсткое излучение связывают с обратным комптоновским рассеянием на электронах синхротронных фотонов (synchrotron self-Compton process, SSC, Ghisellini & Maraschi 1989; Jones et al. 1974) и рассеянием фотонов внешнего происхождения (External Compton, EC, Dermer & Schlickeiser 2002; Sikora et al. 1994). Источниками внешних фотонов для EC процесса могут быть аккреционный диск, облака в области широких линий (BLR), горячая пыль и реликтовое излучение (CMB), их относительный вклад варьируется для разных блазаров.

Хотя описанная картина является широко принятой, точное расположение, геометрия и физические свойства областей, ответственных за излучение в различных диапазонах остаются совершенно неизвестными. Заметные успехи были достигнуты одно-зонной моделью (рассматривающей одиночный, сферический, движущийся с релятивистской скоростью пузырь намагниченной плазмы, который излучает фотоны и взаимодействует с окружающим полем фотонов) в объяснении излучения блазаров от ИК до γ энергий (среди многочисленных недавних примеров: Abdo et al. 2010a; Finke & Dermer 2010 и список литературы в Таб. 2.4). Для дополнительного обсуждения излучения блазаров смотри Раздел 1.1

Телескоп Large Area Telescope (LAT; Atwood et al. 2009) на борту γ -обсерватории Fermi, запущенной 11 июня 2008, позволил получить большое количество информации об излучении блазаров на высоких энергиях. Считается, что это высокоэнергичное излучение тесно связано с излучением на низких частотах (радио–оптика) через обратное комптоновское рассеяние. Радиоинтерферометрия со Сверхдлинными Базами (РСДБ), с её уникальным угловым разрешением, открывает наиболее детальную картину внутренних областей блазаров (Zensus 1997). Во многих случаях РСДБ наблюдения обнаруживают односторонние релятивистски усиленные джеты парсековых масштабов, выходящие из ярких компактных областей, которые называют ядрами.

Пространственно разрешённая широкополосная спектроскопия - это один из немногих методов позволяющих исследовать физические условия во внутренних областях джета. Несмотря на огромный потенциал данного метода, его применение пока относительно редко (смотри Savolainen et al. 2008 и список литературы к этой работе) из-за трудностей в реализации и интерпретации результатов (Lobanov 1998a). К тому же, многочастотные РСДБ наблюдения требуют много наблюдательного времени и многие РСДБ системы не имеют технических возможностей для проведения одновременных многочастотных наблюдений.

Известно, что значительная доля радиоизлучения блазара возникает в протяжённом парсековом джете и не может рассматриваться в рамках однозонной модели. Тем не менее, излучение отдельных компонент джета,

разрешённых с помощью РСДБ обычно могут быть хорошо описаны однопозонной моделью однородного синхротронного источника (Marscher 1983, 2009; Pacholczyk 1970; Раздел 1.3). Возникает искушение отождествить одну из компонент джета, разрешённых РСДБ, с источником излучения на более высоких частотах (Marscher 2006b; Unwin et al. 1994).

Мы использовали РСДБ-систему NRAO¹ Very Long Baseline Array (VLBA; Narier 1994), которая обладает уникальной возможностью проводить квази-одновременные многочастотные наблюдения, для установления физических условий в области блазара, где рождается радиоизлучение. Мы построили радиоспектры компонент парсекового масштаба в джетах избранных блазаров, ярких в γ -лучах и сравнили их с простой однородной моделью синхротронного источника, что открыло возможность получить информацию о напряжённости магнитного поля и энергетическом распределении излучающих частиц.

2.2.2 Наблюдения и обработка данных

Параметры наблюдений на VLBA

2.2.3 Observations and data reduction

VLBA observation setup

Двадцать блазаров, которые предположительно являлись яркими γ -источниками, ещё до запуска Fermi Gamma-ray Space Telescope наблюдались на VLBA в ходе одиннадцати 7–14 h специальных сессий в сентябре 2008–июне 2009. Список наблюдавшихся источников представлен в Таблице 2.1. Каждый источник наблюдался одновременно, с использованием приёмников S , X , K_u , K и Q диапазонов (согласно номенклатуре Institute of Electrical and Electronics Engineers IEEE, смотри Таб. 2.1 в диапазоне IW pixel.tex (Изменено)(tex) Row 863 Col 1 10:52 Ctrl-K H for help energy distribution.

2.2.4 Наблюдения и обработка данных

Параметры наблюдений на VLBA

Двадцать блазаров, которые предположительно являлись яркими γ -источниками ещё до запуска Fermi Gamma-ray Space Telescope наблюдались на VLBA в ходе одиннадцати 7–14 часовых сеансов в сентябре 2008 – июне 2009. Список наблюдавшихся источников представлен в Таблице 2.1. Каждый источник наблюдался одновременно, с использованием приёмников S , X , K_u , K и Q диапазонов (согласно номенклатуре Institute of Electrical and Electronics Engineers, IEEE, смотри Таблицу 2.1) в интервале 4.6–43.2 ГГц. В каждом диапазоне четыре канала, каждый шириной 8 МГц (IF, Таблица 2.2), записывались для левой и правой круговой поляризации с 2-х битовым квантованием и общей скоростью записи 128 Мбит/сек (6 сессий) либо 256 Мбит/сек (5 сессий). Максимальная скорость использовалась для слабых источников. Корреляция данных производилась в VLBA Array Operation Centre, Сокорро, Нью-Мексико, США, со временем усреднения 2 секунды. Данные в S и X диапазонах делились на два поддиапазоны (два

¹The National Radio Astronomy Observatory: <http://www.nrao.edu/>

Таблица 2.1: Выборка γ -ярких блазаров наблюдавшаяся на VLBA

Name	Alias	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z	Optical class	VLBA epoch
0235+164		02:38:38.930107	+16:36:59.27449	0.940	QSO	A: 2008-09-02
0528+134		05:30:56.416749	+13:31:55.14944	2.07	QSO	C: 2008-10-02
0716+714		07:21:53.448480	+71:20:36.36341	0.31 ^a	BL Lac	G: 2009-02-05
0827+243	OJ 248	08:30:52.086195	+24:10:59.82027	0.939	QSO	H: 2009-04-09
0851+202	OJ 287	08:54:48.874931	+20:06:30.64077	0.306	BL Lac	F: 2009-02-02
1101+384	Mrk 421	11:04:27.313945	+38:12:31.79895	0.031	BL Lac	I: 2009-04-22
1219+285	W Comae	12:21:31.690524	+28:13:58.50011	0.161 ^b	BL Lac	J: 2009-05-14
1226+023	3C 273	12:29:06.699731	+02:03:08.59795	0.158	QSO	G: 2009-02-05
1253-055	3C 279	12:56:11.166556	-05:47:21.52491	0.538	QSO	F: 2009-02-02
1406-076		14:08:56.481198	-07:52:26.66661	1.493	QSO	I: 2009-04-22
1510-089		15:12:50.532927	-09:05:59.82980	0.360	QSO	H: 2009-04-09
1622-297		16:26:06.020840	-29:51:26.97132	0.815	QSO	K: 2009-06-01
1633+383	4C 38.41	16:35:15.492974	+38:08:04.50043	1.807	QSO	L: 2009-06-20
1652+398	Mrk 501	16:53:52.216683	+39:45:36.60879	0.033	BL Lac	J: 2009-05-14
1730-130	NRAO 530	17:33:02.705786	-13:04:49.54839	0.902	QSO	L: 2009-06-20
1959+650		19:59:59.852086	+65:08:54.65262	0.047	BL Lac	D: 2008-10-23
2155-304		21:58:52.065130	-30:13:32.11833	0.116	BL Lac	B: 2008-09-05
2200+420	BL Lacertae	22:02:43.291371	+42:16:39.97985	0.069	BL Lac	A: 2008-09-02
2251+158	3C 454.3	22:53:57.747940	+16:08:53.56075	0.859	QSO	C: 2008-10-02
2344+514		23:47:04.836815	+51:42:17.88146	0.044	BL Lac	D: 2008-10-23

Назначения колонок: Col. 1 – IAU имя источника (B1950), Col. 2 – общепринятое название источника, Col. 3 и 4 – РСДБ координаты, подробности можно найти по адресу http://astrogeo.org/vlbi/solutions/rfc_2010c/ и в работах Beasley et al. (2002); Fomalont et al. (2003); Kovalev et al. (2007); Petrov et al. (2009, 2005, 2006, 2008), Col. 5 и 6 – красное смещение и звёздная величина из Véron-Cetty & Véron (2010), Col. 7 – буква, кодирующая эпоху и соответствующая дата многочастотных VLBA наблюдений, использованных в данной работе.

^a Фотометрическое красное смещение, полученное Nilsson et al. (2008).

^b Фотометрическое красное смещение, смотри Finke et al. (2008).

IF в каждом поддиапазоне) центрированные на 4.6, 5.0, 8.1 и 8.4 ГГц. Данные в K_u , K и Q диапазонах не были разделены на поддиапазоны, чтобы получить чувствительность изображения близкую к достигаемой на низких частотах за сопоставимые времена интегрирования; все четыре IF были расположены вместе вокруг 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц соответственной. Центральные частоты поддиапазонов были выбраны так, что хотя бы один поддиапазон в каждом диапазоне центрировался по частоте, для которой доступно измерение кривой чувствительности (gain curve) VLBA антенн. Применялась специальная процедура для обеспечения точной амплитудной калибровки во всех поддиапазонах (метод описан в Разделе 4.2.2).

Калибровка VLBA данных и построение изображений

Начальная калибровка была произведена в пакете AIPS (Greisen 2003), следуя стандартной процедуре, включающей a priori амплитудную калибровку с измеренными кривыми чувствительности антенн и системными температурами, фазовую калибровку, использующую phase-cal сигнал, привносимый во время наблюдений, и fringe fitting программой FRING. Независимые решения для групповых задержек и фазовых скоростей были получены для каждого частотного канала (IF). Последним этапом калибровки была коррекция за форму полосы пропускания с использованием программы BPASS.

В каждом диапазоне изображения радиоисточников были построены независимо с использованием алгоритма CLEAN (Högbom 1974), реализованного в программе Difmap (Shepherd 1997). Амплитудная коррекция для правой и левой круговых поляризации для каждого IF на каждой антенне была определена сравнением полной интенсивности, полученной CLEAN

Таблица 2.2: Центральные частоты IF

IEEE Band	IF	Frequency (МГц)
<i>C</i>	1	4604.49
<i>C</i>	2	4612.49
<i>C</i>	3	4999.49
<i>C</i>	4	5007.49
<i>X</i>	1	8104.49
<i>X</i>	2	8112.49
<i>X</i>	3	8425.49
<i>X</i>	4	8433.49
<i>K_u</i>	1	15353.49
<i>K_u</i>	2	15361.49
<i>K_u</i>	3	15369.49
<i>K_u</i>	4	15377.49
<i>K</i>	1	23792.49
<i>K</i>	2	23800.49
<i>K</i>	3	23808.49
<i>K</i>	4	23816.49
<i>Q</i>	1	43205.49
<i>Q</i>	2	43213.49
<i>Q</i>	3	43221.49
<i>Q</i>	4	43229.49

Назначение колонок:

Col. 1 – Название диапазона по номенклатуре радарных диапазонов IEEE, Col. 2 – номер частотного канала (IF), Col. 3 – центральная частота частотного канала (IF).

модели с предварительно откалиброванными данными (вновь с использованием Difmap). Полученная амплитудная коррекция была усреднена по всем источникам, которые наблюдались в эксперименте. Результирующие значения множителя амплитудной коррекции представлены в Таблице 2.3. Эта амплитудная коррекция была введена в данные с помощью AIPS программы CLCOR. После этого данные *C* и *X* диапазонов были разделены на два поддиапазона, как описано выше, и окончательные изображения в полной интенсивности для каждого поддиапазона были построены независимо используя Difmap. Окончательная погрешность амплитудной калибровки оценивается в $\sim 5\%$ в *C*, *X* и *K_u* диапазонах и $\sim 10\%$ в *K* и *Q* диапазонах.

2.2.5 Результаты

На парсековых масштабах в радиоизлучении всех наблюдавшихся источников (Таблица 2.4) доминирует яркое неразрешённое ядро (визуально оно представляется местом рождения джета, Рис. 2.3, смотри обсуждение Marscher 2008, а также Главу 4). Радиоспектры околоядерных областей парсековых масштабов у наблюдавшихся блазаров различны. Многие из них почти плоские, с признаками кривизны на низких частотах, которую мы интерпретируем как синхротронное самопоглощение. Ядра четырёх источников (0716+714, OJ 287, 1622–297 и 3C 454.3) демонстрируют слегка изогнутый инвертированный спектр. Спектр ядра только одного источника (1510–089) можно адекватно описать простым степенным законом во всём диапазоне 4.6–43.2 ГГц. На Рис. 2.4 сравниваются радиоспектры 1510–089 и OJ 248. В дальнейшем мы рассматриваем источники у которых наблюдается чёткий излом в спектре, и, следовательно можно оценить физические условия

в излучающей плазме.

Таблица 2.3: Амплитудные поправки для VLBA эксперимента ВК150

Ant.	Band	IF	Epoch	Polarization	Corr.
BR	C	1	A, B, C, D	R	1.10
BR	C	2	A, B, C, D	R	1.11
МК	C	1	A, B, C, D	R	1.22
МК	C	2	A, B, C, D	R	1.18
BR	C	1	F, G, H, I	R	1.11
BR	C	2	F, G, H, I	R	1.11
HN	C	1	F	R	1.16
HN	C	2	F	R	1.15
HN	C	3	F	R	1.22
HN	C	4	F	R	1.22
HN	C	1	G	R	1.09
HN	C	2	G	R	1.08
HN	C	3	G	R	1.14
HN	C	4	G	R	1.14
КР	C	1	H	R	1.10
КР	C	2	H	R	1.09
КР	C	1	I	R	1.10
КР	C	2	I	R	1.10
BR	C	1-2	J, K, L	R	1.09
КР	C	1-2	J, K, L	R	1.08
КР	C	1	A, B, C, D	L	1.11
КР	C	2	A, B, C, D	L	1.14
КР	C	1	F, G, H, I	L	1.12
КР	C	2	F, G, H, I	L	1.14
HN	C	1	F	L	1.18
HN	C	2	F	L	1.22
HN	C	3	F	L	1.21
HN	C	4	F	L	1.15
HN	C	1	G	L	1.10
HN	C	2	G	L	1.14
HN	C	3	G	L	1.13
HN	C	4	G	L	1.07
КР	C	1	J, K, L	L	1.10
КР	C	2	J, K, L	L	1.14
КР	X	1	A, B, C, D	R	0.89
КР	X	2	A, B, C, D	R	0.90
КР	X	1	F, G, H, I	R	0.89
КР	X	2	F, G, H, I	R	0.90
HN	X	1	F	R	1.24
HN	X	2	F	R	1.22
HN	X	3	F	R	1.26
HN	X	4	F	R	1.25
HN	X	4	I	R	1.11
HN	X	1	G	R	1.15
HN	X	2	G	R	1.13
HN	X	3	G	R	1.15
HN	X	4	G	R	1.15
КР	X	1	J, K, L	R	0.89
КР	X	2	J, K, L	R	0.90
OV	X	1	A, B, C, D	L	1.07
SC	X	1	A, B, C, D	L	1.07
HN	X	1	F	L	1.26
HN	X	2	F	L	1.29
HN	X	3	F	L	1.20
HN	X	4	F	L	1.16
HN	X	1	G	L	1.16
HN	X	2	G	L	1.19
HN	X	3	G	L	1.13
HN	X	4	G	L	1.08
HN	K_u	1	F	R	1.20
HN	K_u	2	F	R	1.16
HN	K_u	3	F	R	1.20
HN	K_u	4	F	R	1.20
HN	K_u	1	G	R	1.17

HN	K_u	2	G	R	1.14
HN	K_u	3	G	R	1.16
HN	K_u	4	G	R	1.16
LA	K_u	3	J, K, L	R	1.05
BR	K_u	4	F, G, H, I	R, L	0.94
BR	K_u	4	J, K, L	R, L	0.95
SC	K_u	1	F, G, H, I	L	1.07
HN	K_u	1	F	L	1.24
HN	K_u	2	F	L	1.24
HN	K_u	3	F	L	1.22
HN	K_u	4	F	L	1.16
HN	K_u	1	G	L	1.20
HN	K_u	2	G	L	1.20
HN	K_u	3	G	L	1.18
HN	K_u	4	G	L	1.12
SC	K_u	1	J, K, L	L	1.06
BR	K	1	A, B, C	R	1.13
BR	K	2	A, B, C	R	1.09
SC	K	1-4	A	R	1.14
HN	K	1-4	B	R	1.20
BR	K	1	D	R	0.95
BR	K	2	D	R	0.92
BR	K	3	D	R	0.88
BR	K	4	D	R	0.87
BR	K	3	F	R	0.91
BR	K	4	F	R	0.89
BR	K	3	G	R	0.90
BR	K	4	G	R	0.88
BR	K	1	H	R	0.93
BR	K	2	H	R	0.90
BR	K	3	H	R	0.88
BR	K	4	H	R	0.87
HN	K	1	F	R	1.20
HN	K	2	F	R	1.22
HN	K	3	F	R	1.26
HN	K	4	F	R	1.26
HN	K	1	G	R	1.25
HN	K	2	G	R	1.26
HN	K	3	G	R	1.31
HN	K	4	G	R	1.29
BR	K	1-4	K	R	1.20
BR	K	1-4	L	R	1.13
NL	K	1-4	L	R	1.16
SC	K	1-4	H	R, L	1.11
HN	K	1-4	I	R, L	1.10
SC	K	1-4	A	L	1.14
HN	K	1-4	B	L	1.20
BR	K	1	D	L	0.95
BR	K	2	D	L	0.96
BR	K	3	D	L	0.93
BR	K	4	D	L	0.89
BR	K	1	H	L	0.87
BR	K	2	H	L	0.88
BR	K	3	H	L	0.84
BR	K	4	H	L	0.80
BR	K	1	I	L	0.88
BR	K	2	I	L	0.90
BR	K	3	I	L	0.86
BR	K	4	I	L	0.83
HN	K	1	F	L	1.22
HN	K	2	F	L	1.28
HN	K	3	F	L	1.30
HN	K	4	F	L	1.22
HN	K	1	G	L	1.24
HN	K	2	G	L	1.31
HN	K	3	G	L	1.31
HN	K	4	G	L	1.23
NL	K	1-4	L	L	1.12
SC	K	3	L	L	0.90

FD	Q	1-4	A, B, C, D	R	0.835
NL	Q	1-4	A	R	1.18
NL	Q	1-4	B	R	1.11
SC	Q	1-4	B	R	1.14
BR	Q	1-4	D	R	1.10
FD	Q	1	F	R	1.15
HN	Q	1	F	R	1.26
HN	Q	2	F	R	1.25
HN	Q	3	F	R	1.28
HN	Q	4	F	R	1.29
HN	Q	1	G	R	1.56
HN	Q	2	G	R	1.55
HN	Q	3	G	R	1.58
HN	Q	4	G	R	1.61
NL	Q	1-4	L	R, L	1.40
NL	Q	1-4	A	L	1.18
NL	Q	1-4	B	L	1.11
SC	Q	1-4	B	L	1.14
BR	Q	1-4	D	L	1.10
HN	Q	1	F	L	1.34
HN	Q	2	F	L	1.35
HN	Q	3	F	L	1.36
HN	Q	4	F	L	1.30
HN	Q	1	G	L	1.68
HN	Q	2	G	L	1.67
HN	Q	3	G	L	1.67
HN	Q	4	G	L	1.61
OV	Q	1-4	K	L	0.92

Назначение колонок: Col. 1 – Название антенны, Col. 2 – радиодиапазон, Col. 3 – номер частотного канала (IF), Col. 4 – эпоха к которой была применена амплитудная коррекция (дату, соответствующую эпохе можно найти в Таблице 2.1), Col. 5 – поляризация (правая или левая круговая), Col. 6 – коэффициент амплитудной коррекции.

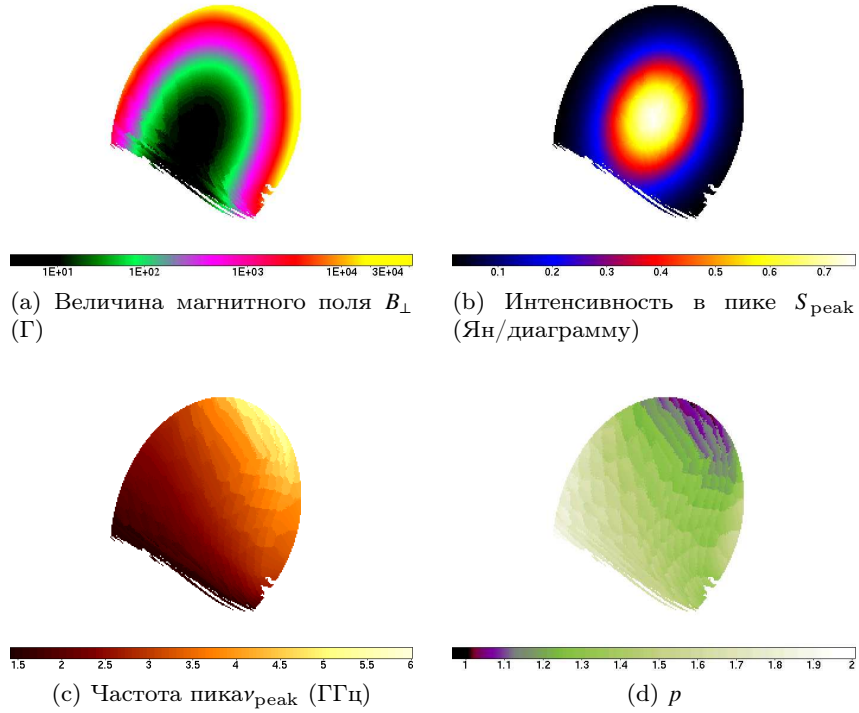


Рис. 2.1: Карты параметров синхротронного спектра (Рис. 2.2) и оценки напряжённости магнитного поля полученные из изображений радиоисточника 1458+718 на девяти частотах в диапазоне 1.4–15.4 ГГц свёрнутых с одной и той же гауссовой диаграммой. На этом примере видно, почему свёртка с гауссовой диаграммой делает РСДБ изображения мало пригодными для оценки магнитного поля. В свёрнутом изображении каждая область, из которой исходит реальное излучение, окружена широкой областью с искусственно наведённым низким уровнем потока (смотри распределение пиков на Рис. 2.1b). Эти фальшивые области низкого потока (там, где поток отсутствует в реальности) сильно влияют на оценку B_{\perp} (Рис. 2.1a) вокруг каждого действительно излучающего пятна. Частота пика (Рис 2.1c) и показатель степени распределения электронов по энергиям (Рис. 2.1d) значительно не изменяются в пределах области, и влияние их изменений пренебрежимо в сравнении с воздействием свёртки. Отметим, что только пиксели, в которых обнаружен излом спектра (то есть спектр такого пикселя существенно отклоняется от степенного закона) представлены на рисунке.

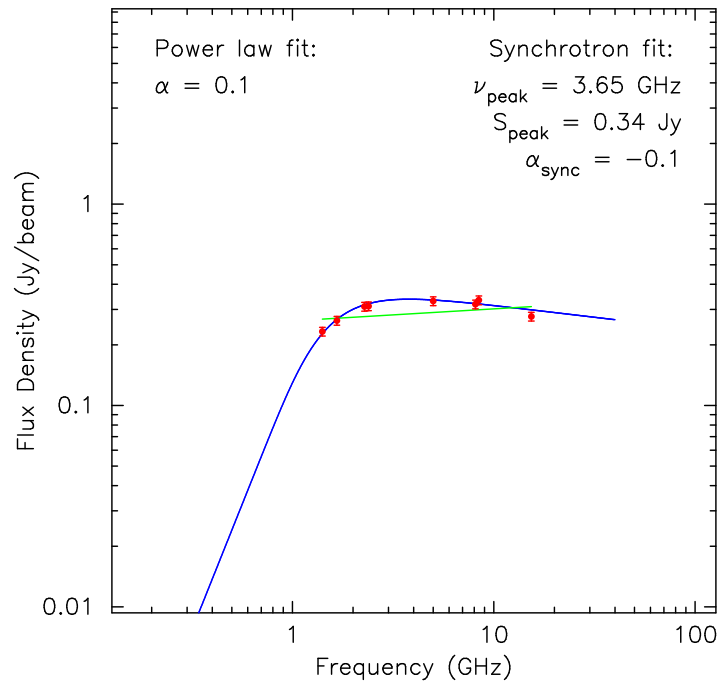


Рис. 2.2: Спектр отдельного пикселя (красные точки) на Рис. 2.1 в сравнении со степенным законом (зелёная линия) и синхротронным спектром (голубая кривая). Видно, что синхротронная модель лучше описывает наблюдательные данные. Пространственные распределения параметров синхротронного спектра: интенсивность в пике S_{peak} , частота пика ν_{peak} , степенной индекс энергетического распределения электронов p ($p = 1 - 2\alpha$, $S_\nu \propto \nu^\alpha$) представлены на Рис 2.1b, 2.1c и 2.1d соответственно.

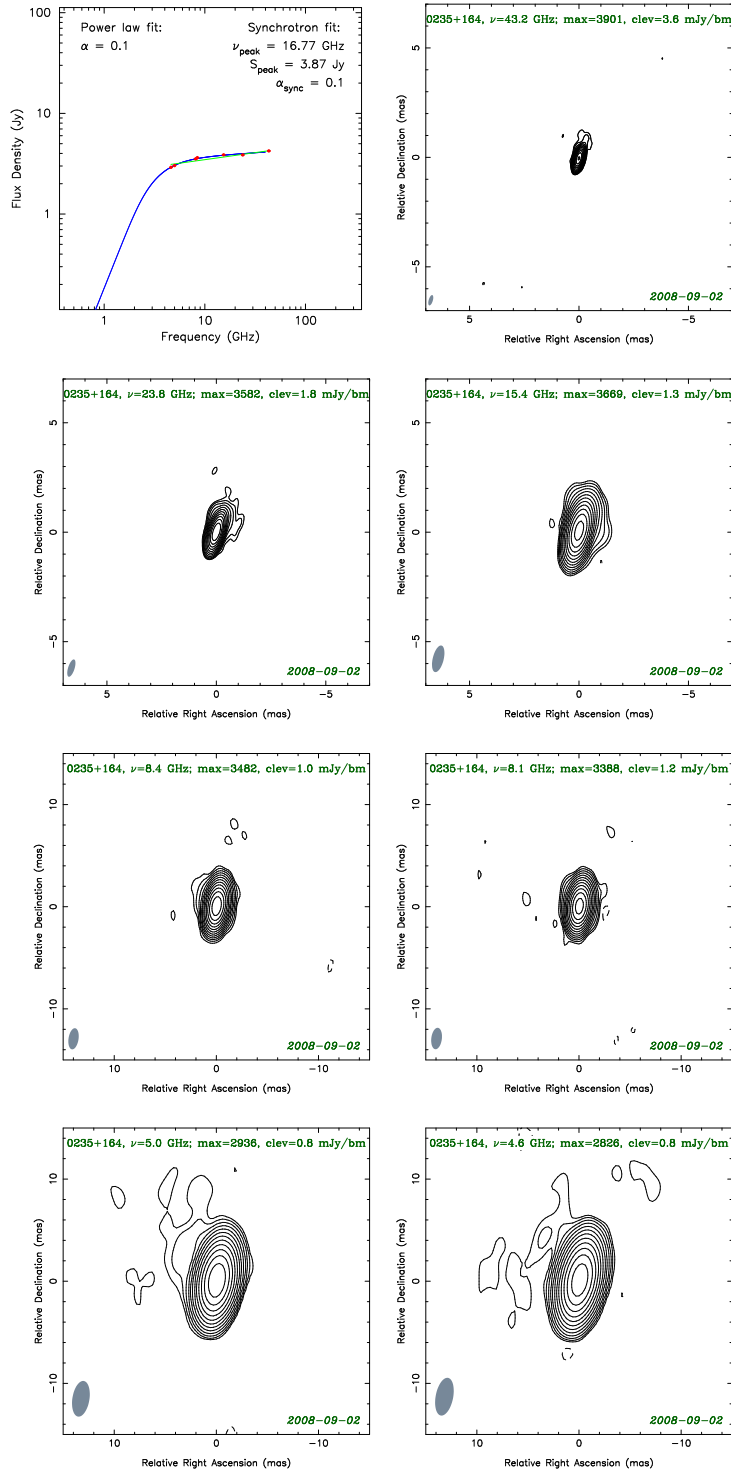


Рис. 2.3: Спектр РСДБ ядра и натурально взвешенные CLEAN изображения γ -ярких блазаров наблюдавшихся с VLBA в диапазоне 4.6–43.2 ГГц. Нижний контур ‘clev’ выбран в четыре раза превосходящим среднеквадратичный шум на остаточной карте, максимальная яркость указана на изображении как ‘max’. Уровни контуров увеличиваются с шагом двойка. Прерывистые контуры отмечают области отрицательной яркости. Ширина диаграммы на половине интенсивности показана в нижнем левом углу каждого изображения. Эпоха наблюдения указана в нижнем правом углу.

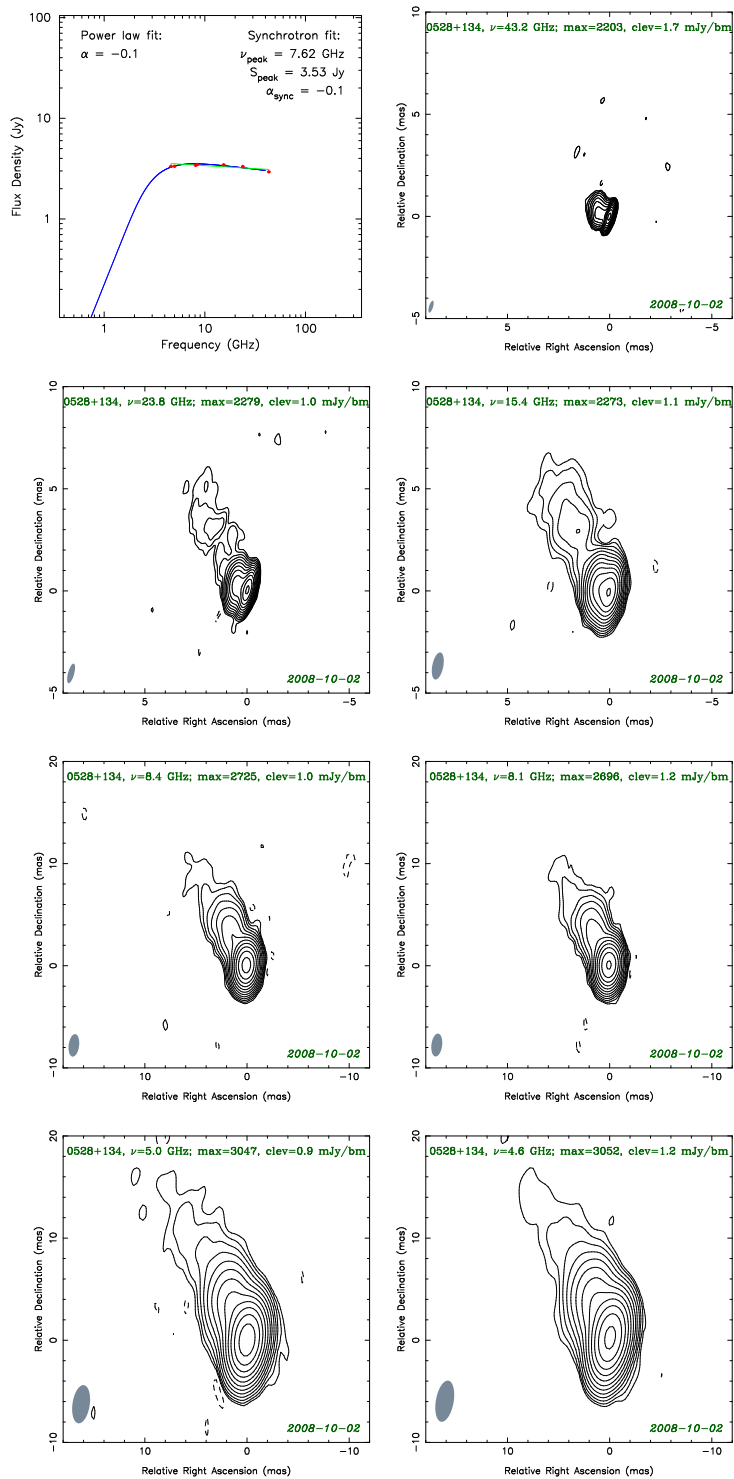


Рисунок 4.1, продолжение...

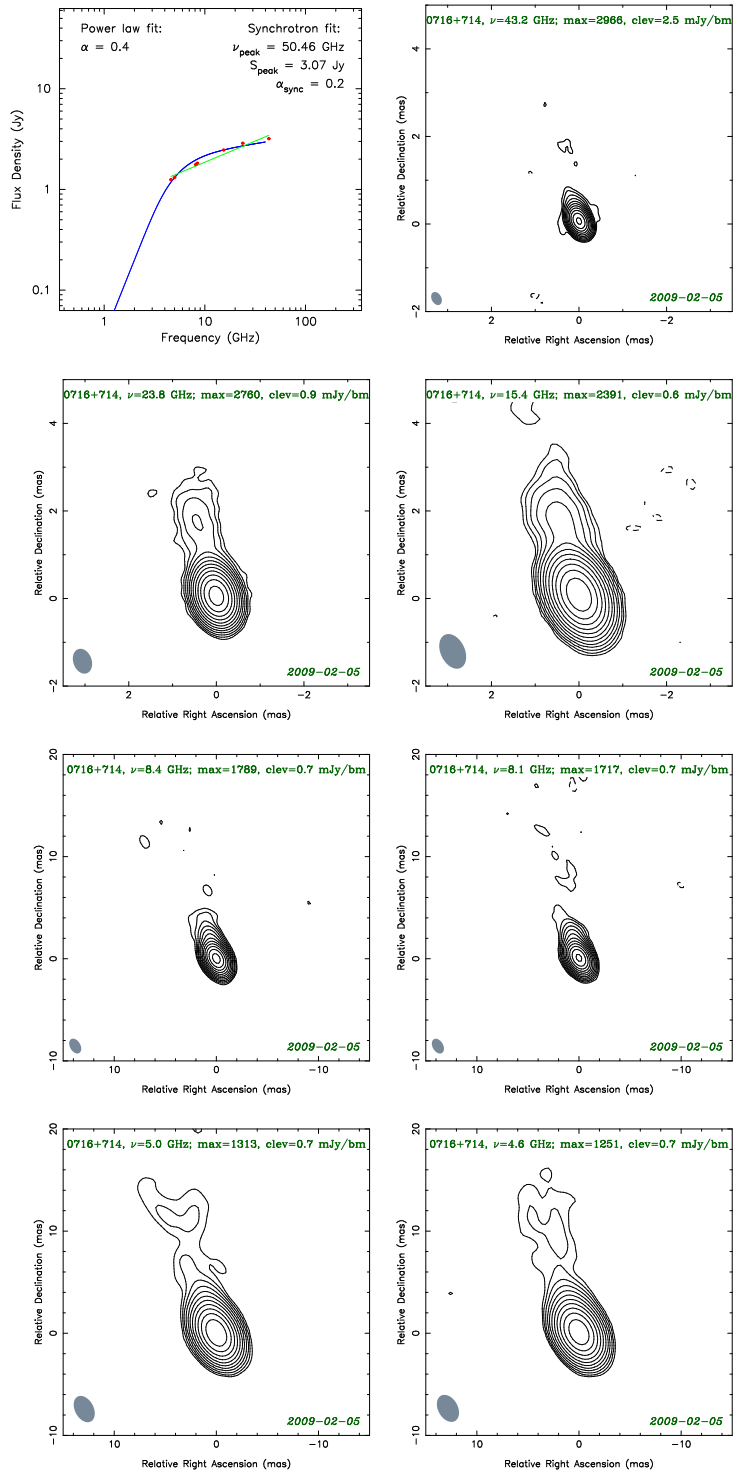


Рисунок 4.1, продолжение...

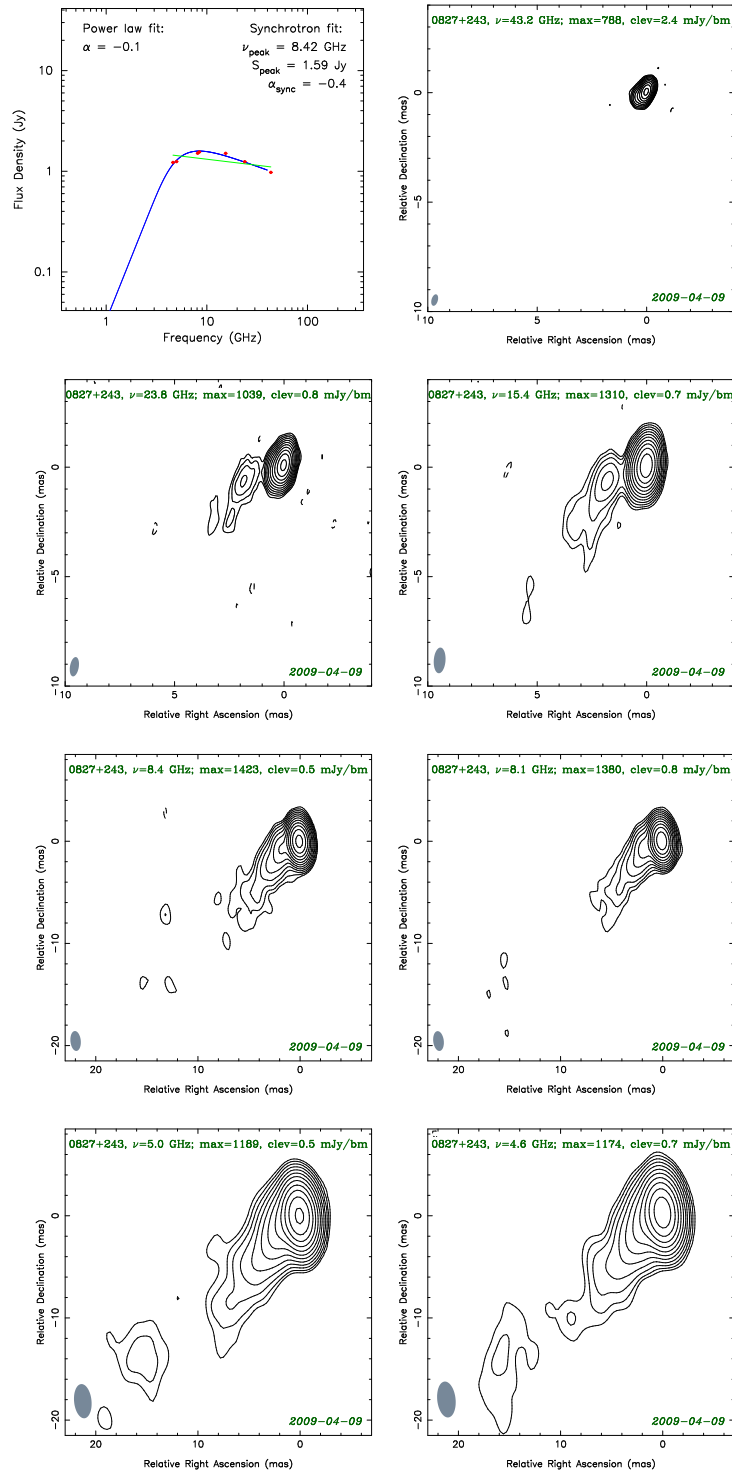


Рисунок 4.1, продолжение...

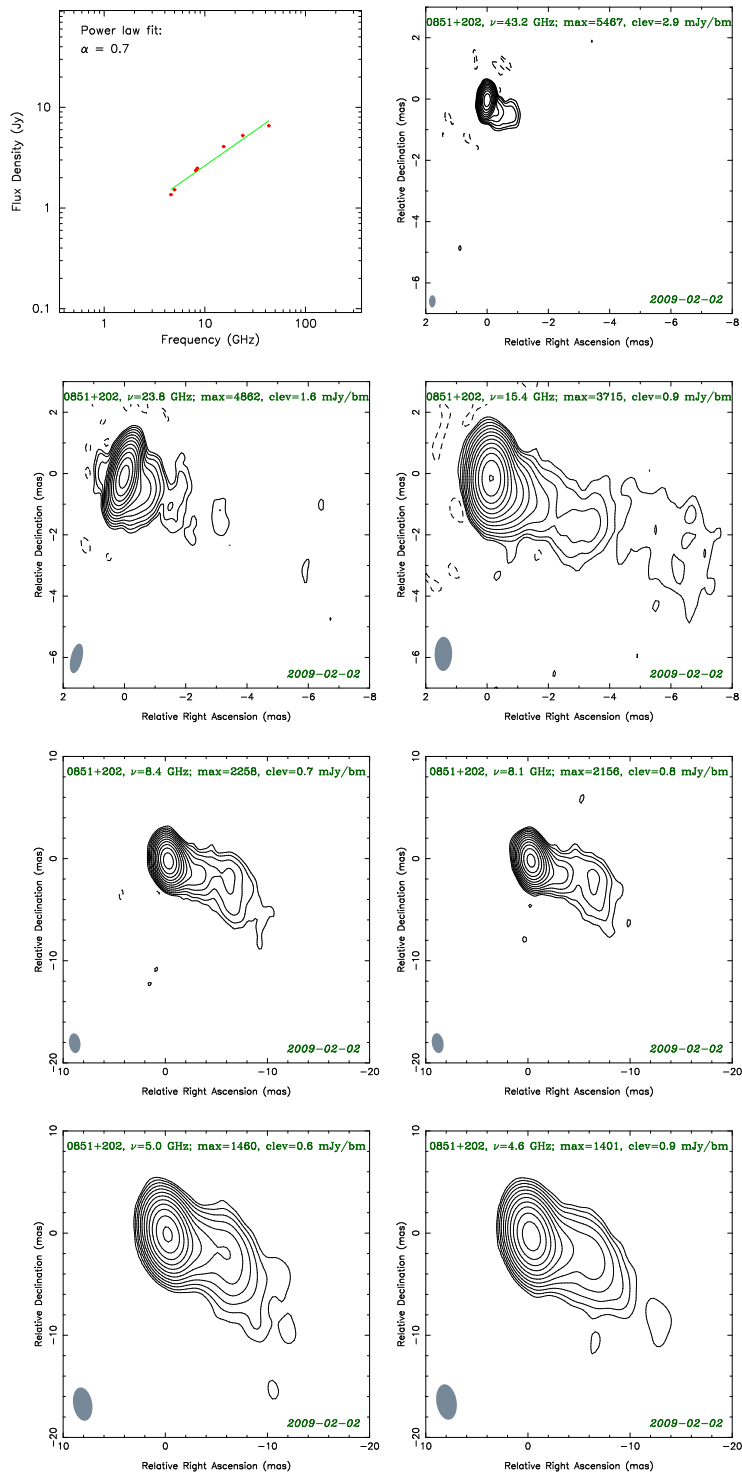


Рисунок 4.1, продолжение...

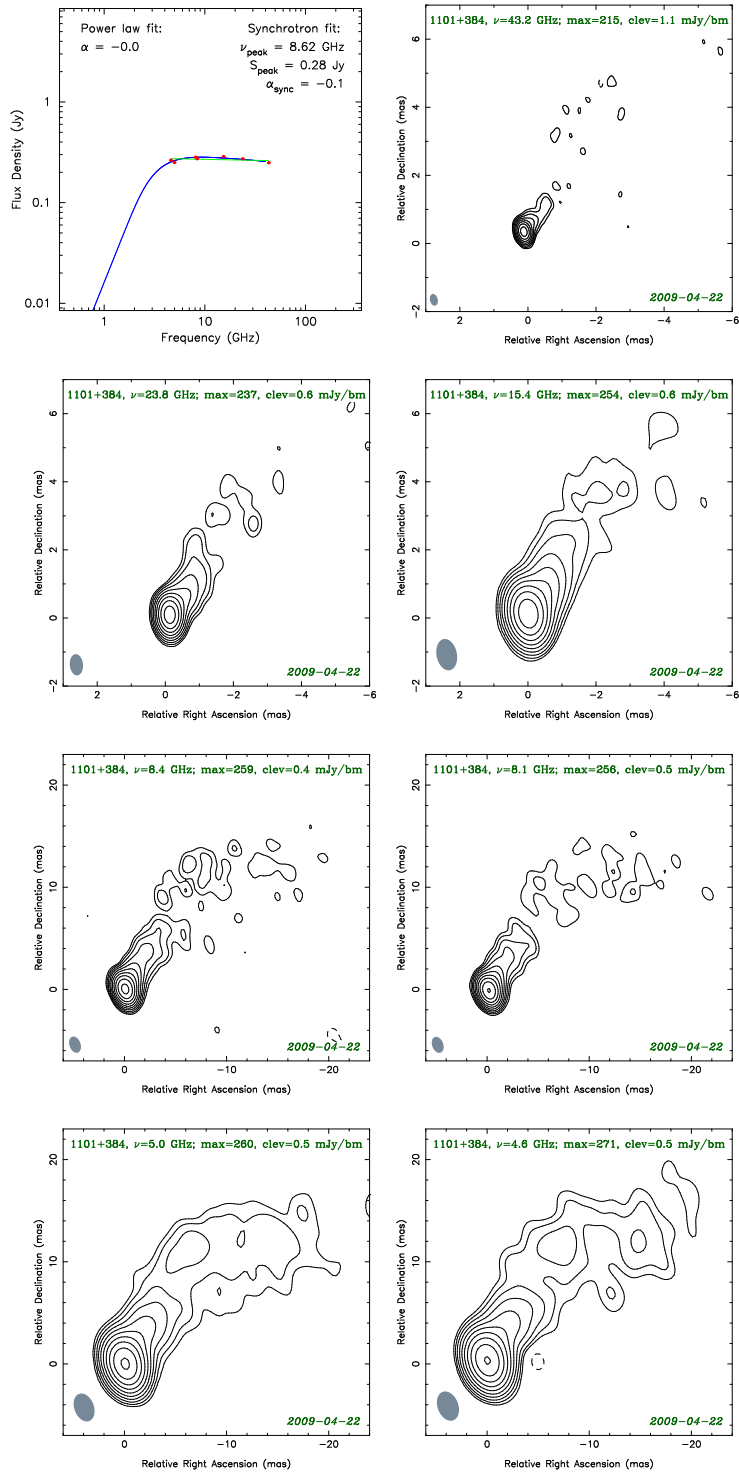


Рисунок 4.1, продолжение...

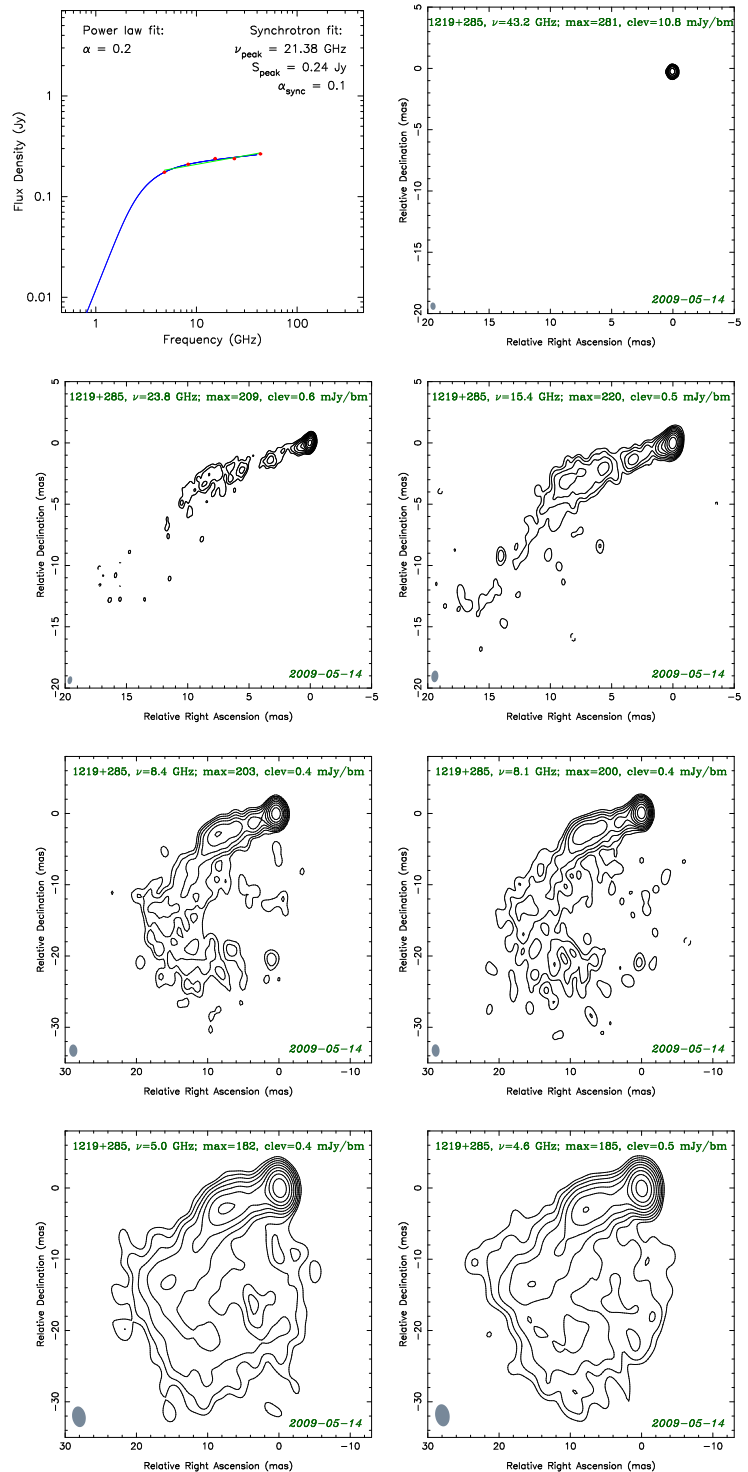


Рисунок 4.1, продолжение...

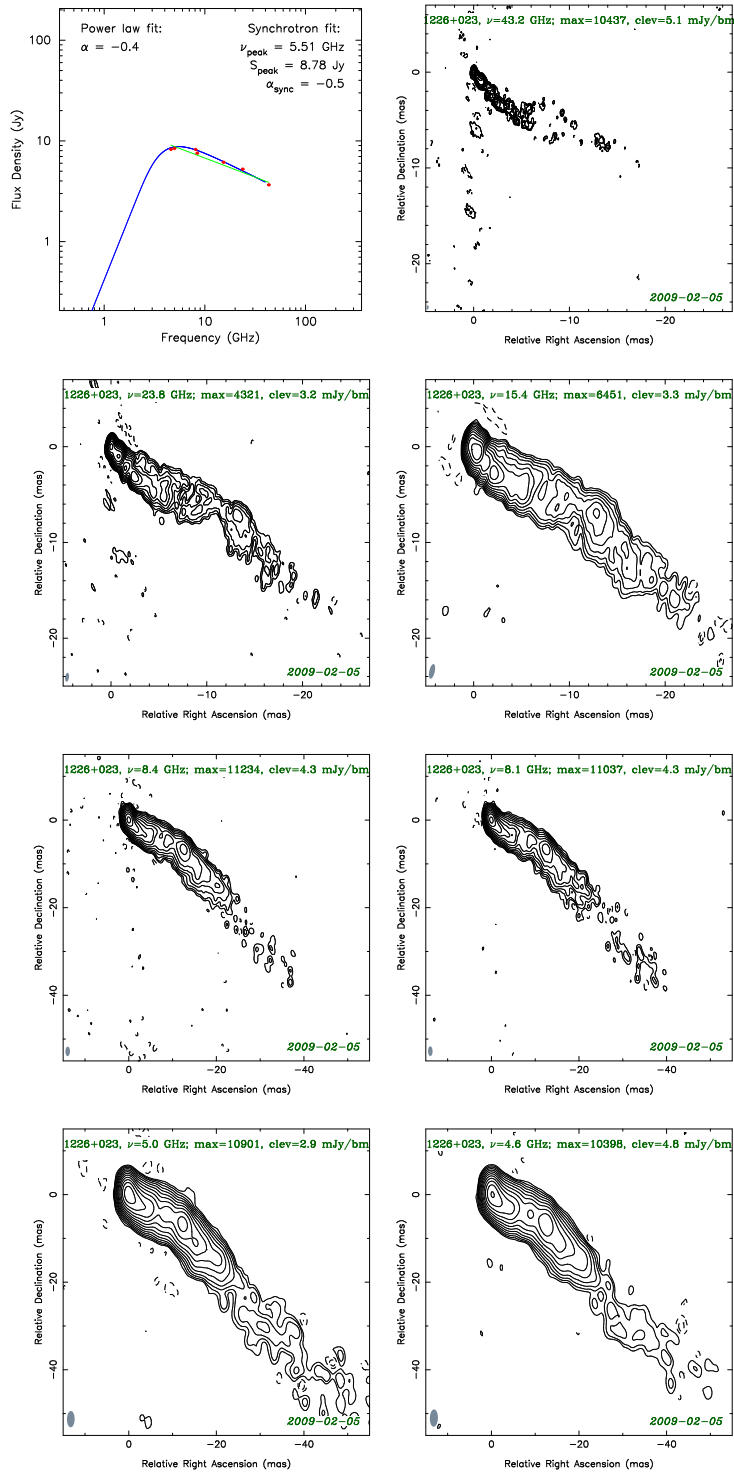


Рисунок 4.1, продолжение...

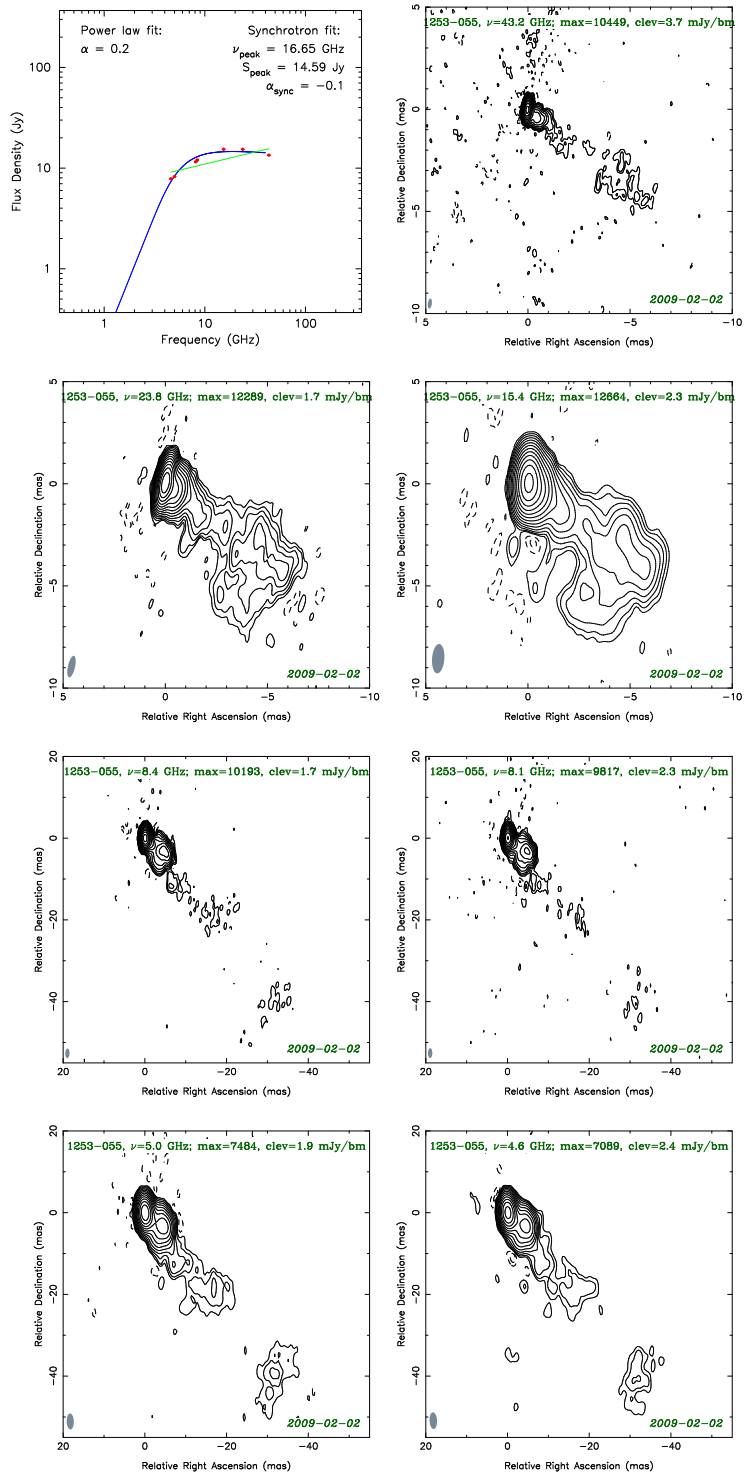


Рисунок 4.1, продолжение...

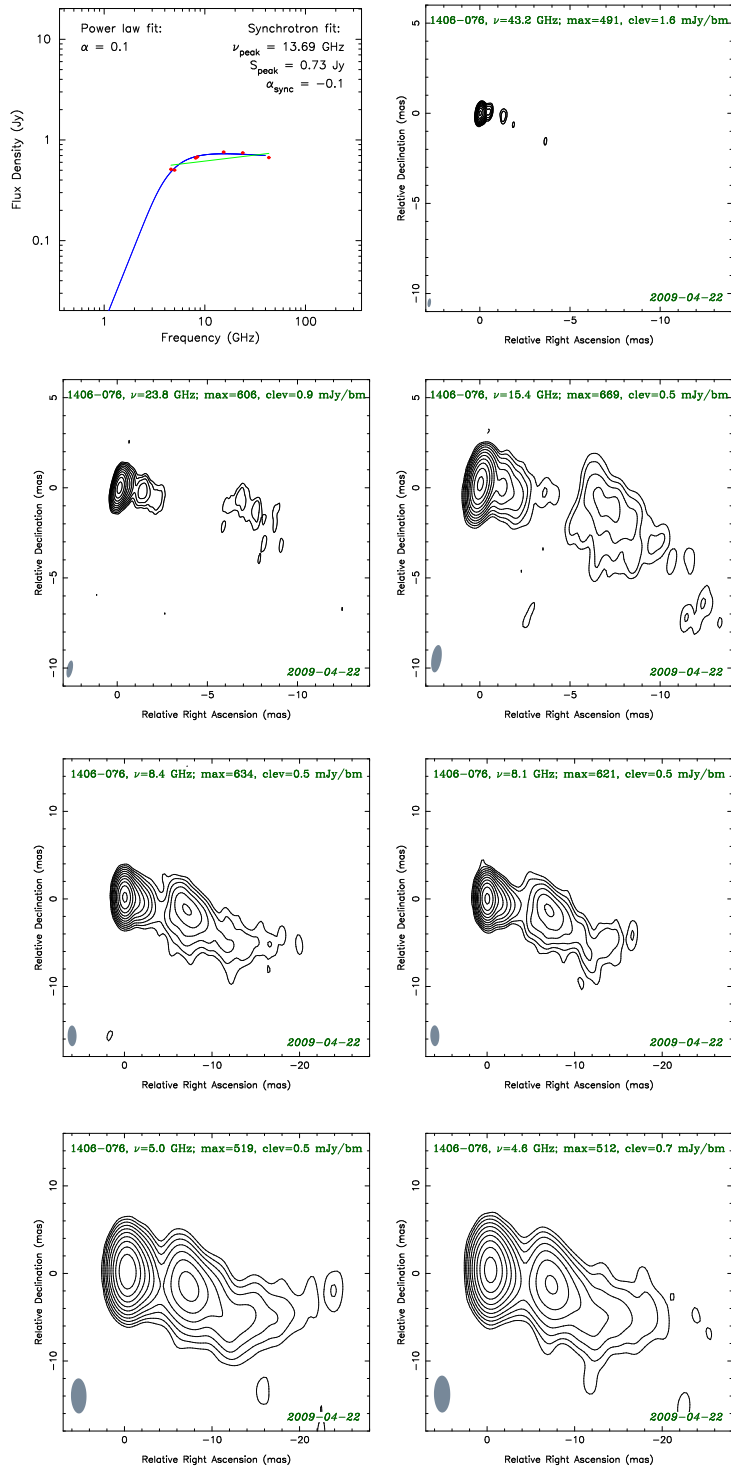


Рисунок 4.1, продолжение...

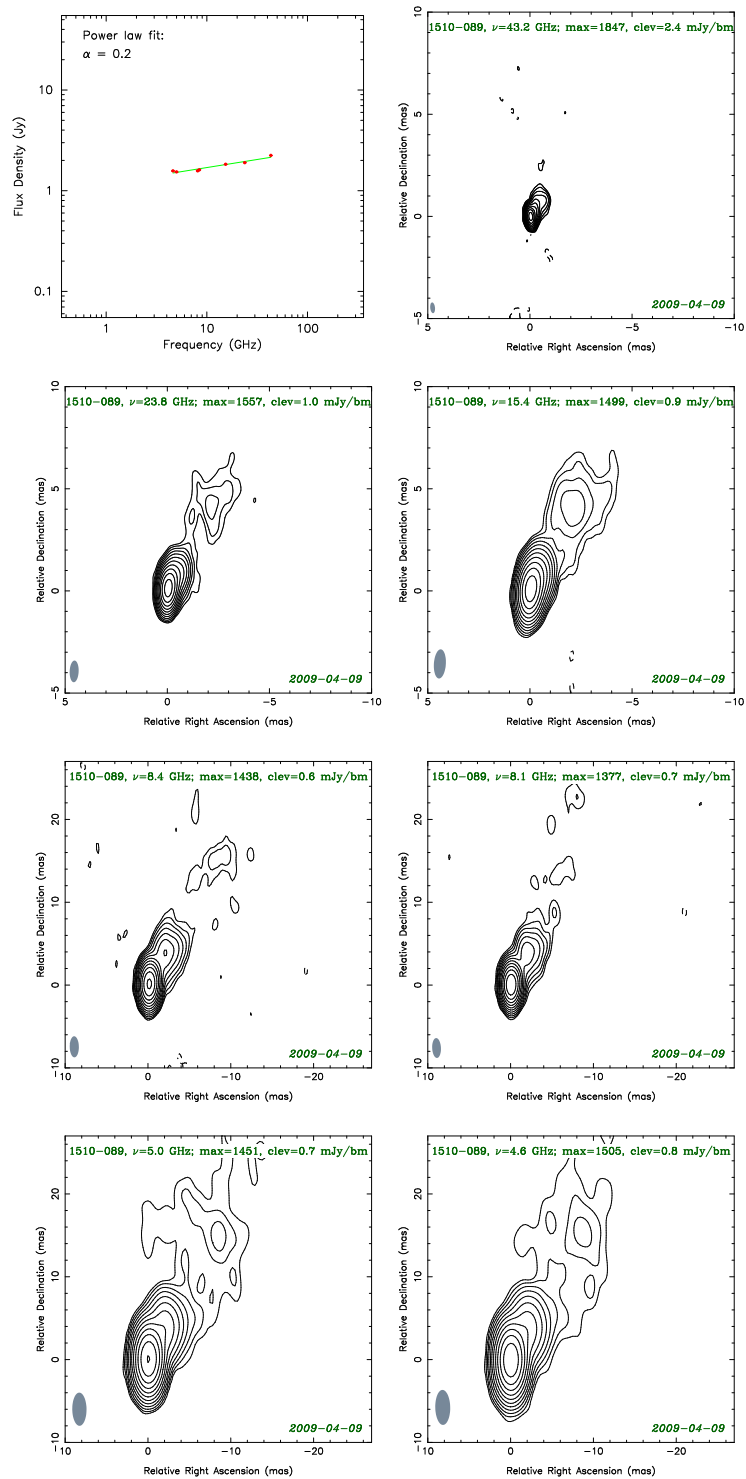


Рисунок 4.1, продолжение...

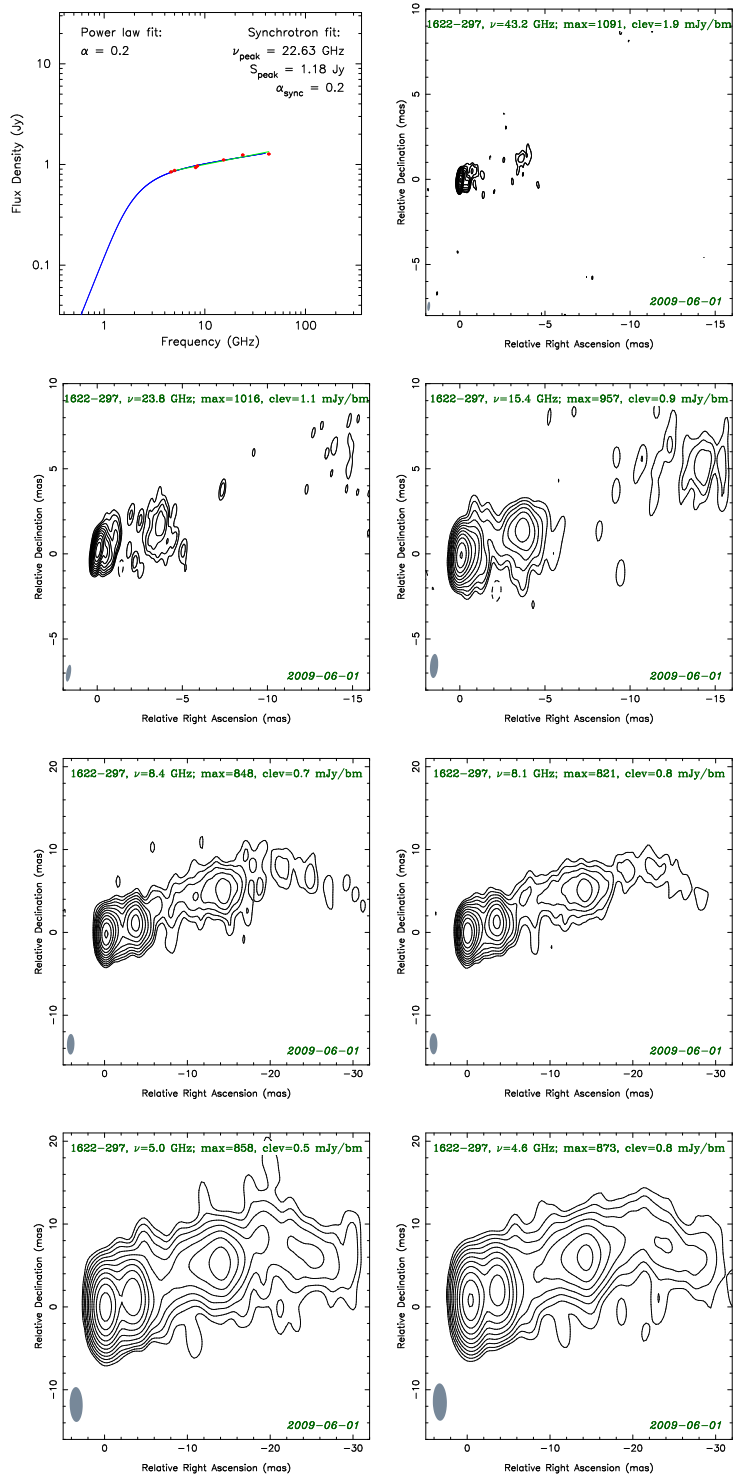


Рисунок 4.1, продолжение...

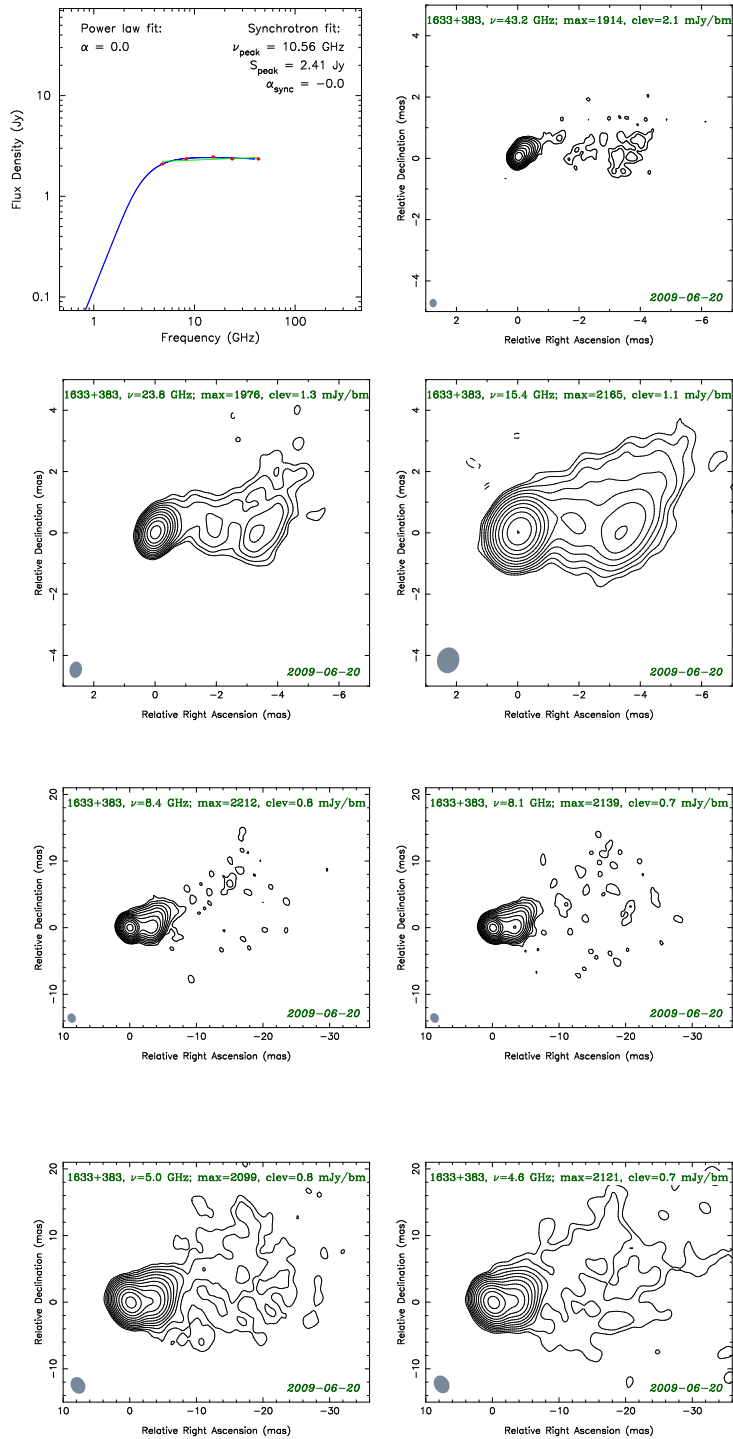


Рисунок 4.1, продолжение...

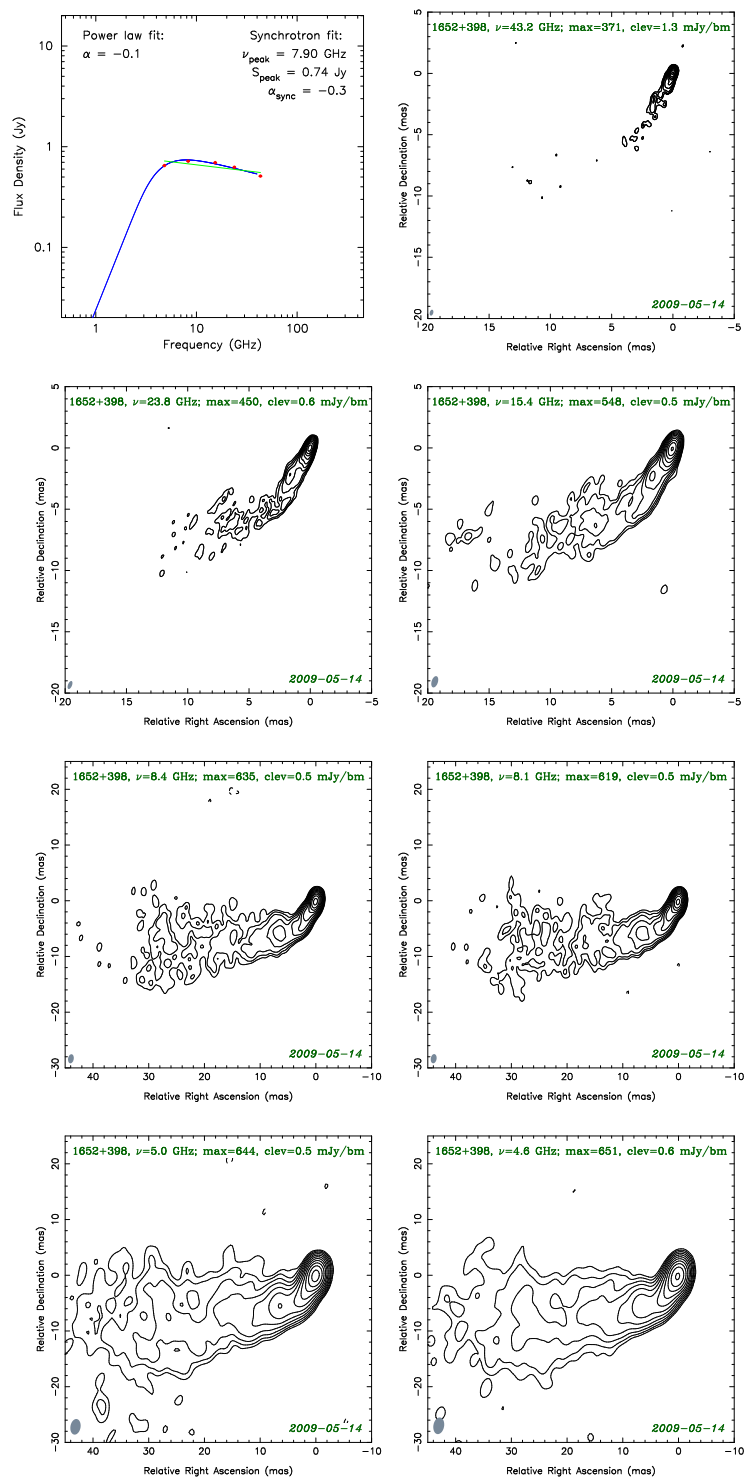


Рисунок 4.1, продолжение...

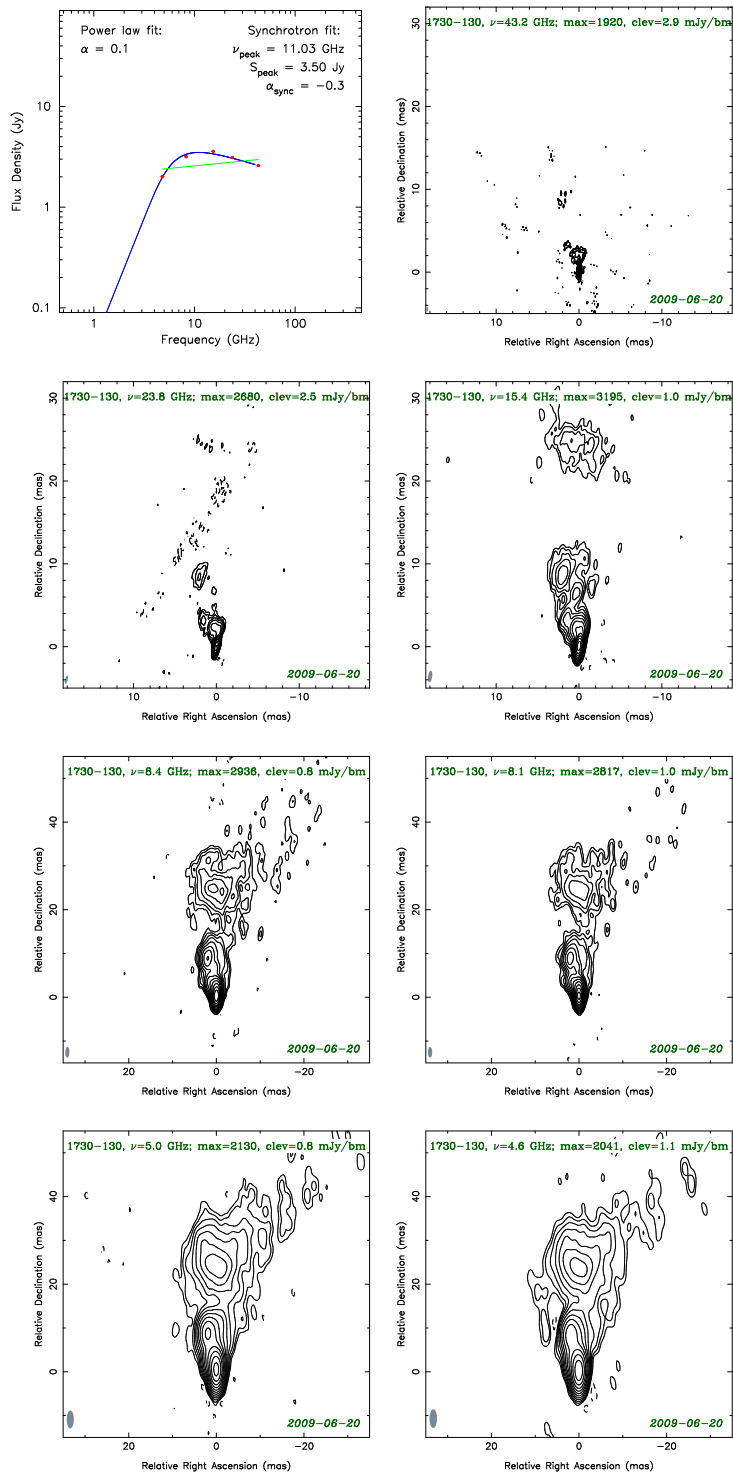


Рисунок 4.1, продолжение...

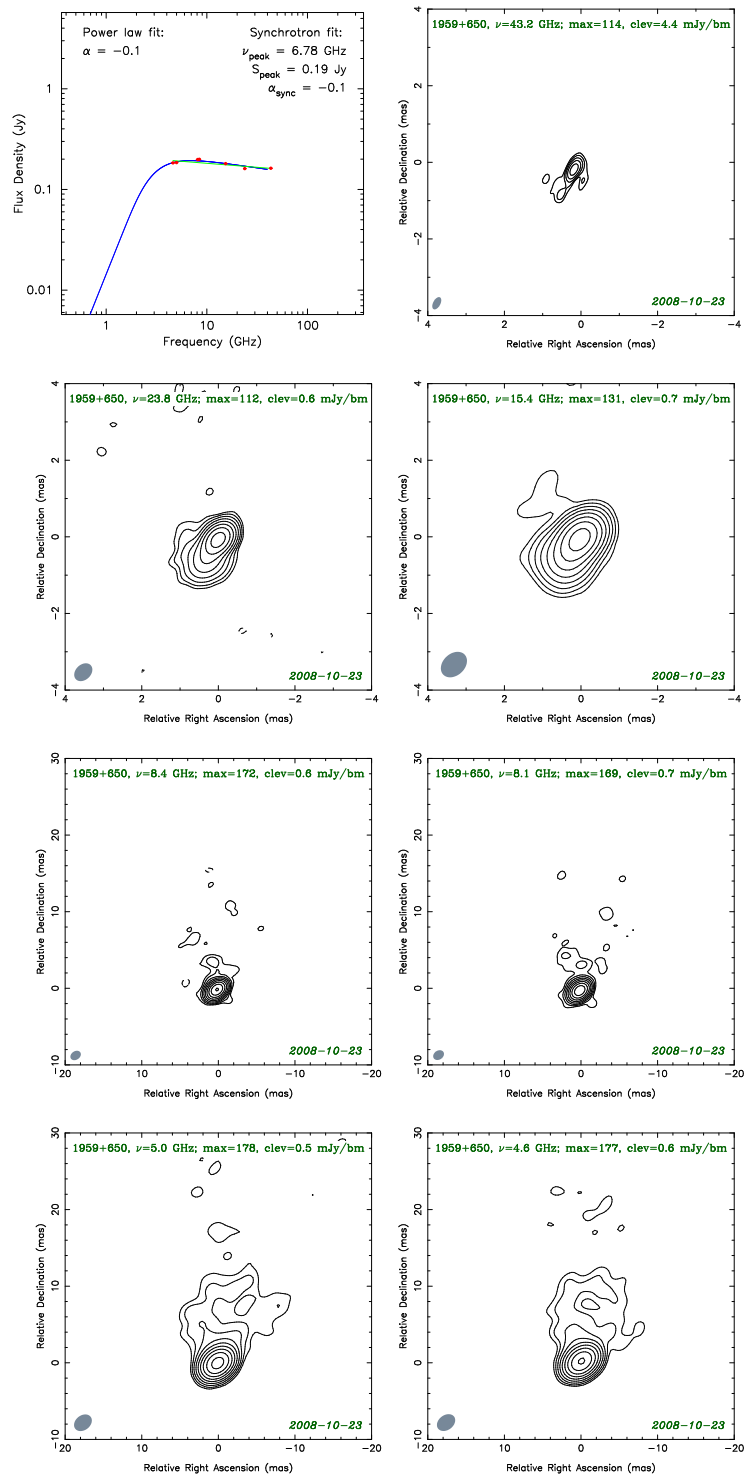


Рисунок 4.1, продолжение...

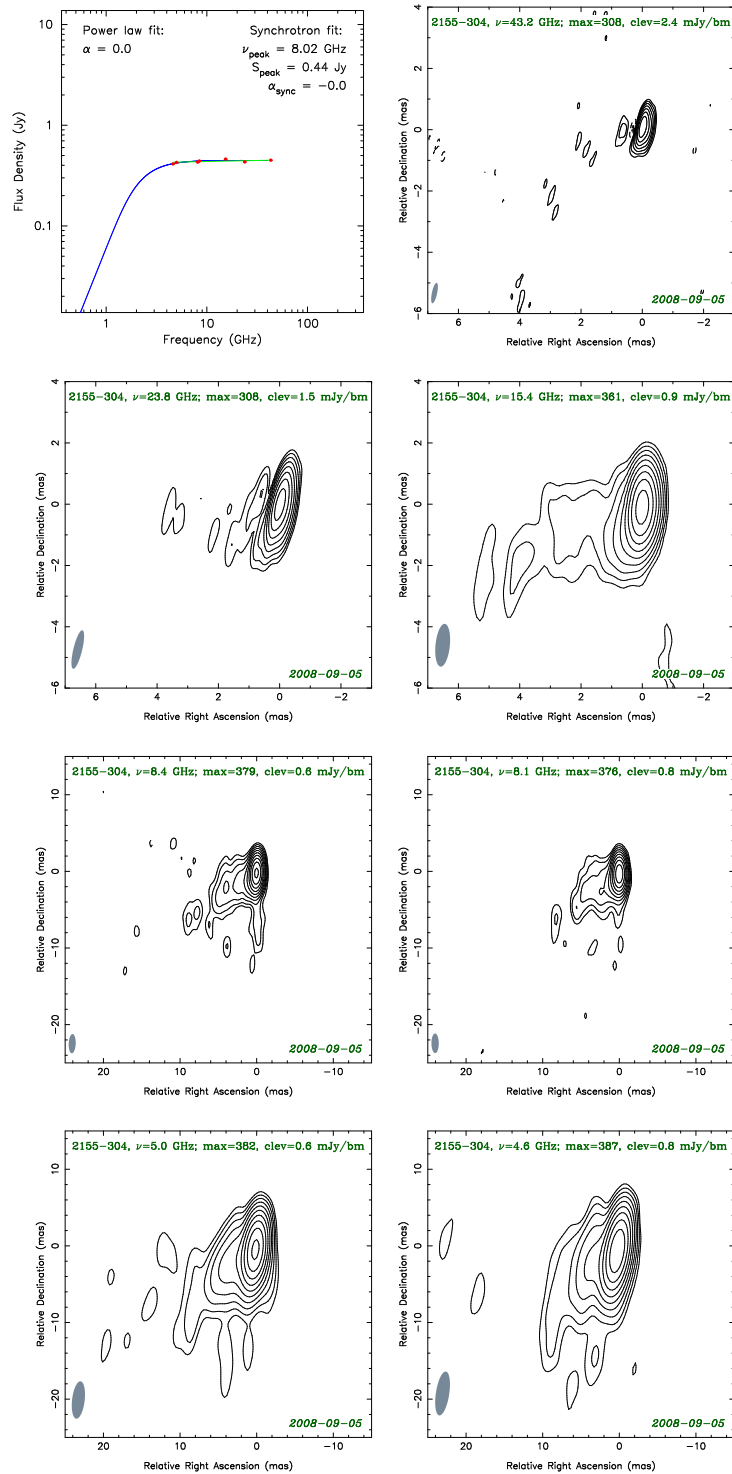


Рисунок 4.1, продолжение...

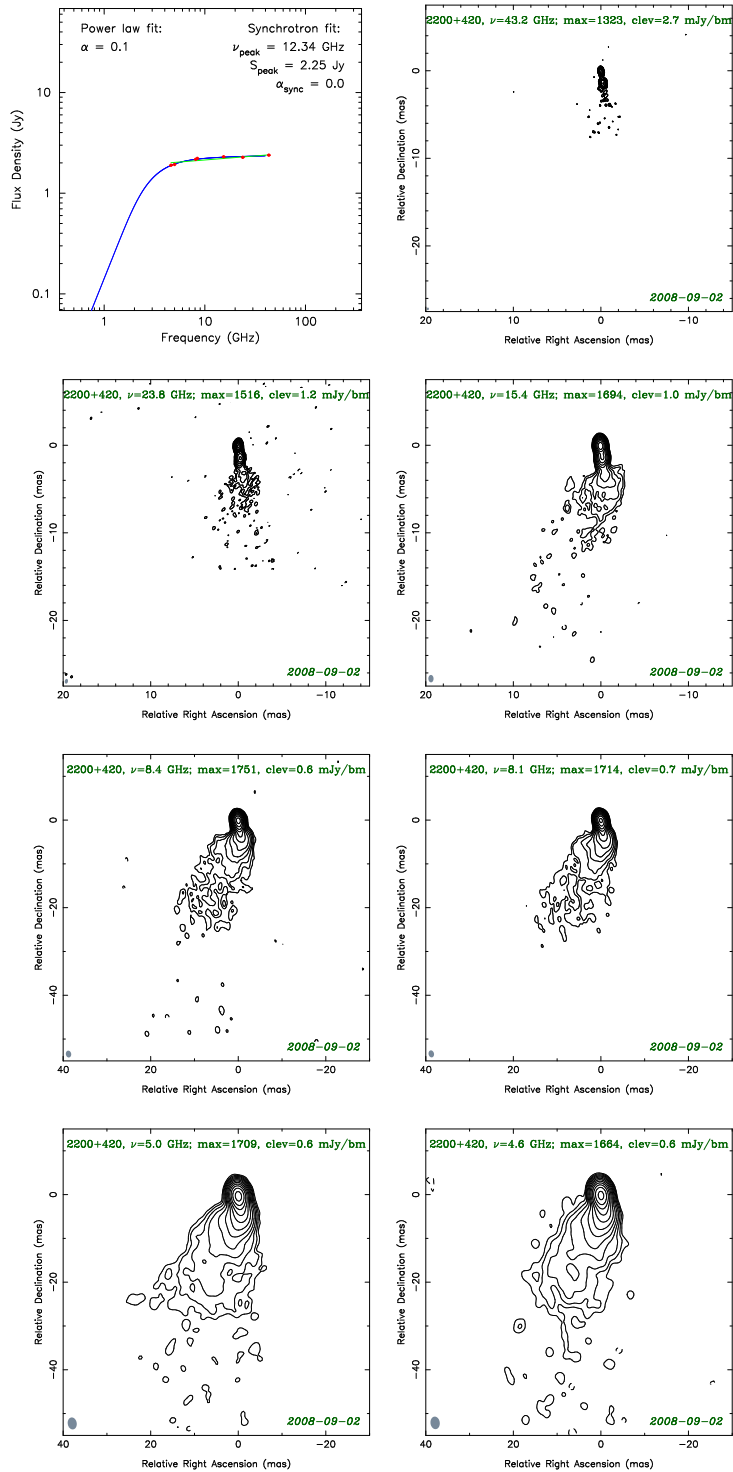


Рисунок 4.1, продолжение...

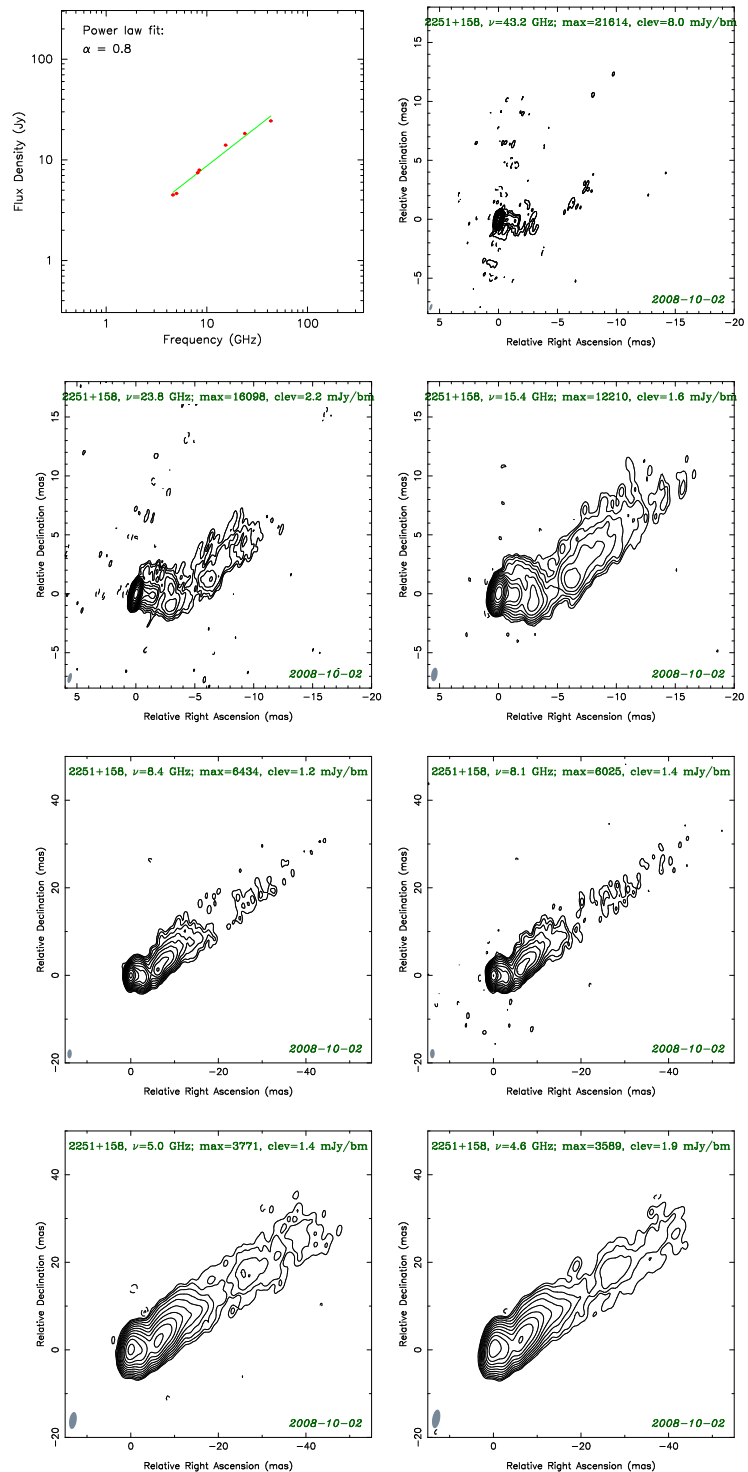


Рисунок 4.1, продолжение...

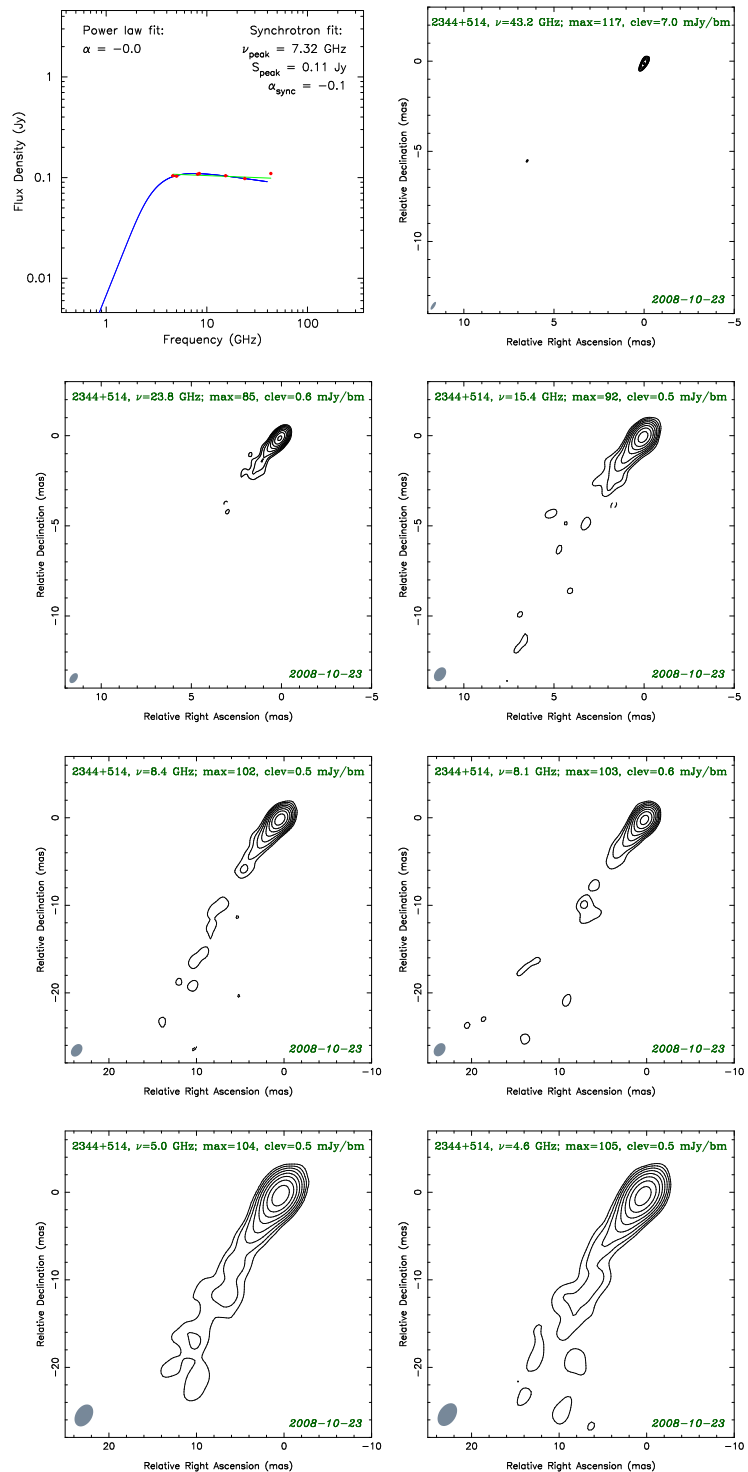


Рисунок 4.1, продолжение...

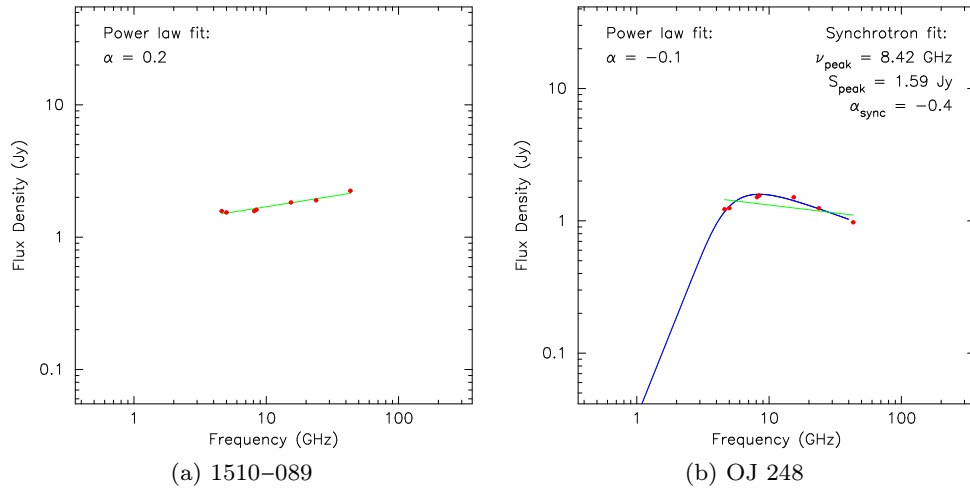


Рис. 2.4: VLBA спектры окрестностей ядра блазаров 1510–089 (a) и OJ 248 (b). Первый спектр плоский, в то время как второй демонстрирует чёткий пик синхротронного самопоглощения. Зелёная линия – график степенной функции. Спектр модели однородного синхротронного источника – синяя кривая.

Наблюдаемый спектр мы аппроксимировали моделью однородного синхротронного источника (Pacholczyk 1970; Раздел 1.3.1), чтобы рассчитать индукцию магнитного поля и распределение частиц по энергиям. Форма источника в виде цилиндрической шайбы была выбрана для простоты и в отсутствие лучших данных о реальной геометрии источника. В частности, мы не видим преимуществ сферической модели по сравнению с моделью в форме шайбы.

В Таблице 2.4 представлены результаты спектрального моделирования. Модель адекватно описывает наблюдаемые спектры 15 источников, в то время как пять источников демонстрируют плоские, либо инверсные спектры, которые нельзя описать в рамках однородной синхротронной модели.

Таблица 2.4 содержит оценки размеров ядер, полученных на самой высокой частоте наблюдения (43.2 ГГц). Для измерения размера ядра, структура каждого источника моделировалась в пакете Difmap на плоскости видности набором круглых гауссиан. Оценка размера, представленная в Таблице 2.4 – это ширина на половине максимума (FWHM²) гауссианы, которая моделирует ядро. Для всех источников, кроме 2155–304 и 2344+514, удалось частично разрешить ядра и получить оценку их размера. Для 2155–304 и 2344+514 можно установить только верхнюю границу размера ядер на 43.2 ГГц. Чтобы различать разрешённые и неразрешённые объекты, мы использовали критерий предложенный Kovalev et al. (2005); Lobanov (2005):

$$\psi > \text{BEAM} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi} \ln \frac{\text{SNR}}{\text{SNR} - 1}}$$

, где BEAM соответствует FWHM размеру диаграммы, SNR – отношение максимальной интенсивности излучения к среднеквадратичному уровню шума на карте после удаления модели источника (этот критерий так-

²Full Width at Half Maximum

Таблица 2.4: Comparison of the emission region parameters estimated from the VLBA data and SED modeling

Multi-frequency VLBA results (this work)						Published SED model parameters				
Name	Alias	R_{43} GHz [10^{15} cm]	$p_{\text{VLBA}}^{\text{ab}}$	$B_{\text{VLBA}}^{\text{b}}$ [G]	$D_{\text{var}}^{\text{c}}$	D_{SED}	R_{SED} [10^{15} cm]	$p_{\text{SED}}^{\text{a}}$	B_{SED} [G]	Ref.
0235+164		1050	0.8	≤ 11	24.0					
0528+134		1564	1.4	≤ 1.2	31.2					
0716+714		293	$\alpha = 0.4^{\text{d}}$		10.9	14	40	2.0	1	(1)
0827+243	OJ 248	4882	1.6	≤ 23	13.1					
0851+202	OJ 287	719	$\alpha = 0.7^{\text{d}}$		17.0					
1101+384	Mrk 421	108	1.2	$\leq 10^{\text{c}}$...	20	3	2.6	0.48	(2)
1219+285	W Comae	468	0.8	≤ 118	1.2	20	3	2.55	0.35	(3)
1226+023	3C 273	850	2.0	≤ 0.2	17.0	9	20	2	12	(4)
1253-055	3C 279	1168	1.4	≤ 14	24.0	21.5	25	2.0	1.8	(5)
1406-076		1642	1.2	$\leq 24^{\text{c}}$...					
1510-089		864	$\alpha = 0.2^{\text{d}}$		16.7	37	18	1.9	0.09	(6)
1622-297		1341	$\alpha = 0.2^{\text{d}}$							
1633+383	4C 38.41	1291	1.0	≤ 1.8	21.5					
1652+398	Mrk 501	279	1.6	≤ 67	... ^f	20	1.03	2	0.3	(7)
1730-130	NRAO 530	3692	1.6	≤ 20	10.7					
1959+650		270	1.4	≤ 300	... ^f	18	7.3	2	0.25	(8)
2155-304		< 356	1.0	≤ 745	... ^f	32	150	1.3	0.018	(9)
2200+420	BL Lacertae	494	1.0	≤ 3	7.3					
2251+158	3C 454.3	1497	$\alpha = 0.8^{\text{d}}$		33.2	26	15	1.1	5.4	(10)
2344+514		< 87	1.2	$\leq 57^{\text{c}}$...					

^a p is the power law index in the electron energy distribution $N(E) = N_0 E^{-p}$. For the optically thin part of the synchrotron spectrum $p = 1 - 2\alpha$ where α is defined as $F_\nu \sim \nu^\alpha$. ^b The estimates correspond to the parsec-scale radio core. ^c The value is in the observer's frame. ^d The homogeneous synchrotron source model is not applicable for such spectrum. ^e The variability Doppler factor from Hovatta et al. (2009) used to transform the observed magnetic field strength into the source frame. ^f The same Doppler factor as in the corresponding SED model was adopted.

References: 1: Chen et al. (2008); 2: Acciari et al. (2009c); 3: Acciari et al. (2009b); 4: Pacciani et al. (2009); 5: Giuliani et al. (2009); 6: Sokolovsky et al. (2010a); 7: Anderhub et al. (2009); 8: Tagliaferri et al. (2008); 9: Aharonian et al. (2009); 10: Bonnoli et al. (2010).

же применяется в Разделе 5.2). Типичная погрешность измерения размера компоненты $\sim 20\%$, согласно формулам из Lee et al. (2008). К тому же, оценки размеров модельно-зависимы и могут заметно отличаться от приведённых значений, если круглые гауссианы плохо аппроксимируют реальный профиль яркости ядерной области.

2.2.6 Обсуждение

Достоверность модели

Физические параметры, представленные в Таблице 2.4 соответствуют характерным значениям, присущим излучающим электронам в большой области, размером в несколько миллиардсекунд. Во всех случаях, возможно установить только верхнюю границу величины магнитного поля, потому что область, в спектре которой наблюдается излом, остаётся неразрешённой на самой низкой частоте наблюдения (4.6 ГГц). Результаты согласуются с оценками, полученными методом, основанным на аппроксимации модели ярких РСДБ компонент гауссианами (Sokolovsky et al. 2010a). Этот метод подробно описан в Savolainen et al. (2008), где он применён к 3C 273 и бы-

ла получена средняя индукцию магнитного поля $B_{\perp} \sim 10^{-2}$ Г для области ядра на частоте 8 ГГц, которая сравнима по размеру с областью исследуемой в нашей работе. Эта величина находится в хорошем согласии с нашим верхним пределом $B_{\perp} \leq 0.14$ G, представленной в Таблице 2.4.

Энергетический спектр электронов

Выше синхротронного излома спектры всех источников, исследованных в данной работе, имеют профиль близкий к плоскому либо немного инвертный. Причиной этого может служить наложение (blending) излучения от нескольких областей с различными пиковыми частотами (пример такого наложения можно найти в области ядра BL Lacertae, смотри верхнюю правую панель на Рис. 3 в Sokolovsky et al. 2010b, смотри также Savolainen et al. (2008) для случая 3C 273).

Аналогичные рассуждения могут привести к возможности другого объяснения плоской формы спектра выше излома. Может быть форма шайбы не подходит для моделирования окрестности ядра парсекового масштаба. Есть существенные указания, что более точной моделью области ядра может служить протяжённый джет типа Blandford-Königl со слабым градиентом физических параметров вдоль его течения (Blandford & Königl 1979; Глава 4). Согласно этой модели, спектральный индекс, полученный из наблюдений, не отражает напрямую энергетическое распределение частиц (потому что прозрачность меняется вдоль джета), но связан с этим распределением через другие параметры модели, которые нелегко получить из наблюдений. Если этот сценарий реализуется, полученное значение магнитного поля соответствует области, в которой однородный джет типа Blandford-Königl разрушается под действием каких-либо возмущающих факторов.

Возможна и альтернативная интерпретация. Спектр близкий к плоскому создаётся излучающими электронами с крутым энергетическим спектром (как это возможно имеет место в случае компоненты В1 в джете BL Lacertae, спектр которой изображён на нижней правой панели Рис. 3 в Sokolovsky et al. 2010b). Крутой спектр электронов трудно объяснить традиционным механизмом ускорения Ферми первого порядка. Тем ни менее крутой спектр может возникнуть при механизме Ферми второго порядка (“stochastic acceleration”; Virtanen & Vainio 2005).

Мы установили верхний предел $B_{\perp} \leq 10^{-1}-10^2$ Г (система отсчёта источника) для 15 из 20 Fermi блазаров (Таблица 2.4). Спектры пяти блазаров не поддаются описанию простой однородной моделью синхротронного источника, и для этих источников нет возможности оценить магнитное поле и энергетический спектр частиц. Жёсткий спектр ($-0.5 \leq \alpha \leq +0.1$, $F_{\nu} \sim \nu^{\alpha}$), который наблюдается у ядер блазаров выше синхротронного пика, может также указывать на жёсткий спектр релятивистских электронов в джете, либо быть следствием значительной неоднородности (магнитного поля и параметров плазмы или оптической глубины) внутри излучающей области.

Учитывая, что γ -излучение скорее всего генерируется в области пространственно близкой к РСДБ ядру (Kovalev et al. 2009), оценки размера, напряжённости магнитного поля и энергетического распределения электронов, представленные в Таблице 2.4, можно использовать для изучения широкополосных SED моделей (смотри Главу 3). Одновременно с VLBA на-

блюдениями, описанными выше, были проведены рентген/УФ/оптические наблюдения на спутнике Swift. Совместно с γ -данными Fermi это представляет уникальный набор данных для тестирования SED моделей.

2.3 Магнитное поле в околоядерной области парсекового масштаба в радиоисточниках со значительным сдвигом ядра

Метод спектрального анализа, предложенный в Разделе 2.1 также был применён к другому набору многочастотных данным: одновременным наблюдениям на девяти частотах (1.4–15.4 ГГц) источников со значительным сдвигом ядра. Эти источники были отобраны как демонстрирующие существенную зависимость видимого положения ядра от частоты, и были произведены специализированные наблюдения для изучения этого явления. Детальное обсуждение наблюдательной программы и её результатов представлено в Главе 4.

Результаты спектрального анализа представлены в Таблице 2.5. Спектральный излом обнаружен в излучении ядерных областей 12 из 20 наблюдавшихся источников. Ни у одного из источников, вошедших в эту выборку, на данном интервале частот не был обнаружен достоверный излом в спектрах элементов джетов, удалённых от ядра. Тем не менее в нескольких случаях как 1458+718 можно подозревать присутствие излома вблизи (1.4 ГГц) у наиболее ярких элементов джета.

Верхние пределы индукции магнитного поля ядер представлены в Таблице 2.5, значения даны в системе отсчёта наблюдателя, Так как для многих источников в литературе нет достоверных данных о Допплер-факторе. Допплер-фактор, совместно со значением красного смещения источника, нужен для определения напряжённости магнитного поля в сопутствующей системе отсчёта (Раздел 1.3.2). Также для большинства источников в литературе нет данных, посвящённых SED моделированию.

Таблица 2.5 также содержит оценки размера ядра, полученные на самой высокой частоте наблюдений (15.4 ГГц). Техника измерения размера области была такой же как в Разделе 2.2.5. Ядра только трёх объектов (0148+274, 0839+187, 0952+179) из 20 остались неразрешёнными на 15.4 ГГц, согласно критерию из Kovalev et al. (2005); Lobanov (2005). Как и следовало ожидать, размер ядра измеренный на 15.4 ГГц (Таблица 2.5) как правило больше чем на 43.2 ГГц (Таблица 2.4).

Два источника, W Comae и 1406–076, наблюдались и в качестве объекта выборки с большим сдвигом ядра (диапазон наблюдений 1.4–15.4 ГГц) и как яркий γ -блазар (диапазон наблюдений 4.6–43.2 ГГц). В обоих случаях излом спектра не найден в первом диапазоне, но успешно установлен во втором. Спектральный излом в W Comae был найден на частоте $\nu_{\text{peak}} \approx 21$ ГГц, а у 1406–076 в окрестностях $\nu_{\text{peak}} \approx 14$ ГГц. В обоих случаях размер ядра на 15.4 ГГц больше чем на 43.2 ГГц, предполагается что это является прямым следствием непрозрачности.

Таблица 2.5: Estimated physical parameters of parsec-scale cores of the “high core shift sample” sources

Name	Alias	$R_{15 \text{ GHz}}$ [10^{15} cm]	p	B [G]
0148+274		< 1557	1.0	≤ 3.0
0342+147		3562	1.1	≤ 130
0425+048	OF 42	1413	...	no peak
0507+179		2346	1.3	≤ 85
0610+260	3C 154	2271	...	no peak
0839+187		< 6365	2.2	≤ 5.8
0952+179		< 1079	1.3	≤ 68
1004+141		3602	1.0	≤ 25
1011+250		4517	1.6	≤ 43
1049+215		2604	...	no peak
1219+285	W Comae	778	...	no peak
1406-076		3795	...	no peak
1458+718	3C 309.1	3282	1.4	≤ 1.3
1642+690		1973	1.5	≤ 16
1655+077		1444	1.2	≤ 22
1803+784		2287	1.2	≤ 4.0
1830+285		1352	...	no peak
1845+797	3C 390.3	360	...	no peak
2201+315		665	...	no peak
2320+506		3300	1.3	≤ 0.10

Column designation: Col. 1 – IAU source name (B1950), Col. 2 – commonly used source name, Col. 3 – core size measured at 15.4 GHz, Col. 4 – p is the power law index in the electron energy distribution $N(E) = N_0 E^{-p}$. For the optically thin part of the synchrotron spectrum $p = 1 - 2\alpha$ where α is defined as $F_\nu \sim \nu^\alpha$. Col. 5 – upper limit on the magnetic field strength (observer’s frame).

2.4 Итоги главы

В данной главе предложена новая методика построения пространственно разрешённых спектров на базе одновременных мультимастотных наблюдений. Этот способ был применён к 38 источникам, наблюдавшимся на VLBA в ходе двух программ: выборка объектов с большим сдвигом ядра (9 частот в диапазоне 1.4–15.4 ГГц и яркие γ -блазары (7 частот в диапазоне 4.6–43.2 ГГц)).

Спектральный излом приписываемый синхротронному самопоглощению был найден в спектрах 27 источников, что позволило оценить индукцию магнитного поля и энергетический спектр частиц в их центральных областях. Мы установили верхний предел $B_\perp \leq 10^{-1} - 10^2$ Г (система отсчёта источника) на величину магнитного поля (Таблица 2.4 и 2.5). Жёсткие спектры ($-0.5 \leq \alpha \leq +0.1$, $F_\nu \sim \nu^\alpha$) наблюдаемые в ядрах блазаров на частотах выше синхротронного завала могут являться следствием либо жёсткого энергетического спектра излучающих частиц или быть результатом значительной неоднородности (величины магнитного поля и параметров плазмы или просто оптической толщи) вдоль излучающей области. Спектры ядер 11 блазаров не могут быть описаны простой однородной синхротронной моделью. В этих случаях не удалось получить ограничения на величину магнитного поля и спектр излучающих частиц.

Оценки (или, в пяти случаях – верхние пределы) размера ядра получены для наблюдавшихся источников. Эти результаты позволяют наложить ограничения на модели излучения блазаров.

Предполагается, что γ -излучение блазаров рождается в областях про-

странственно близких к РСДБ ядру (Kovalev et al. 2009), оценки размера, индукции магнитного поля и распределения излучающих частиц по энергии представленные в Таблице 2.4 могут быть использованы чтобы наложить ограничения на SED модели блазаров (см. Главу 3) Одновременно с VLBA наблюдениями описанными здесь, были также проведены наблюдения в рентгеновском/УФ/оптическом диапазонах со спутником Swift. В комбинации с данными мониторинга Fermi в γ -диапазоне это позволяет получить уникальный набор данных для SED моделирования. Мы также планируем использовать метод, основанный на моделировании гауссовыми компонентами (Savolainen et al. 2008) чтобы извлечь спектральную информацию из данных описанных в этой главе чтобы получить более высокое угловое разрешение представляемое этим методом. Было бы интересно расширить сравнение результатов обработки основанной на CLEAN компонентах и на гауссовых компонентах представленное в Sokolovsky et al. (2010b) на все наблюдавшиеся источники.

Глава 3

Наблюдения отдельных блазаров в широком диапазоне длин волн

Блазары - это АЯГ которые демонстрирует экстремальное релятивистское усиление. Этот класс включает объекты типа BL Lacertae и квазары с плоским радиоспектром (Flat Spectrum Radio Quasars, FSRQ). Блазары характеризуются интенсивным нетепловым излучением вдоль всего электромагнитного спектра от радио до γ -лучей.

Космический гамма-телескоп Fermi это новая орбитальная обсерватория, которая проводит непрерывный мониторинг неба в γ -диапазоне с июня 2008 года. Главным инструментом Fermi является Large Area Telescope (LAT), который перекрывает диапазон энергий от 20 МэВ до более чем 300 ГэВ. Fermi/LAT располагает уникальным сочетанием высокой чувствительности в пока ещё мало исследованном диапазоне спектра и широким полем зрения порядка 60° . Fermi большую часть времени действует в режиме полного обзора неба, что делает его идеальным инструментом для поиска вспыхивающих блазаров, самых распространённых объектов на внегалактическом γ -небе.

Хотя благодаря его беспрецедентной чувствительности и широкому диапазону энергий Fermi/LAT практически открыл новое окно в мир γ -переменности и спектральных свойств блазаров, ещё до запуска Fermi было ясно, что чтобы максимально эффективно использовать новые данные, γ -наблюдения нужно дополнить одновременными наблюдениями в других диапазонах. Такие мультиволновые наблюдения блазаров, представляется нашей главной надеждой понять физические механизмы и найти области, в которых рождается γ -излучение блазаров, и в конечном счёте понять феномен блазаров в целом.

Скоординированные наблюдения вдоль всего электромагнитного спектра от радио до ГэВ, а иногда до ТэВ энергий (смотри Раздел 3.4), с последующим анализом данных и их теоретической интерпретации являются чрезвычайно трудоёмким исследованием, требующим совместной работы многих иногда сотен специалистов. В данном разделе мы постараемся осветить роль автора в каждой наблюдательной кампании. Где это возможно,

читатель будет получать ссылку на соответствующие публикации с полным описанием и интерпретацией полученных результатов.

В этой главе мы представляем результаты многочастотных VLBA наблюдений пяти блазаров (3C 454.3, BL Lacertae, PKS 1510–089, Mrk 421, Mrk 501) и обсуждаем их в контексте данных по всему электромагнитному спектру. Результаты этой работы представлены в Abdo et al. (2010a,b,c,d); Sokolovsky et al. (2010a); Vercellone et al. (2010).

3.1 РСДБ наблюдения 3C 454.3 в радио диапазоне во время высокой активности в 2008

Квазар с плоским радиоспектром 3C 454.3 (FSRQ, $z = 0.859$ Jackson & Browne 1991) наблюдался Fermi сразу после запуска как самый яркий внегалактический γ -источник. Источник продемонстрировал яркую γ -вспышку в августе–сентябре 2008 (например, Vercellone et al. (2010)), которую превзошли только его собственные вспышки, следовавшие в декабре 2009, в апреле и ноябре 2010, когда он достиг потока ($E > 100$ МэВ) $56 \pm 4 \times 10^{-6}$ ph cm⁻² s⁻¹, что представляется самым высоким уровнем потока на масштабе суток, когда-либо наблюдавшимся у блазара в области жёстких γ -лучей (ATel¹ #3041, #3041, #3049, Ackermann et al. 2010; Passiani et al. 2010). В это время 3C 454.3 был ярче, чем пульсар Vela – самый яркий галактический источник МэВ γ -излучения. Эти вспышки внимательно отслеживались многими наземными и космическими обсерваториями во всех диапазонах электромагнитного спектра.

Результаты, описанные в данном разделе были частично опубликованы в Vercellone et al. (2010) в рамках AGILE кампании по наблюдению 3C 454.3 в 2007. Ожидается, что результаты будут представлены более подробно в статье об активности 3C 454.3 в 2008, которая в настоящее время готовится в рамках коллаборации Fermi/LAT.

В 2008 вспышка 3C 454.3 оказалась первой возможностью детально проследить связь между γ -активностью блазара и изменениями в морфологии на парсековом масштабе, отслеженными с использованием высокочастотных РСДБ наблюдений. Это оказалось возможным благодаря программе мониторинга ярких квазаров с VLBA на частоте 43 ГГц, осуществлённой группой из Бостонского Университета Jorstad et al. (2010) и четырём эпохам многочастотных VLBA наблюдений (4.6–43 ГГц), произведённых в рамках нашей программы.

Мы наблюдали 3C 454.3 на Very Long Baseline Array (VLBA) одновременно на семи частотах (4.6, 5.0, 8.1, 8.4, 15.4, 23.8 and 43.2 ГГц) в рамках нашего обзора радиоспектров центральных областей двадцати γ -ярких блазаров (Sokolovsky et al. 2010a,b; Раздел 2.2). Источник наблюдался в четыре эпохи во время фазы ослабления его активности в γ -лучах: 2 и 5 сентября, 2 и 23 октября, 2008. Наблюдения второго октября были “глубокими” с 16 сканами на источнике (каждый продолжительностью 4–7 минут в зависимости от частоты). полная продолжительность наблюдения составила 9 часов. Это позволило построить изображение высокого качества с динамическим диапазоном до 1:8000 (на 15.4 ГГц). В оставшиеся три эпохи 3C 454.3 на-

¹The Astronomer’s Telegram: <http://astronomerstelegam.org/>

блюдался в качестве калибратора для других источников в обзоре. В этих наблюдениях делалось только 2 скана ЗС 454.3 с перерывом в 3 часа. Тем не менее, благодаря высокой радио яркости источника на парсековом масштабе, даже таких наблюдений было достаточно для построения изображения с динамическим диапазоном 1:3000 (15.4 ГГц).

Обработка данных была произведена стандартным методом с помощью программного пакета AIPS (Greisen 1990). Была разработана и использована специальная процедура для улучшения амплитудной калибровки коррелированной плотности потока, результирующая погрешность калибровки составила $\sim 5\%$ для 4.6–15.4 ГГц и $\sim 10\%$ для 23.8 и 43.2 ГГц. Для построения изображений и моделирования *uv*-данных использовалась программа Difmap (Shepherd et al. 1994). Распределение яркости в источнике моделировалось набором компонент в форме круглых гауссиан, которые визуально кросс-идентифицировались между эпохами и частотами. Погрешности параметров компонент модели оценивались следуя Lee et al. (2008).

На Рис.3.1 и 3.2 представлены VLBA изображения распределения полной интенсивности ЗС 454.3 для самой высокой (43.2 ГГц) и самой низкой (4.6 ГГц) частот наблюдений. Карта распределения спектрального индекса для средних частот наших наблюдений (8.1–15.4 ГГц) представлена на Рис. 3.3. В то время как на 4.6 ГГц мы видим яркий протяжённый джет, на 43.2 ГГц структура источника доминируется ярким компактным ядром в то время как джет относительно слаб. Структура на 43.2 ГГц достаточно полно моделируется тремя гауссианами (Рис. 3.1, Таб.3.1). Из Рис. 3.1 ясно, что изменения в структуре парсекового масштаба в период активности 2008 ограничиваются только областью ядра.

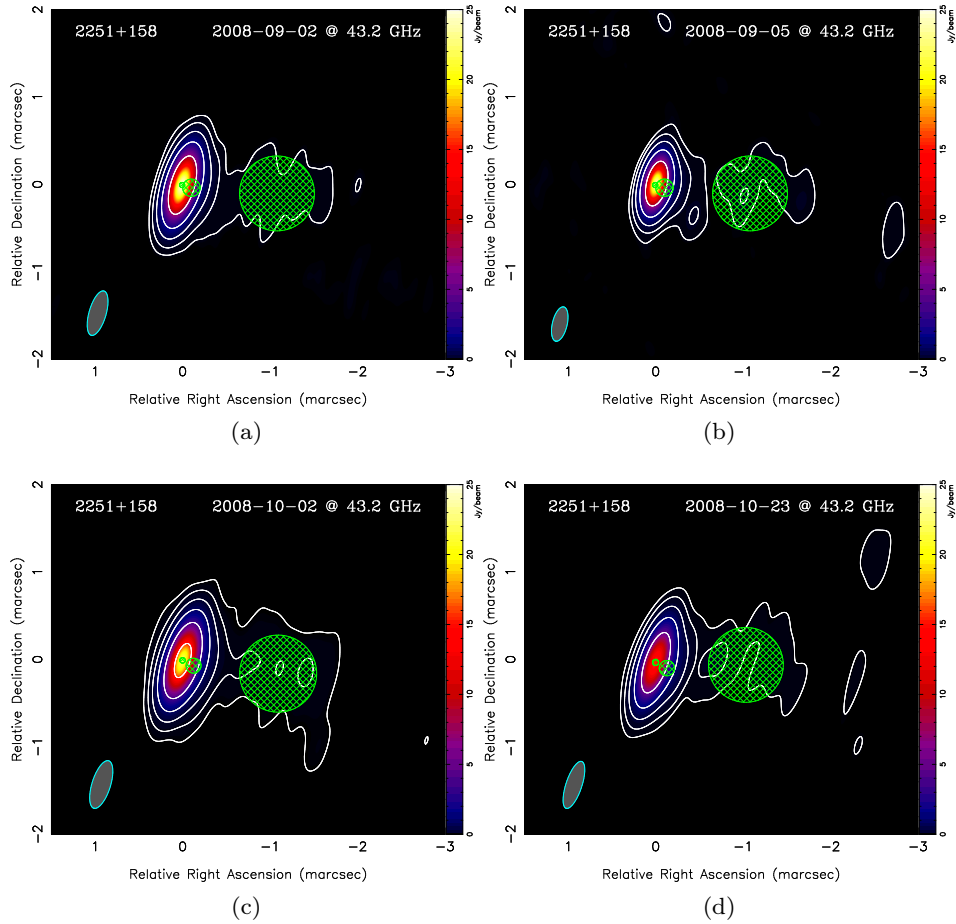


Рис. 3.1: VLBA изображение полной интенсивности ЗС 454.3 на 43.2 ГГц для четырёх эпох покрытых нашими многочастотными наблюдениями. Параметры изображений: 3.1a – пик 24.6 Ян/диаграмму, первый контур 0.030 Ян/диаграмму; 3.1b – пик 23.4 Ян/диаграмму, первый контур 0.030 Ян/диаграмму; 3.1c – пик 21.7 Ян/диаграмму, первый контур 0.015 Ян/диаграмму; 3.1d – пик 15.6 Ян/диаграмму, первый контур 0.020 Ян/диаграмму. Уровни контуров отстоят друг от друга на фактор 4 во всех случаях. Синтезированная диаграмма изображена в нижнем левом углу каждого из изображений. Зелёные круги отмечают положения и размеры гауссовых компонент модели распределения яркости в источнике.

Таблица 3.1: Parameters of the core and jet components of 3C 454.3 at 43.2 GHz

Component	R (mas)	PA°	FWHM (mas)	Flux (Jy)	SNR	T_b
2008-09-02 = JD 2454711.8						
C00	0.000 ± 0.000	0.0 ± 0.0	0.060 ± 0.009	24.676 ± 0.918	1397.9	6.6×10^{11}
C01	0.111 ± 0.019	-106.5 ± 9.9	0.200 ± 0.038	2.427 ± 0.297	102.5	5.8×10^{09}
C02	1.089 ± 0.254	-95.1 ± 13.1	0.857 ± 0.507	0.562 ± 0.314	4.1	7.3×10^{07}
2008-09-05 = JD 2454714.8						
C00	0.000 ± 0.000	0.0 ± 0.0	0.068 ± 0.013	24.536 ± 1.601	442.0	5.1×10^{11}
C01	0.115 ± 0.036	-103.7 ± 17.6	0.218 ± 0.071	2.082 ± 0.508	23.6	4.2×10^{09}
C02	0.967 ± 0.555	-94.7 ± 29.9	0.850 ± 1.110	0.714 ± 0.895	1.2	9.4×10^{07}
2008-10-02 = JD 2454741.7						
C00	0.000 ± 0.000	0.0 ± 0.0	0.063 ± 0.011	21.909 ± 0.916	1109.9	5.2×10^{11}
C01	0.140 ± 0.021	-115.7 ± 8.7	0.171 ± 0.042	2.082 ± 0.287	87.7	6.8×10^{09}
C02	1.104 ± 0.290	-97.9 ± 14.7	0.881 ± 0.580	0.489 ± 0.302	3.4	6×10^{07}
2008-10-23 = JD 2454762.7						
C00	0.000 ± 0.000	0.0 ± 0.0	0.071 ± 0.013	16.165 ± 0.874	653.4	3×10^{11}
C01	0.145 ± 0.023	-116.8 ± 9.2	0.176 ± 0.045	2.060 ± 0.319	67.2	6.4×10^{09}
C02	1.033 ± 0.332	-91.6 ± 17.8	0.856 ± 0.663	0.502 ± 0.367	2.6	6.6×10^{07}

Column designation: Col. 1 – component name, Col. 2 – distance from the core in milliarcseconds, Col. 3 – Position Angle (PA) measured North through East in degrees, Col. 4 – FWHM size of the component in milliarcseconds, Col. 5 – component flux in Jansky. Col. 6 – Signal-to-Noise (SNR) ratio of the component, Col. 7 – T_b is the brightness temperature in K.

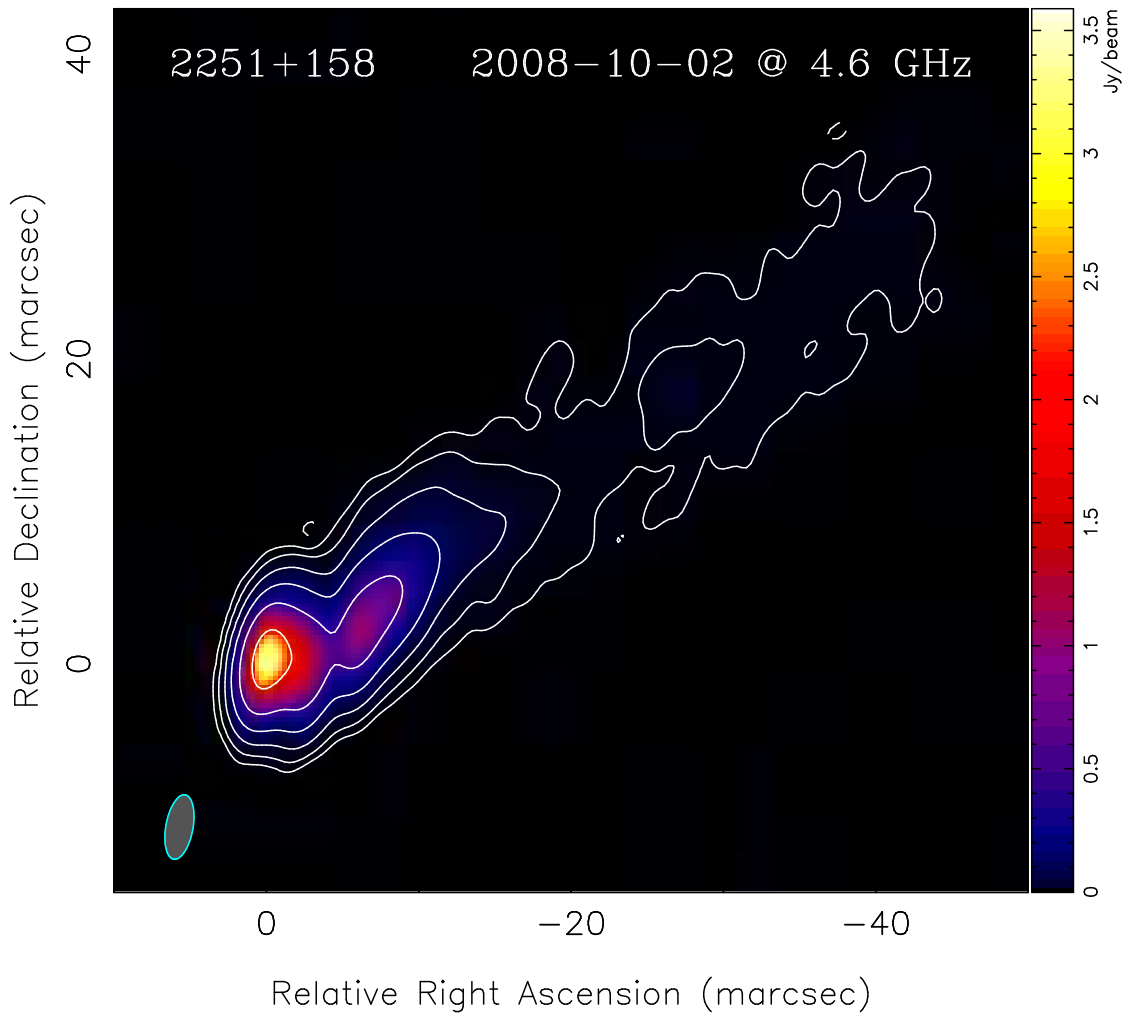


Рис. 3.2: VLBA изображение полной интенсивности на 4.6 ГГц. Первый контур 0.002 Ян/диаграмму, множитель = 4. Синтезированная диаграмма изображена в нижнем левом углу рисунка

Чтобы выявить изменения в около-ядерной области 3C 454.3 в период его γ -активности, мы скомбинировали наши четыре эпохи наблюдений на 43.2 ГГц с данными группы Бостонского Университета (Jorstad et al. 2010). Откалиброванные uv -данные были скопированы с веб-страницы группы ² и промоделированы в Difmap также как и данные наших VLBA экспериментов, результаты представлены в Таблице 3.1. В дальнейшем ядро будет обозначено “C00”, первая компонента джета, удалённая приблизительно на 0.15 mas от ядра “C01” и слабая и протяжённая компонента в 1 mas от ядра обозначена “C02”.

Рисунок 3.4 представляет кривую блеска на 43 ГГц ядра (“C00”) и первой компоненты джета “C01”. Очевидно, что в то время как ядро демонстрирует значительное изменение плотности потока, поток от “C01” значимо не меняется. Пик потока от ядра наблюдался 10го сентября 2008, в тот же день что и один из вторичных пиков γ -кривой блеска³.

²<http://www.bu.edu/blazars/VLBAproject.html>

³Смотри общедоступную кривую блеска Fermi/LAT на <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/>

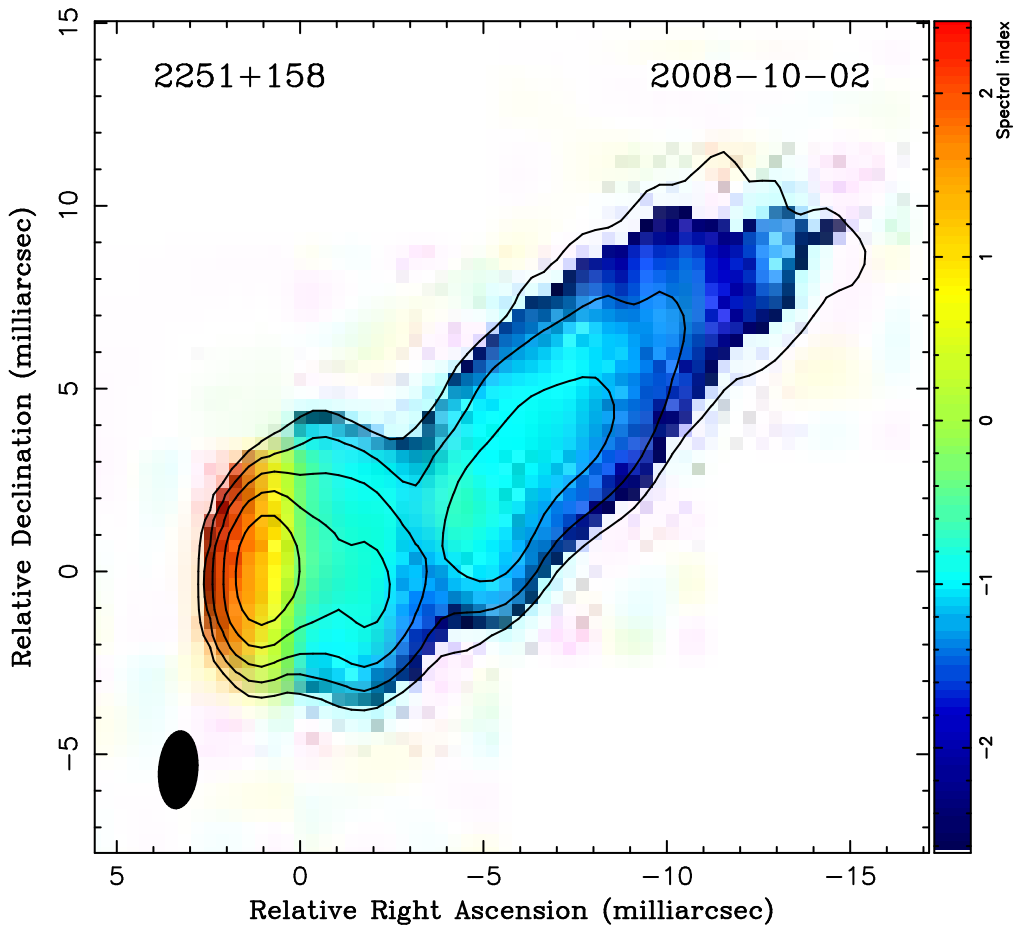


Рис. 3.3: Карта спектрального индекса построенная аппроксимации степенным законом наблюдений на трёх частотах: 8.1, 8.4 и 15.4 ГГц. Контуры изображают полную интенсивность на 8.4 ГГц. Пиковое значение = 6.442 Ян/диаграмму, первый контур 0.1% от пика. Параметры диаграммы FWHM = 2.12×1.05 mas, PA = $-4^\circ.64$.

Рисунок 3.6 представляет удаление компоненты “C01” от ядра (“C00”) как функцию времени. Линейное фитирование данных позволяет определить скорость компоненты 0.130 ± 0.017 mas/year = 6.1 ± 0.8 с и момент нулевого расстояния между C00 и C01 $JD2454370 \pm 46^d$ (27 сентября 2007). Рисунок 3.5 представляет изменение размеров джет-компоненты и ядра. Компонента C01 постоянно увеличивает свой размер, по мере удаления от ядра, в то время как размер ядра не показывает существенных изменений. Интересно отметить, что C01 движется по искривлённой траектории.

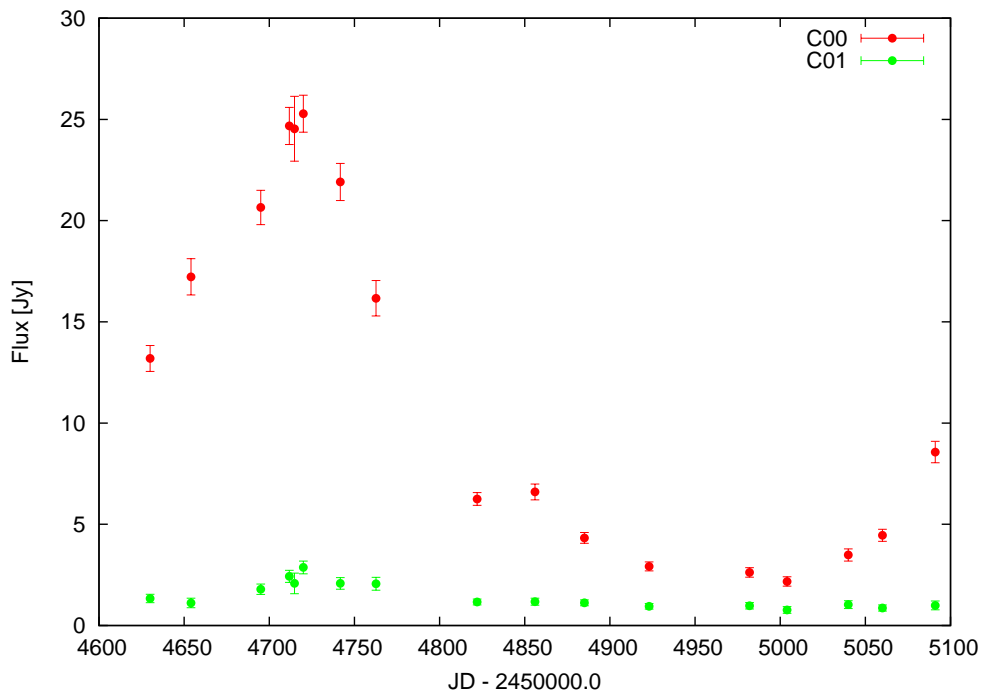


Рис. 3.4: Кривая блеска на 43 ГГц ядра 3С 454.3 (обозначено “C00”) и первой компоненты джета “C01” в 0.15 mas от ядра).

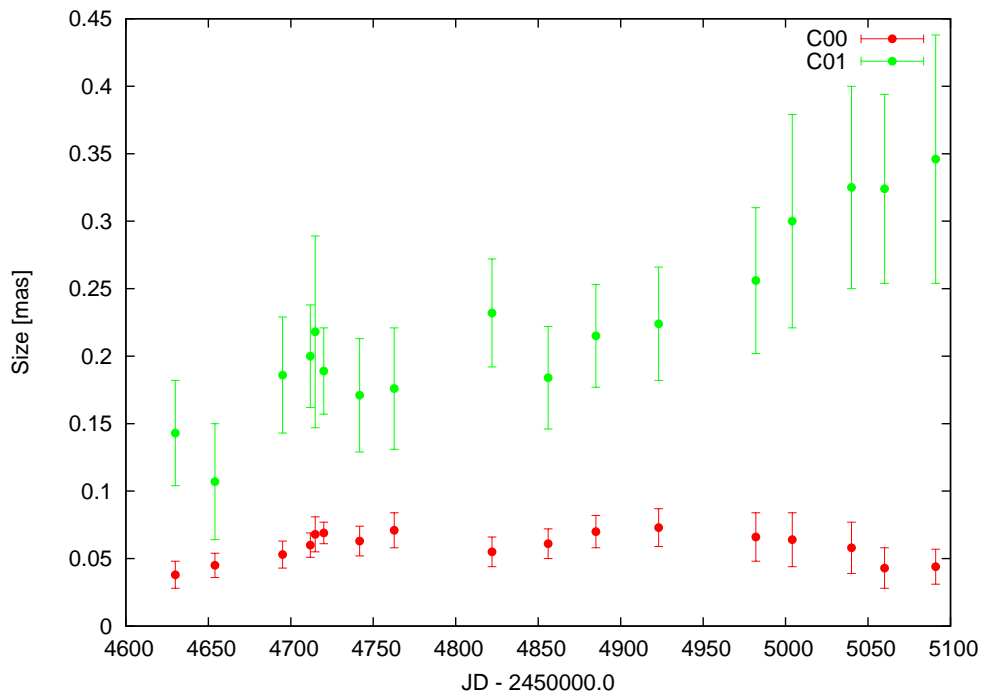


Рис. 3.5: Размер первой компоненты джета (C01) и ядра (C00) как функция времени.

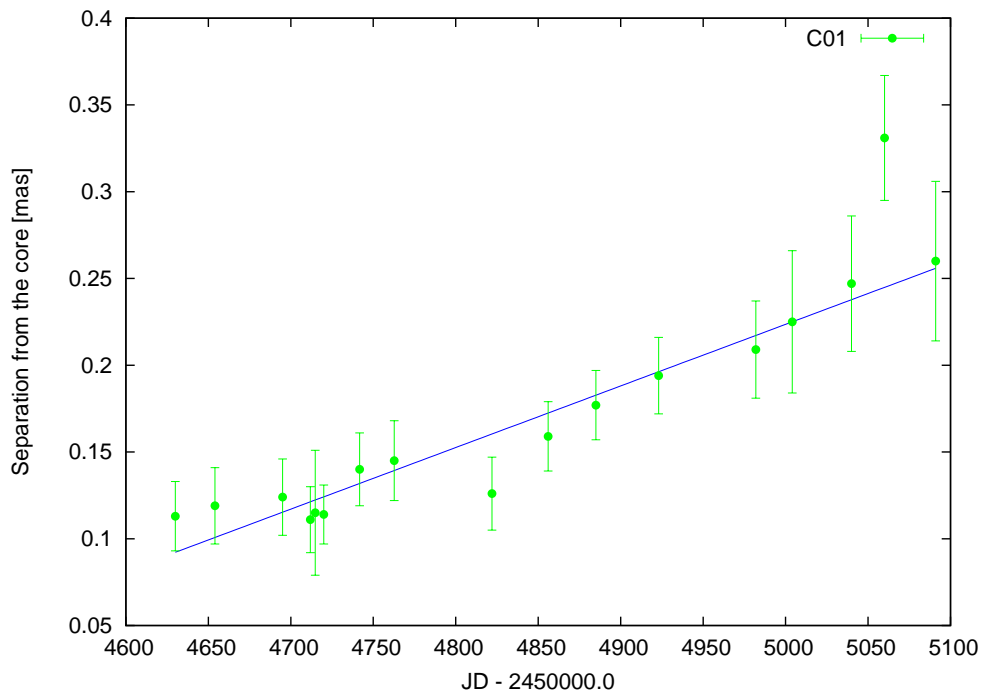


Рис. 3.6: Удаление компоненты “C01” от ядра (“C00”) ЗС 454.3 как функция времени. Голубая линия представляет результат фитирования методом наименьших квадратов.

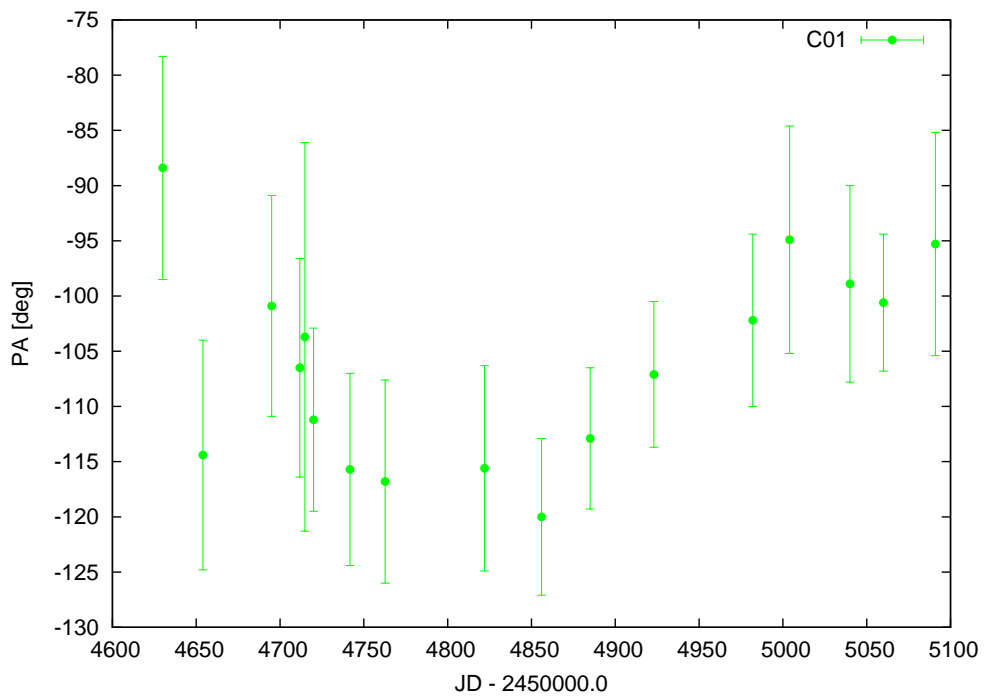


Рис. 3.7: Позиционный угол (PA) компоненты C01 по отношению к ядру.

Таким образом, анализ данных наблюдений на 43 ГГц указывает, что ядро парсекового масштаба в 3С 454.3 может быть напрямую связано с его γ -активностью (на это указывает совпадение пиков в кривых блеска ядра и γ -источника). В то же время, первый компонент джета, расположенная в 0.10–0.15 mas от ядра демонстрирует только постепенные изменения свойств (размер, поток, траектория), которые кажутся не связанными с γ -активностью объекта. Рассчитанная эпоха вылета компоненты предшествует γ -вспышке 2008 года. Это приводит нас к выводу, что наблюдаемая компонента джета С01 не связана со вспышкой. Вспышка произошла в пространственной области сравнимой или меньшей по размеру, чем ядро на 43 ГГц (~ 0.06 mas = 0.46 pc).

В заключении на Рисунке 3.8 мы представляем радиоспектр ядра, полученный за время наших четырёх эпох многочастотных наблюдений. Спектр сильно инверсный, что указывает на синхротронное самопоглощение в данной области, тем не менее спектральный индекс не достигает значения $\alpha = 2.5$, которое ожидается в случае оптически толстого, однородного синхротронного источника, указывая что ядро либо неоднородно, либо его излучение смешано (blended) с одной, а возможно, и несколькими компонентами, которые пока не разрешаются.

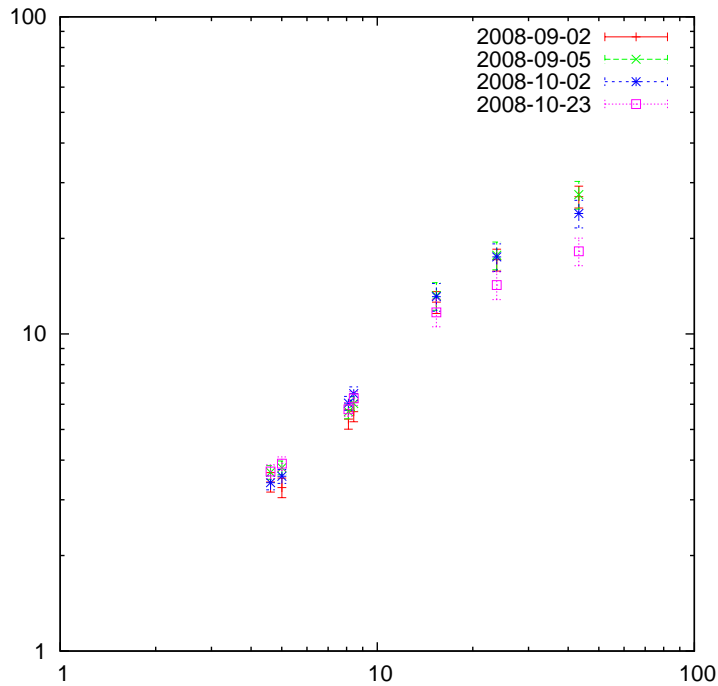


Рис. 3.8: Спектр ядра 3С 454.3.

Таблица 3.2: VLBA измерения спектра 3С 454.3

Диапазон	частота (ГГц)	Полная плотность потока (Ян)	Плотность потока яра (Ян)
2008-09-02 = JD 2454711.8			
C	4.6085	9.369	3.412
C	5.0035	9.596	3.278

<i>X</i>	8.1085	10.222	5.390
<i>X</i>	8.4295	10.825	5.686
<i>K_u</i>	15.3655	15.110	12.595
<i>K</i>	23.8045	19.255	17.141
<i>Q</i>	43.2175	27.652	27.103
2008-09-05 = JD 2454714.8			
<i>C</i>	4.6085	9.615	3.662
<i>C</i>	5.0035	9.580	3.786
<i>X</i>	8.1085	10.432	5.686
<i>X</i>	8.4295	10.886	6.031
<i>K_u</i>	15.3655	15.772	13.195
<i>K</i>	23.8045	19.652	17.710
<i>Q</i>	43.2175	27.602	27.510
2008-10-02 = JD 2454741.7			
<i>C</i>	4.6085	9.628	3.395
<i>C</i>	5.0035	9.673	3.557
<i>X</i>	8.1085	10.835	6.049
<i>X</i>	8.4295	11.301	6.485
<i>K_u</i>	15.3655	15.889	13.105
<i>K</i>	23.8045	19.429	17.491
<i>Q</i>	43.2175	24.741	23.992
2008-10-23 = JD 2454762.7			
<i>C</i>	4.6085	9.663	3.683
<i>C</i>	5.0035	9.674	3.901
<i>X</i>	8.1085	10.794	5.787
<i>X</i>	8.4295	11.153	6.262
<i>K_u</i>	15.3655	14.227	11.697
<i>K</i>	23.8045	16.024	14.259
<i>Q</i>	43.2175	18.596	18.225

3.2 Многочастотное VLBA исследование BL Lacertae во время наблюдательной кампании Fermi

Этот раздел описывает результаты многочастотных наблюдений BL Lacertae, которые дополнили многочастотную наблюдательную кампанию Fermi. Статья с результатами кампании в настоящее время принята в ApJ (Abdo et al. 2010d).

3.2.1 Общие характеристики

3.2.2 General properties

BL Lacertae (BL Lac) является прототипом подкласса активных галактических ядер. Совместно с квазарами с плоским радиоспектром (FSRQ), лацертиды составляют класс блазаров, объектов обладающих выдающейся способностью излучать во всём электромагнитном спектре от радио до ТэВ энергий. Лацертиды отличаются от FSRQs главным образом оптическим спектром, в котором обычно отсутствуют яркие эмиссионные линии. Хотя

прототип всего класса – VL Lacertae в некоторые эпохи демонстрировала широкие H_α и H_β эмиссионные линии с яркостью ($\sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$), сравнимой с характеристиками сейфертовых галактик I-типа (Corbett et al. 2000, 1996; Vermeulen et al. 1995).

Существуют указания на увеличение на $\sim 50\%$ за 10 лет ширины линии H_α и существование слабой в сравнении с другими АЯГ области широких линий (BLR, Abdo et al. 2010d).

Узкие линии и радиояркость VL Lac соответствует значениям наблюдаемым у небольших радиогалактик со слабым уровнем активности (Capetti et al. 2010). Для исследования VL Lac были проведены несколько длительных многочастотных кампаний, например Bloom et al. (1997); Böttcher et al. (2003); Madejski et al. (1999); Marscher et al. (2008); Raiteri et al. (2009); Ravasio et al. (2003); Sambruna et al. (1999); Villata et al. (2004, 2002). Судя по результатам предшествующих кампаний, возможно различные РСДБ структуры джета вносят вклад, иногда с задержками в полный радиопоток наблюдаемый от источника. Иногда компоненты радиоджета удаётся связать со вспышками от оптического диапазона до ТЭВ γ -лучей (Bach et al. 2006; Marscher et al. 2008).

3.2.3 Результаты РСДБ наблюдений на частотах 5–43 ГГц

VL Lac наблюдалась на Very Long Baseline Array (VLBA) на семи частотах (4.6, 5.0, 8.1, 8.4, 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц) в рамках обзора радиоспектров на парсековом масштабе двадцати γ -ярких блазаров (Sokolovsky et al. 2010a,b). Многочастотные VLBA наблюдения производились 2 сентября 2008 года. Обработка данных осуществлялась стандартно с помощью пакета AIPS (Greisen 1990), смотри в Разделе 2.2 полное описание программы наблюдений и процесса калибровки. Окончательная погрешность калибровки амплитуды оценивается в $\sim 5\%$ на 4.6–15.4 ГГц и $\sim 10\%$ на 23.8 и 43.2 ГГц. Для построения изображений и моделирования данных использовалась программа Difmap (Shepherd 1997).

РСДБ изображения (Рис. 3.9 и 3.10) показывают широкий, достаточно гладкий, изогнутый джет тянущийся на $\sim 50 \text{ mas}$ (на 5 ГГц) на юго-восток от яркого компактного ядра. На высоких частотах, внутри джета можно увидеть несколько чётких ярких образований, выстроенных в направлении юг–юго–восток. Мы промоделировали распределение яркости несколькими компонентами в форме двумерных гауссиан. Область ядра (яркий объект на северном конце джета) выглядит удлинённой на изображении на 43 ГГц и может быть смоделирована двумя гауссовыми компонентами, удалёнными на 0.25 mas (0.32 ps в проекции на картинную плоскость). На расстояниях 1.5 mas и 3.4 mas от ядра, внутри джета имеются два других излучающих объекта. Таблицу представляющую параметры элементов джета (“компонент”) можно найти в Sokolovsky et al. (2010b).

Внутренняя часть джета размером 0.25 mas (“ядро”) может содержать два или больше отдельных излучающих объекта либо может быть однородной излучающей областью. Углового разрешения даже на 43 ГГц недостаточно, чтобы различить эти две ситуации. Тем не менее очевидно, что радиоспектр изменяется вдоль такой области и она не может быть описана как единая, однородная, самопоглощающая, синхротронно излучающая компонента. Излом, вызванный синхротронным самопоглощением, выявлен

в усреднённом спектре ядра на частоте ~ 12 ГГц (усреднённый по всей области с отрицательным спектральным индексом на Рисунке 3.10). Учитывая неоднородность, вполне вероятно, самые внутренние компоненты на миллиметровых длинах волн имеют самую высокую частоту излома $\gtrsim 40$ ГГц. Используя метод, описанный в Sokolovsky et al. (2010b), можно оценить магнитное поле ядра B , в сопутствующей системе релятивистского джета, при заданном Доплер-факторе $\mathcal{D} = (\Gamma[1 - \beta \cos \theta])^{-1}$, где $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ и θ Лоренц-фактор общего движения и угол между джетом и лучом зрения соответственно. Выбирая Доплер-фактор $\mathcal{D} = 7.3$ Novatta et al. (2009), можно установить верхний предел напряжённости магнитного поля в ядре: $B < 3$ Г. Отметим, что этот верхний предел соответствует характерному значению для протяжённой и неоднородной области, доминирующей в излучении на частотах в диапазоне 4.6–43 ГГц. Магнитное поле может превосходить указанное значение локально или в более компактных областях, скрытых от нас синхротронной непрозрачностью.

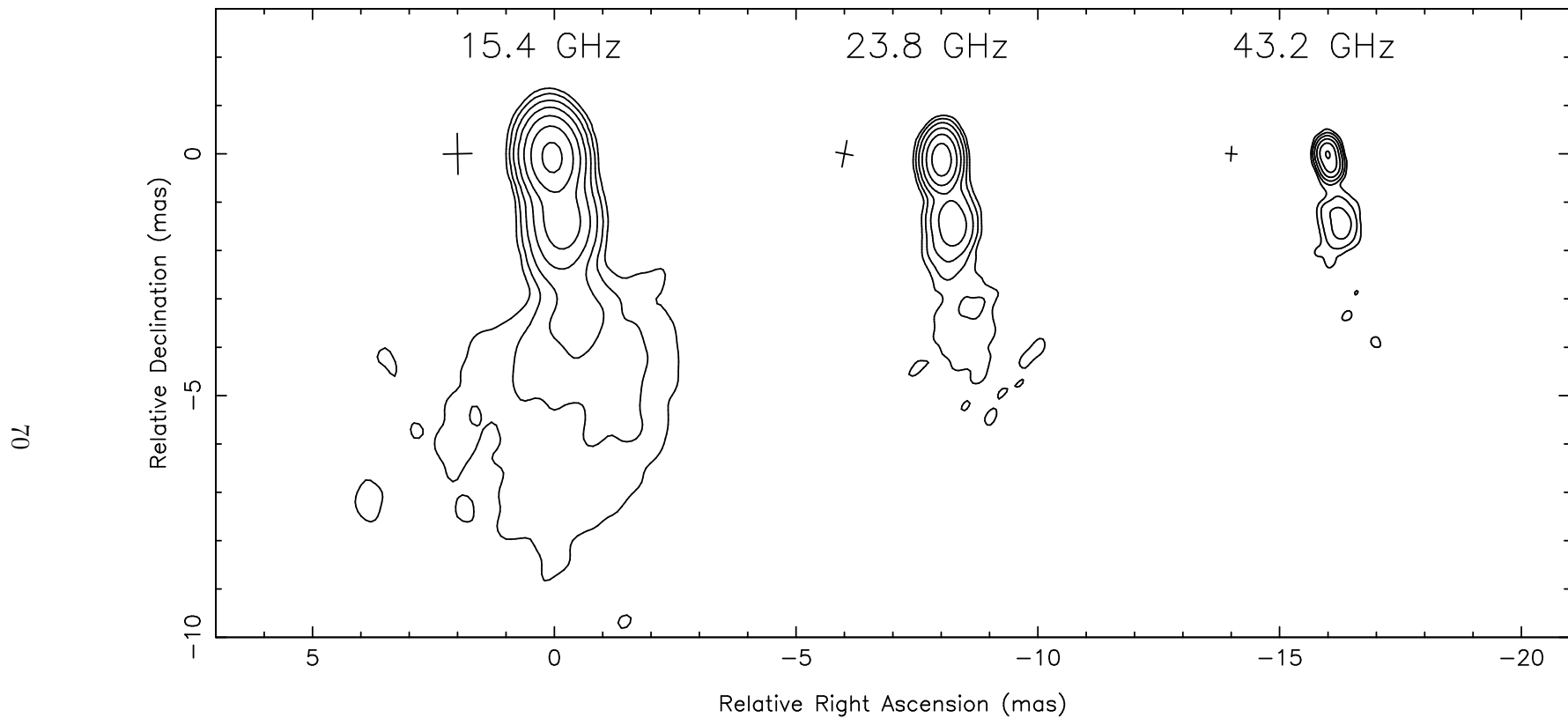


Рис. 3.9: Внутренняя область джета BL Lacertae, наблюдавшаяся VLBA 2 сентября 2008. Изображения на различных частотах сдвинуты на 8 mas по прямому восхождению. Для 15.4, 23.8 и 43.2 ГГц пиковые значения на изображении составляют 1.69, 1.52, 1.32 Ян/диаграмму, первые контуры 1.70, 3.00, 5.00 мЯн/диаграмму, соответственно. Уровень контуров повышается с множителем 3. Размер диаграммы (естественное взвешивание) обозначен крестом слева на соответствующем изображении.

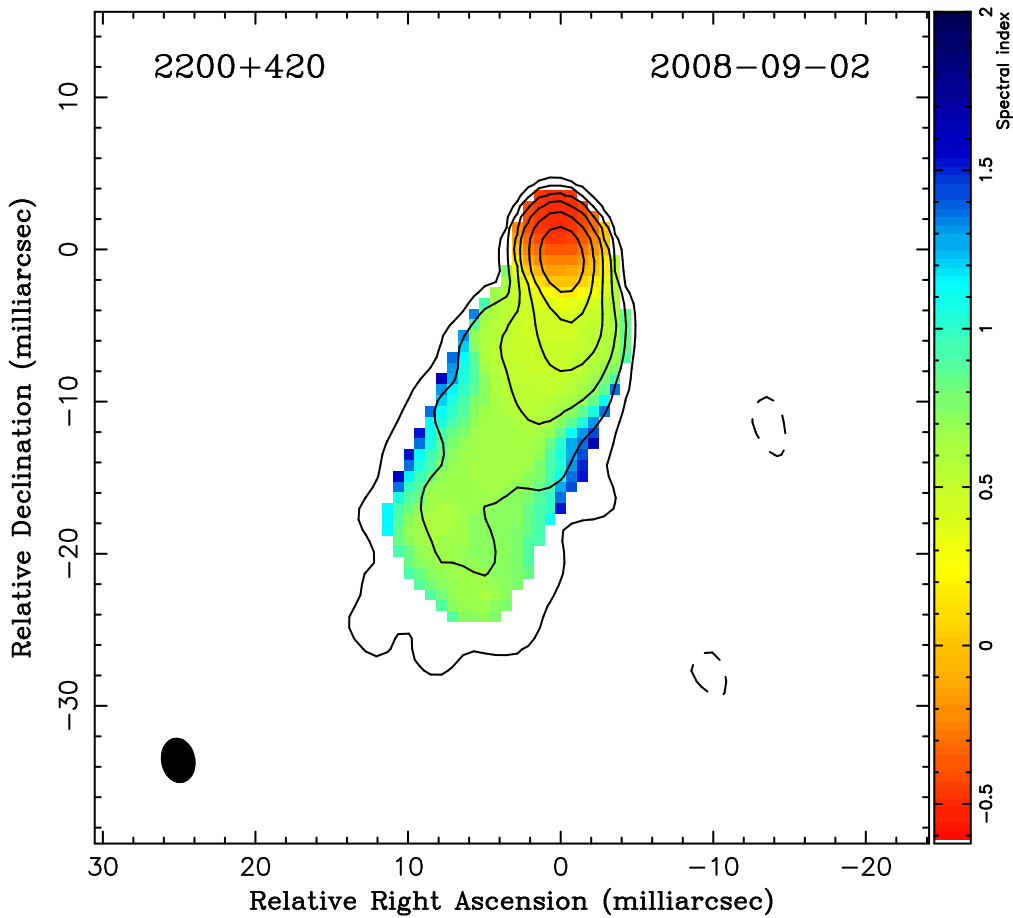


Рис. 3.10: Карта спектрального индекса ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, α показана в цвете) BL Lacertae построенная на основе VLBA наблюдений на 4.6, 5.0, 8.1 и 8.4 ГГц. Контуры, наложенные поверх цветной карты представляют полную интенсивность на 8.4 ГГц (пиковая интенсивность 1.75 Ян/диаграмму, первый контур 0.70 мЯн/диаграмму, размер диаграммы 1.57×1.22 mas с $PA = 10^\circ 4$). Карта спектрального индекса была сглажена медианным фильтром с радиусом эквивалентным указанному размеру диаграммы. Карта представляет оптически тонкую часть джета с $\alpha \sim 0.7$ и область самопоглощения ($\alpha < 0.0$). Метод 2D кросс-корреляции, используя оптически тонкую часть джета, был применён для пространственного совмещения изображений на различных частотах что необходимо для получения достоверной информации о спектре. Повышение крутизны спектра к краям джета, видимое на карте, происходит на угловом масштабе, сравнимым с размером диаграммы и, вероятно, возникает из-за неравномерного uv -покрытия на различных частотах.

3.3 Многочастотные наблюдения PKS 1510–089

Результаты, описанные в этом разделе были опубликованы в (i) Abdo et al. (2010a), где описана мультиволновая кампания Fermi и в (ii) Sokolovsky et al. (2010a), где представлена одноэпоховое квазиодновременное спектральное распределение энергии (SED), полученное нами вне рамок кампании Fermi.

Не смотря на то, что SED, представленные в указанных выше работах, усреднены по разным временным масштабам (~ 1 месяц и ~ 1 неделя, соответственно) они выглядят достаточно похожими. Интересно сравнить модели использованные для описания SED PKS 1510–089 в Abdo et al. (2010a) и в Sokolovsky et al. (2010a). В то время как обе модели неплохо описывают SED в диапазоне от ближнего ИК до γ -лучей, источник внешних фотонов для внешнего обратного Комpton-эффекта (External inverse-Compton, EC) и следовательно положение “зоны излучения блазара” по отношению к центральной машине, принимаемое в двух моделях существенно различается. Ясно, что новые одновременные наблюдения, особенно включающие мониторинг эмиссионных линий, необходимы для точного понимания процессов излучения в этом источнике.

3.3.1 Общие свойства

Среди блазаров, радиокварзары с плоским спектром (Flat Spectrum Radio Quasars, FSRQ) это объекты с самыми яркими эмиссионными линиями в оптическом спектре. Типичное спектральное распределение энергии (SED) блазара имеет профиль с двумя максимумами (Abdo et al. 2010a). Согласно современным моделям, максимум на низких частотах интерпретируется как синхротронное излучение ультрарелятивистских электронов в джете блазара, а максимум в области высоких частот объясняется обратным Комpton-эффектом (IC). В FSRQs IC максимум может превосходить синхротронный больше чем на порядок. Считается, что в таких источниках IC компонента обусловлена рассеянием мягких фотонов, испущенных вне джета (Dermer & Schlickeiser 2002; Sikora et al. 1994), а не синхротронным комптоновским саморассеянием (SSC, Ghisellini & Maraschi 1989; Jones et al. 1974). В сценарии комптоновского рассеяния внешнего излучения (EC), первичные фотоны (seed photons) для IC процесса как правило являются УФ фотонами, испущенными в аккреционном диске, предположительно окружающем чёрную дыру, и отражёнными в сторону джета областью широких линий (BLR), в пределах суб-парсекового расстояния от диска. Если излучение происходит на больших расстояниях, внешние фотоны поставляет, вероятно, пылевой тор (DT; Sikora et al. 2002). В этом случае максимум излучения лежит в ИК диапазоне.

PKS 1510–089 один из наиболее активных γ -блазаров, наблюдавшихся с момента запуска космического гамма-телескопа Fermi (Abdo et al. 2010a; D’Ammando et al. 2010). Оптический спектр этого объекта имеет яркие эмиссионные линии расположенные поверх голубого континуума (Tadhunter et al. 1993) на красном смещении $z = 0.361$ (Thompson et al. 1990). Радио изображения (Marscher et al. 2010b) представляют яркое ядро с джетом, направление которого сильно меняется между миллисекундными и секундными масштабами. Сверхсветовые скорости выше ≈ 20 с наблюдаются в джете PKS 1510–089 на парсековом масштабе.

3.3.2 VLBA наблюдения PKS 1510–089

Одновременные многочастотные 5–43 ГГц VLBA наблюдения были проведены 9 апреля 2009 во время первого года наблюдений Fermi (Sokolovsky

et al. 2010a,b). Точность измерения плотности потока определялась погрешностями калибровки: около либо меньше 5% на 5, 8 и 15 ГГц, около либо меньше 10% на 24 и 43 ГГц. Полное описание программы наблюдений и техники анализа можно найти в Разделе 2.2.

На Рисунке 3.11 представлены изображения на трёх самых высоких частотах наших VLBA наблюдений. Размер яркого парсекового ядра на 24 и 43 ГГц оценивается около 60-70 μas или 0.3-0.4 пс. Ядро демонстрирует плоский радиоспектр (смотри Рис. 3.12), что указывает на неоднородную область в которой действует синхротронное самопоглощение, в то время как первая хорошо разрешённая компонента джета уже оптически тонкая со спектральным индексом $\alpha = -0.9$ ($F(\nu) \propto \nu^\alpha$).

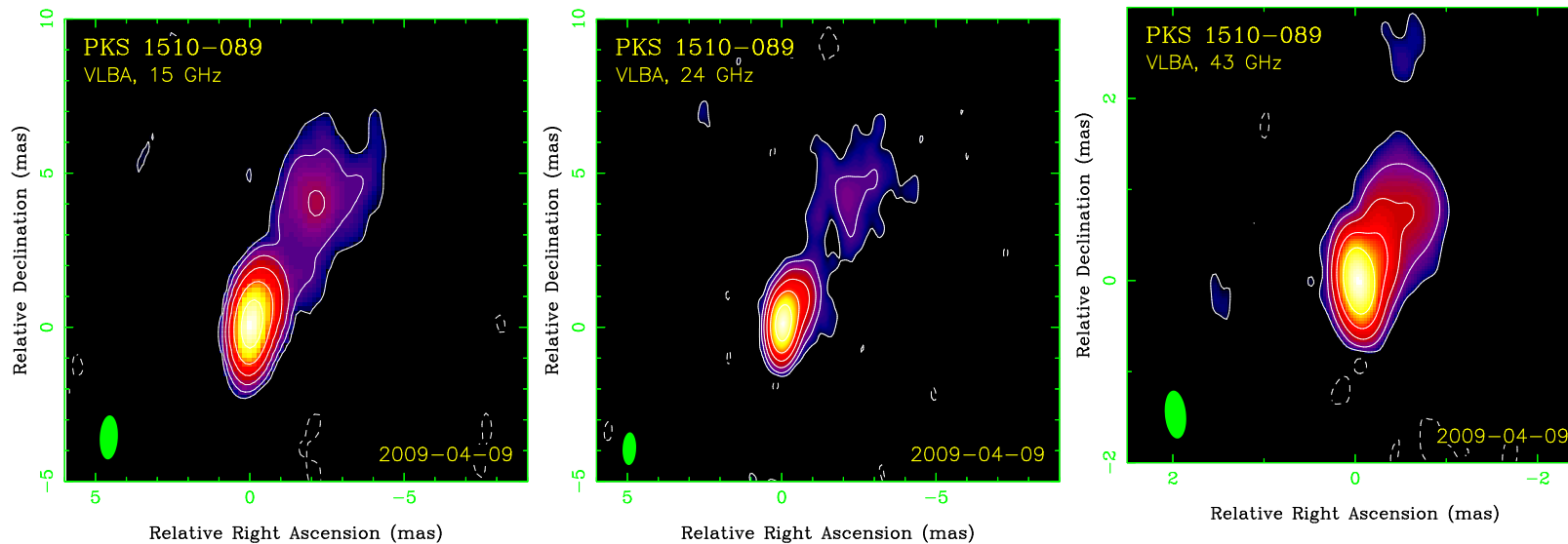


Рис. 3.11: CLEAN изображения PKS 1510–089, наблюдавшегося на VLBA 9 апреля 2009, на 15, 24 и 43 ГГц. Самый нижний контур и интенсивность в пике составляют 0.7 мЯн/диаграмму и 1.47 Ян/диаграмму (15 ГГц), 0.7 мЯн/диаграмму и 1.56 Ян/диаграмму (24 ГГц), 2 мЯн/диаграмму и 1.85 Ян/диаграмму (43 ГГц). Контурные линии нанесены с шагом $\times 4$. Использовано натуральное взвешивание. HPBW размер диаграммы показан в нижнем левом углу. Угловой размер 1 mas соответствует 5 пс.

3.3.3 Квази-одновременное SED PKS 1510–089

Чтобы получить квази-одновременное SED PKS 1510–089 (Рис. 3.13) были использованы наблюдения с VLBA, Swift и Fermi/LAT проведённые в течение двух дней (9–10 апреля 2009), дополненные фотометрией $UBVR_{ci}$, полученной 12 апреля на 2.56 m Nordic Optical Telescope (NOT) и ИК фотометрией полученной 7 и 17 апреля на 2.1 m телескопе Guillermo Haro Observatory in Cananea, México. Submillimeter Array (SMA) предоставила измерения плотности потока на 1 mm от 5 и 14 апреля 2009. Эти наблюдения дали в результате самое полное квази-одновременное SED (содержащее многочастотные РСДБ данные) для данного объекта.

UBV величины PKS 1510–089 измеренные с помощью Swift/UVOT систематически (на 0^m5-0^m3) ярче чем наблюдавшиеся с NOT на два дня позже. Учитывая что наблюдения с обоих инструментов были откалиброваны с использованием одних и тех же звёзд сравнения из González-Pérez et al. (2001), эту разность можно интерпретировать как переменность источника.

Радиоструктура парсековых масштабов PKS 1510–089 доминирована ярким неразрешённым ядром (видимым основанием джета, см. обсуждение Marscher 2008) которое показывает переменность плотности потока с достаточно большой амплитудой (Marscher et al. 2010a). Ядро парсековых масштабов является естественным кандидатом на структуру в радиоджете, связанную с излучением в γ (Kovalev et al. 2009; Marscher et al. 2010b, см. также Раздел 3.1) и других диапазонах.

Чтобы проверить возможную связь радиоядра с областью, излучающей в других диапазонах (которую описывают SED модели блазаров) мы построили квази-одновременное SED PKS 1510–089 представленное на Рисунке 3.13. Использование плотностей потока РСДБ ядра (вместо полной плотности потока измеряемой одиночными радиотелескопами) позволяет исключить из измерений эмиссию протяжённых областей в джете. Целью исследования было проверить, как это повлияет на результаты SED моделирования.

Квази-одновременное SED PKS 1510–089 (Рис. 3.13) было промоделировано Sokolovsky et al. (2010a). Вклад горячей тепловой компоненты, вероятно связанной с аккреционным диском, хорошо виден в оптическом и УФ диапазонах. SED в диапазоне от ИК до γ -лучей может быть хорошо объяснено в рамках однозонной ЕС модели в которой аккреционный диск выступает в роли непосредственного источника фотонов для ЕС процесса. В этой модели фотоны аккреционного диска могут достичь излучающей области напрямую, без необходимости быть отражёнными от облаков BLR или окружающей пыли. Заметим, что благодаря релятивистской абберации некоторые излучаемые диском фотоны будут освещать излучающую область почти спереди. Такие фотоны будут приходить из части диска с радиусом порядка $\sqrt{3}r$, где r – расстояние излучающей области от центральной чёрной дыры (Dermer & Schlickeiser 2002). Размер излучающей области был ограничен наблюдаемым минимальным временем переменности в γ -диапазоне которое составляет порядка нескольких часов (Abdo et al. 2010a). Параметры модели представлены в Таблице 3.3. Подчеркнём, что модель представленная Sokolovsky et al. (2010a) не является уникальной. Однозонные модели с другим источником внешних фотонов, вероятно, также могут достаточно точно описать результаты наблюдений (см. Abdo et al.

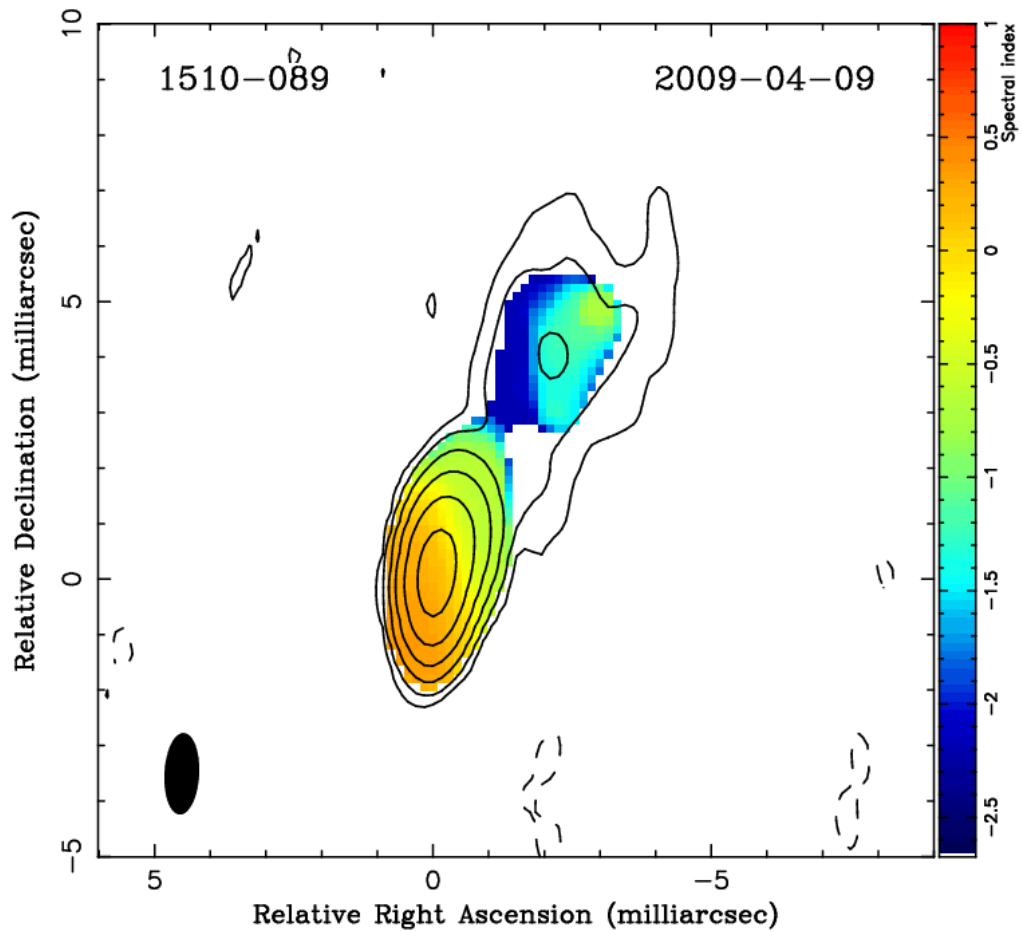


Рис. 3.12: Карта спектрального индекса α ($F(\nu) \propto \nu^\alpha$) между 15.4 и 23.8 ГГц (показано в цвете) PKS 1510–089. Контуры, проведённые поверх цветной карты представляют полную интенсивность на 15.4 ГГц (смотри подробности на Рис. 3.11). Карта спектрального индекса была сглажена медианным фильтром с радиусом 0.6 mas.

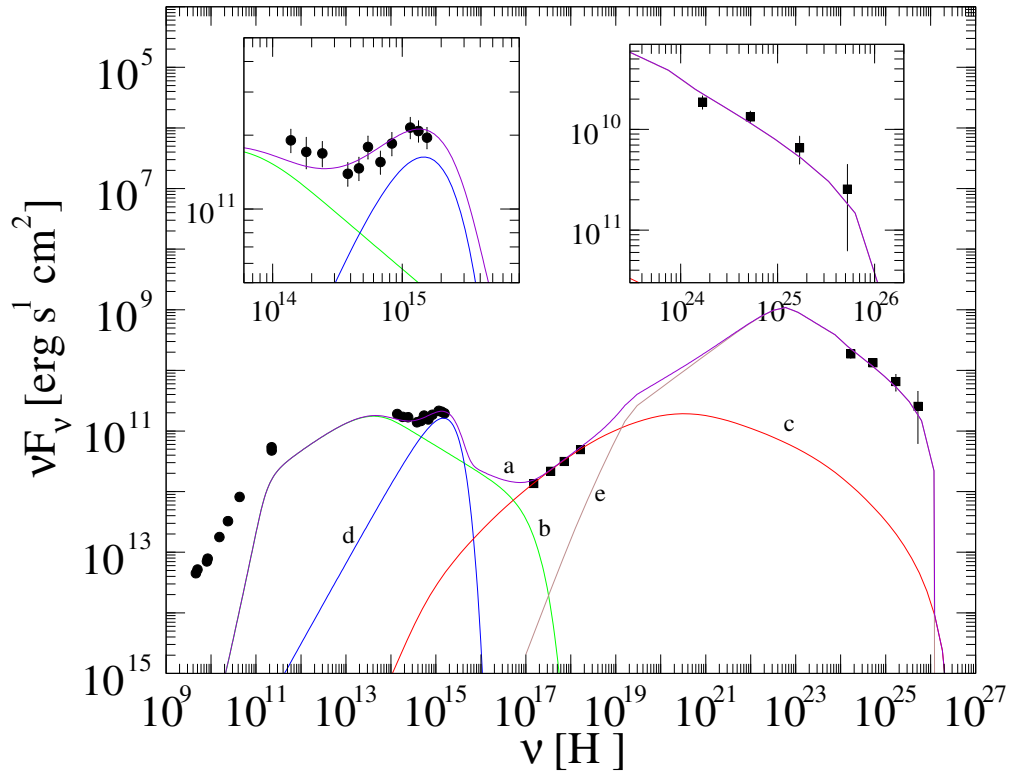


Рис. 3.13: Квази-одновременное SED PKS 1510–089 из работы Sokolovsky et al. (2010a) построенное с использованием наблюдений с VLBA, Swift, Fermi/LAT, NOT, SMA and the 2.1 m телескоп Guillermo Haro. Фиолетовая кривая (a) представляет сумму следующих компонентов SED модели: зелёная кривая (b) представляет синхротронную компоненту, красная (c) – SSC компоненту, синяя (d) представляет тепловое излучение аккреционного диска и коричневая (e) – комптоновское рассеяние излучения диска (см. Таблицу 3.3).

Таблица 3.3: Параметры SED модели PKS 1510–089 из работы Sokolovsky et al. (2010a)

Minimum e^- Lorentz factor	$\gamma_{\min} = 30$
Brake Lorentz factor	$\gamma_{\text{brk}} = 1.9 \times 10^3$
Maximum e^- Lorentz factor	$\gamma_{\max} = 1.0 \times 10^5$
e^- energy slope below γ_{brk}	$p_1 = 1.9$
e^- energy slope above γ_{brk}	$p_2 = 3.9$
Doppler factor	$D = 37$
Bulk Lorentz factor	$\Gamma = 37$
Magnetic field strength	$B = 0.09 \text{ G}$
Variability time	$t_{\text{var}} = 2.16 \times 10^4 \text{ sec}$
Blob radius	$R = 1.8 \times 10^{16} \text{ cm}$
Jet power (magnetic field)	$P_{\text{jet, B}} = 2.8 \times 10^{43} \text{ erg/s}$
Jet power (electrons)	$P_{\text{jet } e^-} = 7.5 \times 10^{45} \text{ erg/s}$
Black hole mass	$M_{\text{BH}} = 1 \times 10^9 M_{\odot}$
Accretion efficiency	$\eta = 1/12$
Eddington ratio	$L_{\text{disk}}/L_{\text{Edd}} = 0.06$
Blob distance from disk	$r = 5.1 \times 10^{17} \text{ cm}$

2010a).

Модель построенная Sokolovsky et al. (2010a) и воспроизведённая здесь на Рисунке 3.13 хорошо описывает наблюдательные данные в диапазоне от ИК до γ -лучей, однако она значительно расходится с данными в радио благодаря синхротронному самопоглощению которое подавит радиоизлучение столь малой излучающей области в сантиметровом диапазоне. Значительно большая по размерам область противоречила бы наблюдаемому минимальному времени переменности. Даже если отбросить аргумент о времени переменности, однозонная модель с большой излучающей областью не могла бы легко объяснить наблюдаемый жёсткий радиоспектр, который не соответствует ни мягкому Рентгеновскому спектру, ни оптически толстому излучению от однородного синхротронного источника. Одной возможностью преодоления этой трудности было бы введение в модель второго излома в энергетическом распределении излучающих частиц.

Или же, можно оставить попытки объяснить всё SED PKS 1510–089 с помощью однозонной модели и предположить, что даже радиоизлучение наблюдаемое от см–мм РСДБ ядра приходит от структуры больших масштабов ($R_{\text{SED}} < R < R_{43} \text{ ГГц}$) вниз по течению джета от зоны, ответственной за ИК– γ излучение. Эта структура (которая не может быть разделена от зоны излучающей в ИК– γ из-за ограниченного разрешения РСДБ) может быть гладким, непрерывным джетом (Blandford & Konigl 1979) или серией отдельных излучающих зон (Marscher 1980) – возможно, тех зон, которые вносили значительный вклад в оптическое– γ излучение когда-то в прошлом... Можно предположить, что в настоящее время эта протяжённая структура не вносит значительного вклада в оптическое– γ излучение на основе короткого времени переменности наблюдаемого в этих диапазонах. Необходимо более детальное моделирование SED чтобы проверить эту возможность. В частности, связь между активностью в РСДБ ядре и γ -диапазоне наблюда-

емое во многих блазарах (Раздел 3.1; Jorstad et al. 2010, 2001; Kovalev et al. 2009; Pushkarev et al. 2010), в том числе и PKS 1510–089 (Marscher et al. 2010b) должно быть как-то объяснено в этих моделях. В настоящее время это представляется одной из центральных проблем исследования блазаров. Ситуация, когда SED модель не способна описать наблюдаемое радиоизлучение, конечно, не ограничивается случаем PKS 1510–089, а напротив, является достаточно частой (например Bianchin et al. 2009; Boettcher 2010; Collmar et al. 2010).

3.4 VLBA наблюдения ТЭВных блазаров Mrk 421 Mrk 501

Этот раздел кратко обсуждает результаты многочастотных VLBA наблюдений в диапазоне 5–43 ГГц в контексте мультиволновых компаний Fermi по изучению двух близких лацертид Mrk 421 ($z = 0.031$ Gorham et al. 2000) и Mrk 501 ($z = 0.033$ Stickel et al. 1993). Благодаря тому, что эти два объекта находятся на таких близких расстояниях к нам, плотности потока измеряемые с помощью VLBA, особенно те, что относятся к ядру, предоставляют информацию о радиоизлучении областей, предположительно, лишь немного больших чем “зона излучения блазара” (Abdo et al. 2010c). Измеренные значения должны быть близкими верхними пределами на радиоизлучение “блазарной зоны”.

Строящие изображения атмосферные Черенковские телескопы (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) MAGIC⁴ и VERITAS⁵ участвовали в этих двух наблюдательных компаниях Fermi. В результате были получены квази-одновременные SED беспрецедентного качества покрывающие диапазон от радио до ТЭВ. Результаты компаний будут подробно обсуждаться в статьях принятых к печати в ApJ Abdo et al. (2010b,c).

Обработка РСДБ данных была проведена аналогично тому как это описано в предыдущих разделах. Единственным отличием было то, что данные в *S* и *X*-диапазонах для этих двух источников не были разбиты на два поддиапазона. Вместо этого все четыре канала (IF) были обработаны вместе чтобы получить единое изображение для данного диапазона. Полный поток с парсековых масштабов был получен суммированием CLEAN-компонент модели, полученной по ходу построения изображений. Ошибки измерения потока определяются неточностью калибровки которая составляет $\sim 5\%$ в *S*, *X* и *K_u* диапазонах, $\sim 10\%$ в *K* и *Q* диапазонах.

Поток от ядра был получен моделированием области ядра на каждой частоте круглой гауссовой компонентой. Поток относящийся к протяжённому джету Mrk 501 был промоделирован CLEAN компонентами, в то время как джет Mrk 421 удалось промоделировать набором гауссовых компонент с достаточной точностью. Неоднозначности моделирования могут привести дополнительную ошибку в оценку потока ядра по сравнению с ошибкой определения полного РСДБ потока. The results of total parsec-scale and core flux density measurements for the two sources are presented in Table 3.4. The radio spectrum of Mrk 501 is presented on Fig. 3.14.

⁴<http://www.magic.mppmu.mpg.de/>

⁵<http://veritas.sao.arizona.edu/>

Таблица 3.4: Измерения плотности потока Mrk 421 и Mrk 501 с VLBA

Диапазон	Частота (ГГц)	Полная плотность потока (Ян)	Плотность потока ядра (Ян)
Mrk 421			
2009-04-22 = JD 2454943.6			
<i>C</i>	4.8060	0.369	0.251
<i>X</i>	8.2690	0.343	0.247
<i>K_u</i>	15.3655	0.324	0.247
<i>K</i>	23.8045	0.299	0.233
<i>Q</i>	43.2175	0.267	0.223
Mrk 501			
2009-05-15 = JD 2454966.8			
<i>C</i>	4.8060	1.131	0.674
<i>X</i>	8.2690	1.118	0.664
<i>K_u</i>	15.3655	0.938	0.629
<i>K</i>	23.8045	0.789	0.548
<i>Q</i>	43.2175	0.615	0.427

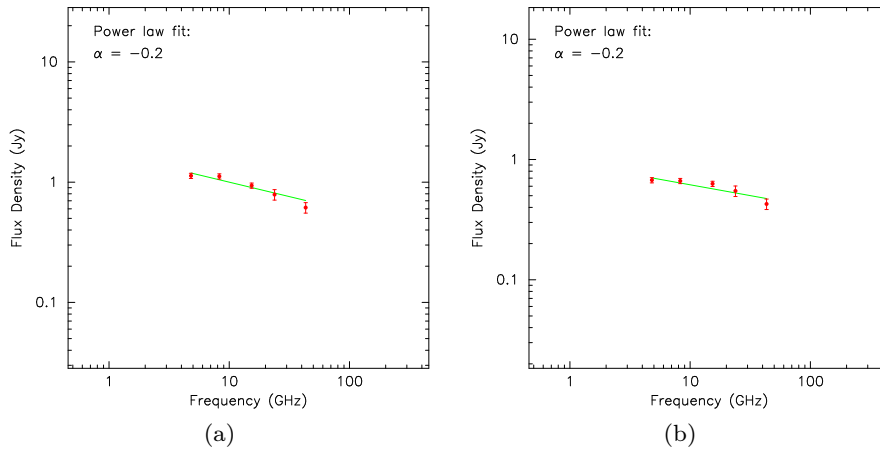


Рис. 3.14: VLBA спектр Mrk 501: 3.14a — спектр, интегрированный с парсековых масштабов, 3.14b — спектр ядра.

Ядро Mrk 421 частично разрешается нашими наблюдениями согласно критерию разрешённости предложенному Kovalev et al. (2005) и Lobanov (2005) (см. Раздел 2.2). Размер РСДБ ядра был определён с помощью вписывания двумерной гауссианы в измеренные амплитуды функции видности. Размер ядра (FWHM) оценён в 0.06–0.12 mas по данным наблюдений на 15, 24 и 43 ГГц. Результаты измерений представлены в Таблице 3.4.

Размер РСДБ ядра Mrk 421 на 15 ГГц и 43 ГГц составляет $1\text{--}2 \times 10^{17}$ см (масштаб 0.61 пс/mas). Полученная оценка соответствует FWHM гауссианы, аппроксимирующей наилучшим образом распределение яркости в ядре, что составляет 0.9 от радиуса сферической излучающей области, которая дала бы такой же полный поток как область с гауссовым распределением яркости (Marscher 1983). Это ведёт к тому, что размер РСДБ ядра сравним (с точностью до фактора 2–4) с размером излучающей области полученной из моделирования SED Abdo et al. (2010c). Следовательно, логично пред-

положить что наблюдаемое радиоизлучение от ядра Mrk 421 доминировано радиоизлучением собственно “блазарной зоны”. Будущие исследования корреляций между кривыми блеска в разных диапазонах (в частности VLBA и SMA с Fermi/LAT) должны пролить свет на этот вопрос (Abdo et al. 2010c).

Оценённый размер частично-разрешённого ядра Mrk 501 на 15 ГГц и 43 ГГц составляет $0.14\text{--}0.18\text{ mas} \approx 2.9\text{--}3.7 \times 10^{17}\text{ см}$ (с масштабом 0.67 пс/mas). Как и в случае Mrk 421, размер оценённый по данным VLBA соответствует FWHM гауссианы, аппроксимирующей наилучшим образом распределение яркости в ядре, что составляет 0.9 от радиуса сферической излучающей области, которая дала бы такой же полный поток как область с гауссовым распределением яркости (Marscher 1983). Это говорит о том, что размер РСДБ ядра всего в 2–3 раза больше чем размер излучающей области полученной из SED моделирования Abdo et al. (2010b) ($R = 1.3 \times 10^{17}\text{ см}$).

3.5 Заключение

В данной главе представлены результаты многочастотных наблюдений блазаров 3C 454.3, BL Lacertae, PKS 1510–089, Mrk 421, и Mrk 501 с VLBA. Результаты обсуждаются в контексте моделей их широкополосного излучения в других диапазонах электромагнитного спектра. РСДБ данные позволяют получить важные ограничения на размер, радиоспектр, величину магнитного поля и распределение излучающих частиц по энергии в “зоне излучения блазара”. Полученные ограничения были либо напрямую использованы при построении SED моделей (3C 454.3, BL Lacertae, PKS 1510–089) или оказались согласующимися с результатами независимого моделирования (Mrk 421, and Mrk 501). Несмотря на достигнутый успех, требуется ещё большая работа чтобы полностью включить РСДБ результаты в существующие модели излучения блазаров.

Глава 4

VLBA обзор эффекта сдвига ядра в джетах АЯГ

Явление сдвига положения РСДБ ядра в зависимости от частоты наблюдения (известное как “сдвиг ядра”, “core shift”) было предсказано более трёх десятилетий назад и с тех пор наблюдалось у нескольких радиоисточников, но часто лишь в узком частотном диапазоне. Этот эффект имеет важные астрофизические и астрометрические приложения. Для достижения более глубокого понимания эффекта сдвига ядра и физики стоящей за ним был проведён специальный обзор на РСДБ-системе NRAO Very Long Baseline Array (VLBA). Мы использовали VLBA для построения изображений 20 заранее отобранных источников одновременно на девяти частотах в диапазоне 1.4–15.4 ГГц. Положение ядра на каждой из частот измерялось относительно яркого оптически тонкого компонента джета. Значимый сдвиг ядра был успешно измерен для каждого из двадцати источников. Обнаружено, что положение ядра r_c , как функция частоты ν согласуется с законом $r_c \propto \nu^{-1}$. Такое поведение предсказано моделью Блэндфорда-Кёнигла (Blandford & Königl) для чисто синхротронного самопоглощающего конического джета в котором выполняется условие равномерного распределения. Не было найдено систематических отклонений от единицы показателя степени в зависимости $r_c(\nu)$. Мы сделали вывод, что ни свободно-свободное поглощение, ни градиент давления/плотности в самом джете и окружающей среде не играют заметной роли при наблюдениях в диапазоне частот 1.4–15.4 ГГц. Этот результат поддерживает интерпретацию ядра парсекового масштаба как непрерывного джета Блэндфорда-Кёнигла со слабым градиентом физических свойств вдоль него.

Результаты описанные в этой главе опубликованы в A&A. (Sokolovsky et al. 2010d).

4.1 Введение

На РСДБ изображениях релятивистских джетов АЯГ ядро выглядит компактным объектом около наблюдаемого основания джета. Оно идентифицируется с поверхностью, на которой оптическая глубина $\tau_\nu \approx 1$ (фотосфера) в непрерывном потоке джета с плавно изменяющимися физическими свой-

ствами (Blandford & Konigl 1979). Положение этой поверхности является функцией от частоты наблюдения, ν , точный вид этой зависимости определяется механизмом поглощения. Выше изложенная интерпретация ядра подтверждается наблюдениями эффекта “сдвига ядра” (например, Kovalev et al. 2008b; Lobanov 1998b; Marcaide et al. 1985; O’Sullivan & Gabuzda 2009; Zensus et al. 1995) и связанным возрастанием наблюдаемого размера ядра при понижении частоты наблюдения (Unwin et al. 1994; Yang et al. 2008)

Альтернативная интерпретация РСДБ ядра как стоячей ударной волны в джете обсуждалась Marscher (2006a, 2008). Эта модель может соответствовать высокочастотным наблюдениям некоторых источников. Стоячая ударная волна не даёт предсказания сдвига наблюдаемого положения ядра в зависимости от частоты. Единственным выходом является предположение о серии стоячих ударных волн, когда разные волны наблюдаются на разных частотах. В некоторых объектах ядро может быть областью, где джет изгибается, так что его направление приближается к лучу зрения и происходит возрастание яркости за счёт Доплеровского усиления по сравнению с областями выше по течению (Marscher 2006a). Иногда высказываются предположения, что радиоядро вообще не является частью джета (например, Bell & Comeau 2010; Falcke et al. 2001).

Наиболее вероятным механизмом поглощения, действующим в компактном джете является синхротронное самопоглощение (Konigl 1981). Если джет свободно распространяется и существует равнораспределение между плотностями энергий частиц и магнитного поля, положение $r_c(\nu)$ поверхности $\tau_\nu = 1$ будет $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$, где коэффициент $k = 1$. Если вышеназванные предположения не выполняются (например, синхротронное самопоглощение не является доминирующим механизмом поглощения), мы можем ожидать иной зависимости $r_c(\nu)$.

Исследование эффекта сдвига ядра важно для более глубокого понимания структуры и физических условий в ультрокомпактных джетах АЯГ. Также можно получить информацию о градиентах давления и плотности в среде, окружающей джеты РСДБ-масштаба — области широких линий (BLR) и внутренней части области узких линий (NLR), например, Lobanov 2007. Влияние эффекта на интерпретацию текущих и будущих РСДБ астрометрических измерений обсуждаются в работах Porcas (2009); Rioja et al. (2005).

Следует ожидать, что эффект сдвига ядра вызывает систематическое смещение приблизительно на 0.1 mas между положением опорных внегалактических источников в оптике (6000 Å) и радио (8 ГГц) (Kovalev et al. 2008b). Это различие необходимо учитывать при установлении точного соответствия между радио и оптическими системами отсчёта в современную эпоху космических астрометрических миссий (Lindgren 2007), таких как GAIA (Perryman et al. 2001) и при высокоточной космической навигации на базе РСДБ (например, Hildebrand et al. 1994; Pogrebenko et al. 2009; Sekido et al. 2004).

В этой главе мы представляем результаты специальных наблюдений на девяти частотах (1.4–15.4 ГГц), полученные в ходе РСДБ обзора эффекта сдвига ядра в 20 компактных внегалактических радиоисточниках с использованием системы VLBA. Выбор объектов исследования, организация РСДБ наблюдений, наши методы обработки данных и техника измерения сдвига ядра описаны в Разделе 4.2.

Таблица 4.1: Выборка источников со значительным сдвигом ядра наблюдавшихся VLBA

Name	Alias	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z	Optical class	VLBA epoch
0148+274		01:51:27.146174	+27:44:41.79363	1.26	QSO	2007-03-01
0342+147		03:45:06.416545	+14:53:49.55818	1.556	QSO	2007-06-01
0425+048	OF 42	04:27:47.570531	+04:57:08.32555	0.517 ^a	AGN	2007-04-30
0507+179		05:10:02.369133	+18:00:41.58160	0.416	AGN	2007-05-03
0610+260	3C 154	06:13:50.139161	+26:04:36.71971	0.580	QSO	2007-03-01
0839+187		08:42:05.094175	+18:35:40.99050	1.272	QSO	2007-06-01
0952+179		09:54:56.823616	+17:43:31.22204	1.478	QSO	2007-04-30
1004+141		10:07:41.498089	+13:56:29.60070	2.707	QSO	2007-05-03
1011+250		10:13:53.428771	+24:49:16.44062	1.636	QSO	2007-03-01
1049+215		10:51:48.789077	+21:19:52.31374	1.300	QSO	2007-06-01
1219+285	W Comae	12:21:31.690524	+28:13:58.50011	0.161 ^b	BL Lac	2007-04-30
1406-076		14:08:56.481198	-07:52:26.66661	1.493	QSO	2007-05-03
1458+718	3C 309.1	14:59:07.583927	+71:40:19.86646	0.904	QSO	2007-03-01
1642+690		16:42:07.848505	+68:56:39.75639	0.751	QSO	2007-04-30
1655+077		16:58:09.011464	+07:41:27.54034	0.621	QSO	2007-06-01
1803+784		18:00:45.683905	+78:28:04.01839	0.680	QSO	2007-05-03
1830+285		18:32:50.185622	+28:33:35.95514	0.594	QSO	2007-03-01
1845+797	3C 390.3	18:42:08.989895	+79:46:17.12825	0.056	AGN	2007-06-01
2201+315		22:03:14.975788	+31:45:38.26990	0.298	QSO	2007-04-30
2320+506		23:22:25.982173	+50:57:51.96364	1.279	QSO	2007-05-03

Обозначение колонок: Кол. 1 – IAU название источника (B1950), Кол. 2 – общепринятое обозначение источника Col. 3 или 4 – РСДБ положение, подробнее смотри http://astrogeo.org/vlbi/solutions/rfc_2010c/ и Beasley et al. (2002); Fomalont et al. (2003); Kovalev et al. (2007); Petrov et al. (2009, 2005, 2006, 2008), Кол. 5 и 6 – красное смещение и оптическая идентификация согласно Véron-Cetty & Véron (2010), Кол. 7 – эпоха многочастотных РСДБ наблюдений, описанных в данной работе.

^a Спектроскопическое красное смещение, полученное Afanas'ev et al. (2003).

^b Фотометрическое красное смещение, смотри Finke et al. (2008).

В Разделе 4.3, мы обсуждаем результаты и выводы о доминирующем механизме поглощения в области ядра. Раздел 4.4 содержит краткое изложение результатов данной работы.

4.2 РСДБ наблюдения с VLBA

4.2.1 Формирование выборки

Сплошной обзор источников со сдвигом ядра в принципе доступными измерению был бы проектом с чрезвычайными временными затратами, так как потребовались бы одновременные, многочастотные РСДБ наблюдения с высоким разрешением и в широком динамическом диапазоне. Поэтому мы обратились к уже существующим крупномасштабным геодезическим РСДБ базам данных, в поисках подающих надежды источников для обзора. Kovalev et al. (2008b) построили изображения и проанализировали 277 источников наблюдавшихся по программе Research and Development – VLBA (RDV, см. Fey & Charlot 1997 и Petrov et al. 2009). Наблюдения производились в 2002–2003 гг. RDV эксперименты включали одновременные двухчастотные наблюдения на 2.3/8.6 ГГц (S/X диапазон) с участием VLBA и ещё до десяти антенн, расположенных в различных географических точках. Методика обработки данных и построения изображений описана в Pushkarev & Kovalev (2010). Сдвиг ядра был измерен Kovalev et al. (2008b) на основе привязки положения ядра к оптически тонким компонентам джета, положение которых считается независимым от частоты наблюдения.

Мы отобрали 18 источников со значительным сдвигом ядра между 2.3 и 8.6 ГГц из списка Kovalev et al. (2008b). Критерием отбора этих источников было не только наличие существенного значения сдвига, но и возможность измерения этого эффекта привязкой положения ядра к ярким элементам джета, так как именно этот метод используется в данной главе. Такой подход необходим, так как информация об абсолютном положении компонент радиоисточника теряется в процессе самокалибровки, необходимом при построении РСДБ изображений; следовательно, а priori неизвестно взаимное расположение изображений полученных на различных частотах. Два дополнительных источника 2201+315 и 3C 309.1 (1458+718) были включены, чтобы продолжить наши исследования их сдвигов ядра, предпринятые ранее (Homan & Kovalev 2010; Lobanov 1998b; Ros & Lobanov 2002).

4.2.2 Техника VLBA наблюдений

Двадцать источников, отобранных в качестве подающих надежды кандидатов для детального изучения эффекта сдвига ядра, были объектами VLBA наблюдений во время четырёх 24 часовых сеансов в марте—июне 2007. Список наблюдавшихся источников представлен в Таблице 4.1. Проводились одновременные наблюдения каждого источника с использованием приёмников L , S , C , X и K_u диапазонов (согласно номенклатуре Institute of Electrical and Electronics Engineers, IEEE, смотри Таблицу 4.2) в диапазоне 1.4–15.4 ГГц. В каждом диапазоне четыре частотных канала шириной 8 МГц (IFs, Таблица 4.2) производили запись для обоих типов круговой поляризации (правой и левой) с 2-х битовой выборкой и полной пропускной способностью 256 Мбит/сек. Корреляция данных производилась в VLBA Array Operation Center в Сокопоро, Нью-Мексико, США, со временем усреднения 2 секунды. Данные в L , S , C , и X диапазонах разделялись на два поддиапазона (две IFs в каждом поддиапазоне) центрированные соответственно на частотах 1.4, 1.7, 2.3, 2.4, 4.6, 5.0, 8.1 и 8.4 ГГц. K_u диапазон не разделяли на поддиапазоны для достижения чувствительности близкой к другим частотам за сопоставимое время интегрирования; все четыре IFs были сложены вместе вокруг 15.4 ГГц. Центральные частоты поддиапазонов были выбраны таким образом, чтобы хотя бы один поддиапазон в каждом диапазоне был центрирована на частоте, на которой доступно измерение кривой усиления антенны. Чтобы обеспечить точную амплитудную калибровку во всех поддиапазонах применялась специальная процедура описанная в Разделе 4.2.2).

subsection Калибровка и построение изображений

Начальная калибровка была произведена в программном пакете AIPS (Greisen 2003) согласно стандартной процедуре РСДБ калибровки, включающей а priori амплитудную калибровку с измеренными кривыми усиления антенн и системными температурами, фазовую калибровку с использованием фазового калибровочного сигнала (PCAL) подаваемого во время измерений и подгонкой лепестков (fringe fitting), которая осуществлялась программой FRING. Для каждого частотного канала (IF) было найдено отдельное решение для групповой задержки и фазовой скорости. Завершающим шагом калибровки стала коррекция за форму полосы пропускания с использованием программы BPASS.

Независимо в каждом диапазоне были построены изображения источников посредством алгоритма CLEAN ((?); Раздел 2.1.1) реализованного в

Таблица 4.2: Центральные частоты IF

IEEE диапазон	IF	Частота (МГц)
<i>L</i>	1	1404.49
<i>L</i>	2	1412.49
<i>L</i>	3	1658.49
<i>L</i>	4	1666.49
<i>S</i>	1	2275.49
<i>S</i>	2	2283.49
<i>S</i>	3	2383.49
<i>S</i>	4	2391.49
<i>C</i>	1	4604.49
<i>C</i>	2	4612.49
<i>C</i>	3	4999.49
<i>C</i>	4	5007.49
<i>X</i>	1	8104.49
<i>X</i>	2	8112.49
<i>X</i>	3	8425.49
<i>X</i>	4	8433.49
<i>K_u</i>	1	15353.49
<i>K_u</i>	2	15361.49
<i>K_u</i>	3	15369.49
<i>K_u</i>	4	15377.49

Значение колонок: Col. 1 – Название радиодиапазона согласно номенклатуре радарных диапазонов IEEE, Col. 2 – номер частотного канала (IF), Col. 3 – центральная частота частотного канала (IF).

программном обеспечении Difmap (Shepherd 1997). Амплитудная коррекция для левой и правой круговых поляризации в каждом IF на каждой антенне была определена в сравнении CLEAN моделью, полученной с первоначально откалиброванными данными (вновь использовался Difmap). Полученная амплитудная коррекция была усреднена по всем наблюдавшимся в эксперименте источникам за исключением 0610++260 и 1830+285. Эти два источника имеют круто спадающие спектры (Kovalev et al. 2002, 1999b; ?) и не использовались для амплитудной коррекции во избежание привнесения систематических ошибок. Полученные значения множителей амплитудной коррекции приведены в Табл. 4.3. Эти амплитудные коррекции были внесены в набор данных с помощью AIPS программы CLCOR. После этого данные *L*, *S*, *C* и *X* диапазонов были разделены на два поддиапазона как описано выше и независимо были построены изображения полной интенсивности для каждого поддиапазона с использованием Difmap. Остаточная погрешность амплитудной калибровки оценивается в $\sim 5\%$. Натурально взвешенные CLEAN изображения источников наблюдавшихся на частотах от 1.4 до 15.4 ГГц представлены на Рис. 4.1.

Структура каждого источника на каждой частоте была промоделирована Sokolovsky et al. (2010d) в области видности (uv) набором круглых гауссовых компонент посредством Difmap (?). Компоненты были визуально кросс-идентифицированы между частотами. Отбиралась подходящая оптически тонкая компонента и измерялось на всех частотах её расстояние до ядра (оптически толстый элемент у видимого основания джета). Положения и размеры промоделированных ядер и элементов джетов, использованных в анализе представлены на Рисунке 4.1. В редких случаях нам

не удавалось построить подходящую модель для точной и надёжной кросс-идентификации компонент с разными частотами. Для этих случаев модели компонент на Рис. 4.1 не представлены и данные в анализе не использовались.

Использование оптически тонкой компоненты джета в качестве точки отсчёта при измерении положения ядра для RDV данных S/X диапазонов Kovalev et al. (2008b) было успешно протестировано несколькими методами: (i) сходные значения сдвига были получены привязкой к разным оптически тонким элементам в одном джете; (ii) сдвиг ядра в квазаре 1655+077 согласуется в пределах погрешностей с измеренной ранее с помощью фазовой привязки величиной этого эффекта Homan & Kovalev (2010); (iii) величины полученные для двух RDV эпох в квазаре 1642+690 хорошо согласуются. К тому же в Kovalev et al. (2008b) исследовался эффект различного *uv*-покрытия приводящий к различному разрешению (и степени блендирования между ядром и окружающими областями) в S и X диапазонах при измерениях сдвига ядра. Эффект оказался слабым по сравнению с изменением положения ядра между этими диапазонами (смотри Рис. 5 в Kovalev et al. 2008b).

В дополнение к этому мы провели поиск следов блендирования в наших результатах для 1.4–15.4 ГГц. Если бы существовало заметное блендирования, измерения должны были показывать систематическое увеличение сдвигов для источников, джеты которых сонаправлены с позиционным углом (P.A.) вытянутой диаграммы VLBA. Тем не менее мы не обнаружили такой зависимости.

Walker et al. (2000) предложили альтернативный подход к нахождению сдвигов между многочастотными РСДБ изображениями, основанный на двумерной кросс-корреляции. Он был успешно использован для измерения сдвига ядра O'Sullivan & Gabuzda (2009) в источниках с однородными джетами, для которых привязка к отдельным ярким компонентам невозможна. В принципе, потенциальным недостатком такого метода является возможность привнесения искусственного сдвига между частотами при наличии спектрального градиента вдоль джета. Аналогичная проблема может возникнуть при нашем моделировании компонент джетов, если существует значительный спектральный градиент вдоль разрешённой опорной компоненты. Однако можно ожидать, что градиент спектрального индекса у отдельной компоненты меньше, чем у больших участков джета парсекового масштаба которые применяются при кросс-корреляционном анализе. Ранее наблюдавшуюся разницу в расстоянии между ядром и компонентами джета на разных частотах интерпретировали как проявление спектрального градиента вдоль компонент Biretta et al. (1986). Это объяснение оказалось в противоречии с открытием изменения положения ядра с частотой в исследованиях с фазовой привязкой (Homan & Kovalev 2010; Marcaide et al. 1985; Rioja et al. 1997) и фактом отсутствия наблюдений сильного спектрального градиента в отдельных компонентах джета.

Значимый сдвиг ядра был измерен в каждом из двадцати источников, которые наблюдались в нашей РСДБ программе. Особенно сильно эффект выражен на частотах ниже 5 ГГц. Результаты подробно осуждаются в Разделе 4.3 и визуально представлены на Рис. 4.2.

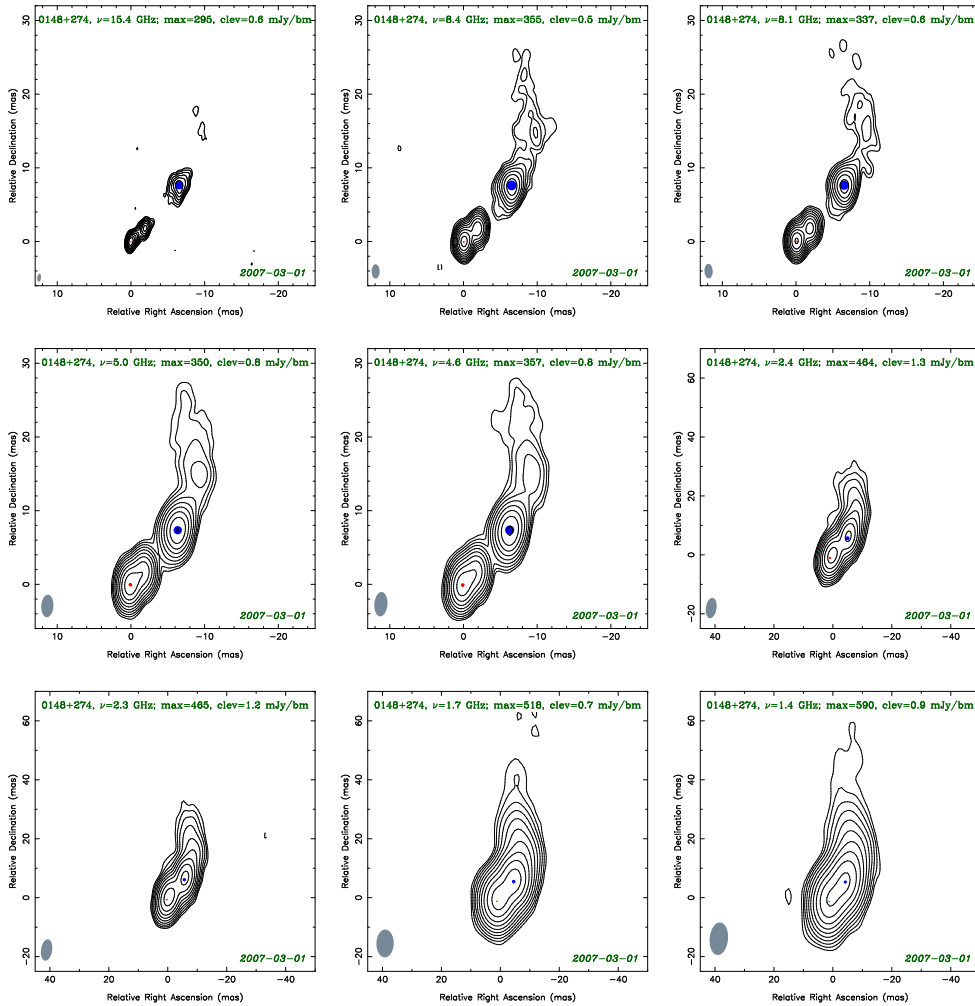


Рис. 4.1: Естественно взвешенные CLEAN изображения наблюдавшихся источников в диапазоне от 1.4 до 15 ГГц. Уровень нижнего контура ‘clev’ был выбран в четыре раза превышающем среднеквадратичное значение шума на остаточной карте, величина пика указана как ‘max’. Уровни контуров увеличиваются с шагом в два раза. Пунктирные контуры обозначают области с отрицательной яркостью. Полуширина диаграммы показана в нижнем левом углу изображений. Эпоха наблюдения указана в нижнем правом углу. Красные и синие кружки указывают положения и размеры (FWHM) гауссовых модельных компонент для ядра и опорной области в джете, соответственно.

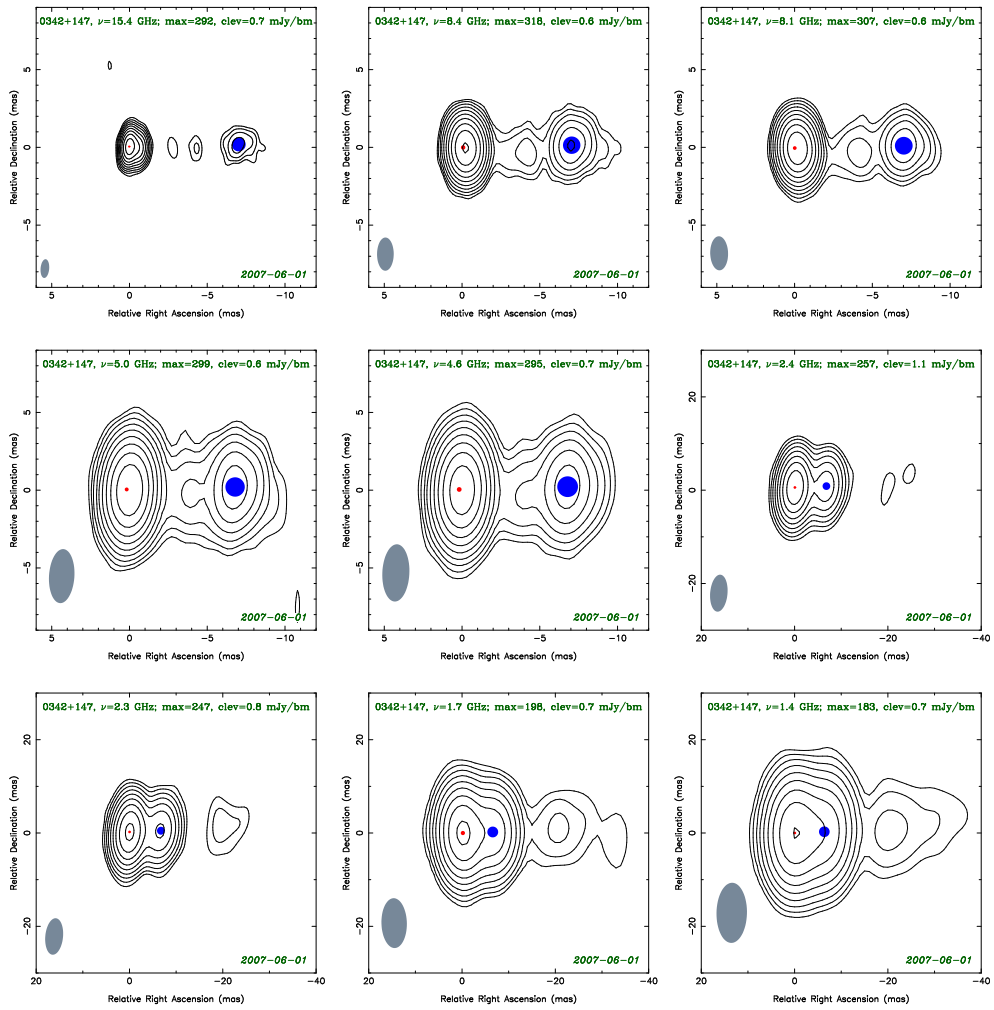


Рисунок 4.1, продолжение...

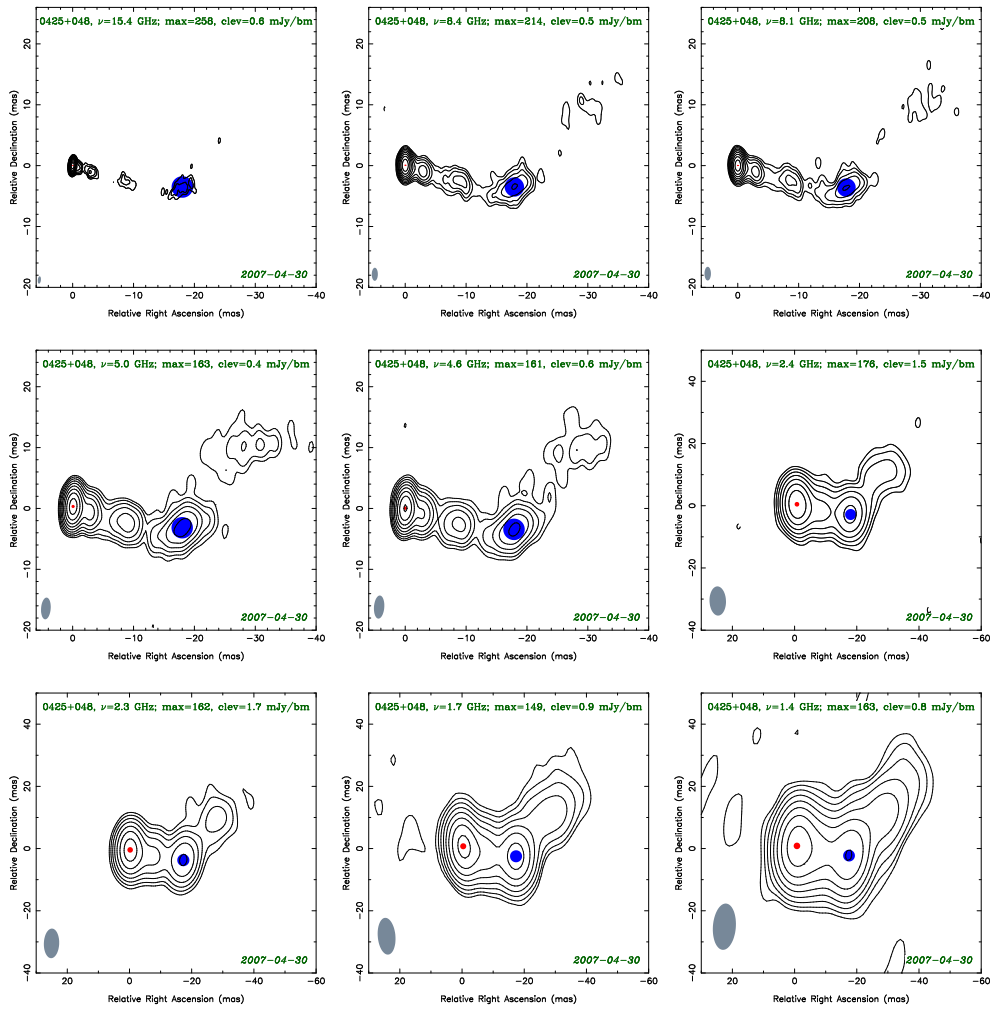


Рисунок 4.1, продолжение...

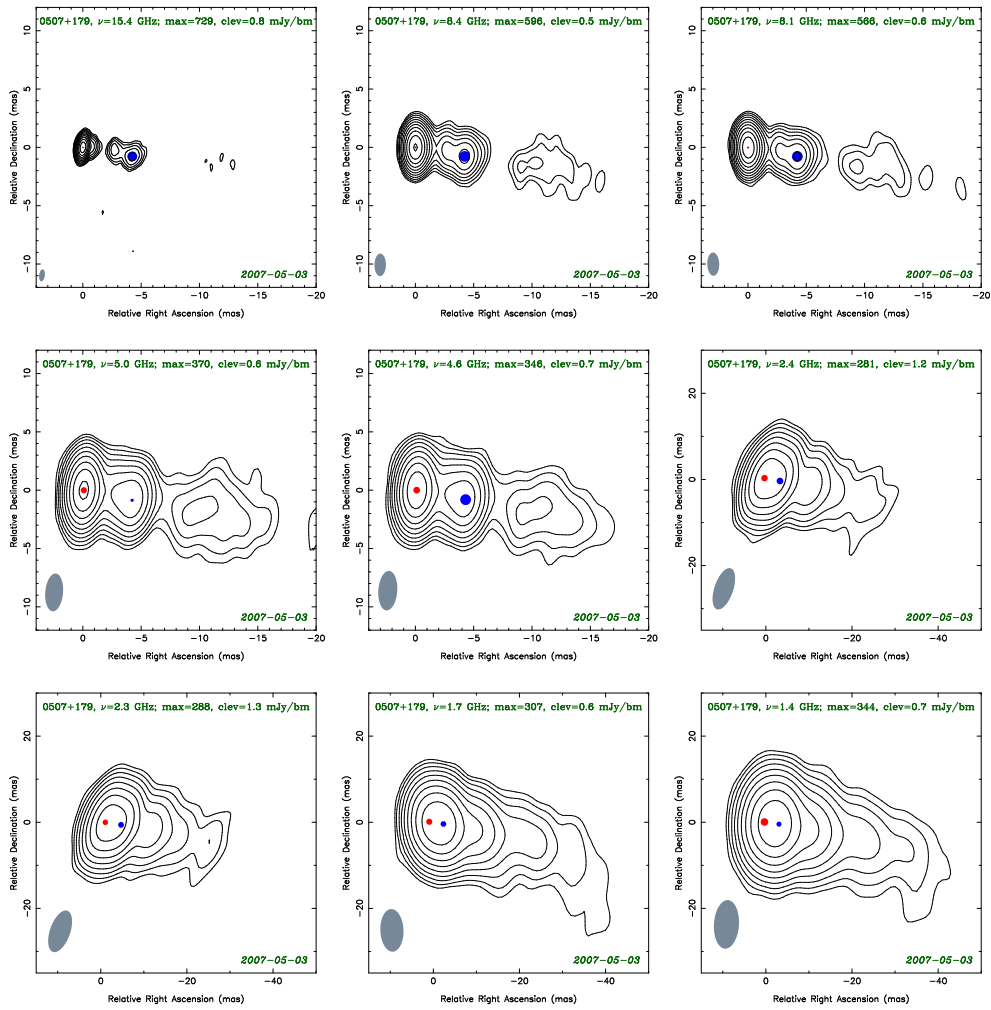


Рисунок 4.1, продолжение...

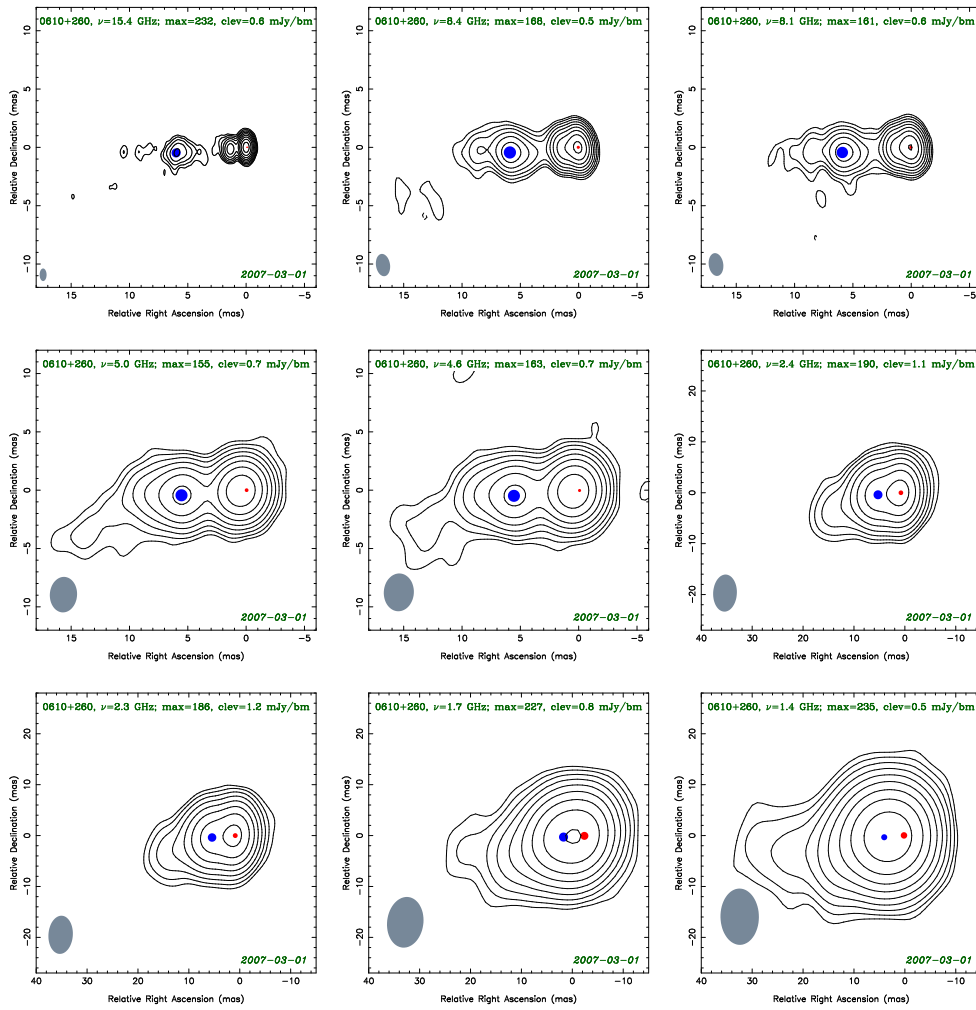


Рисунок 4.1, продолжение...

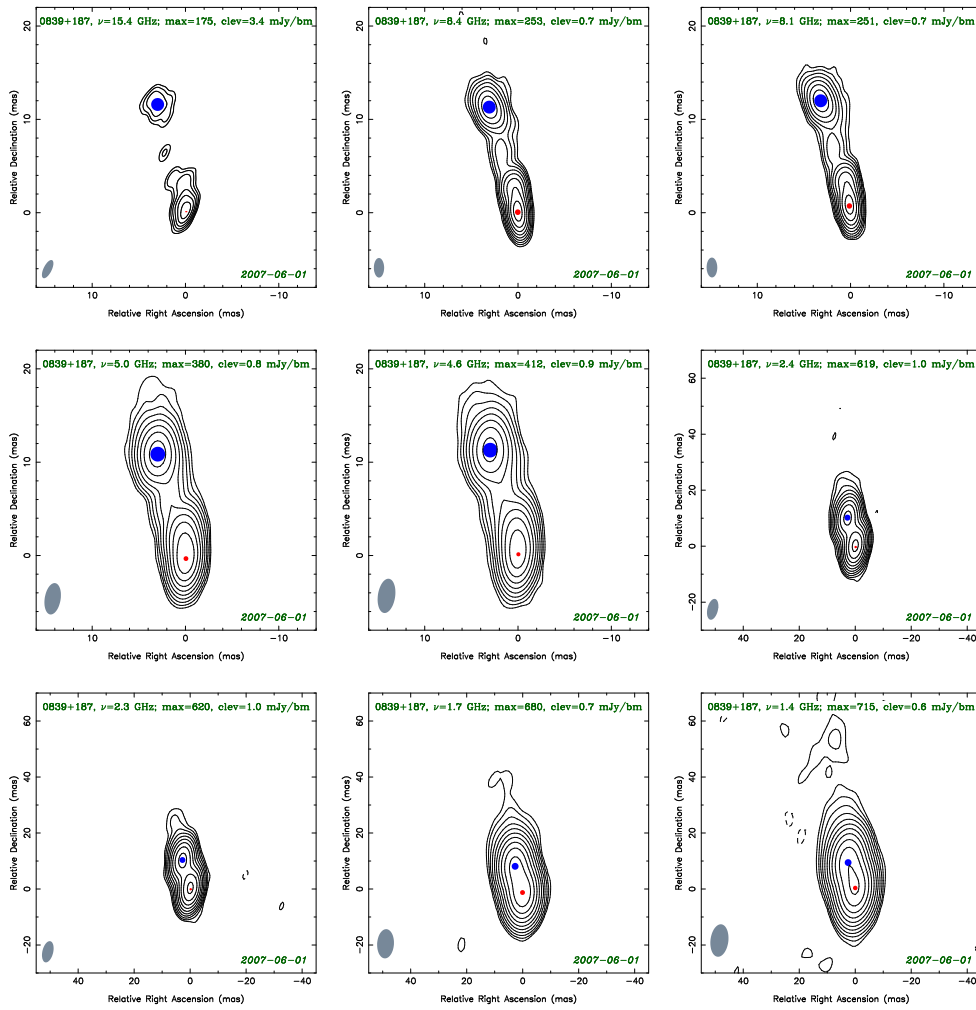


Рисунок 4.1, продолжение...

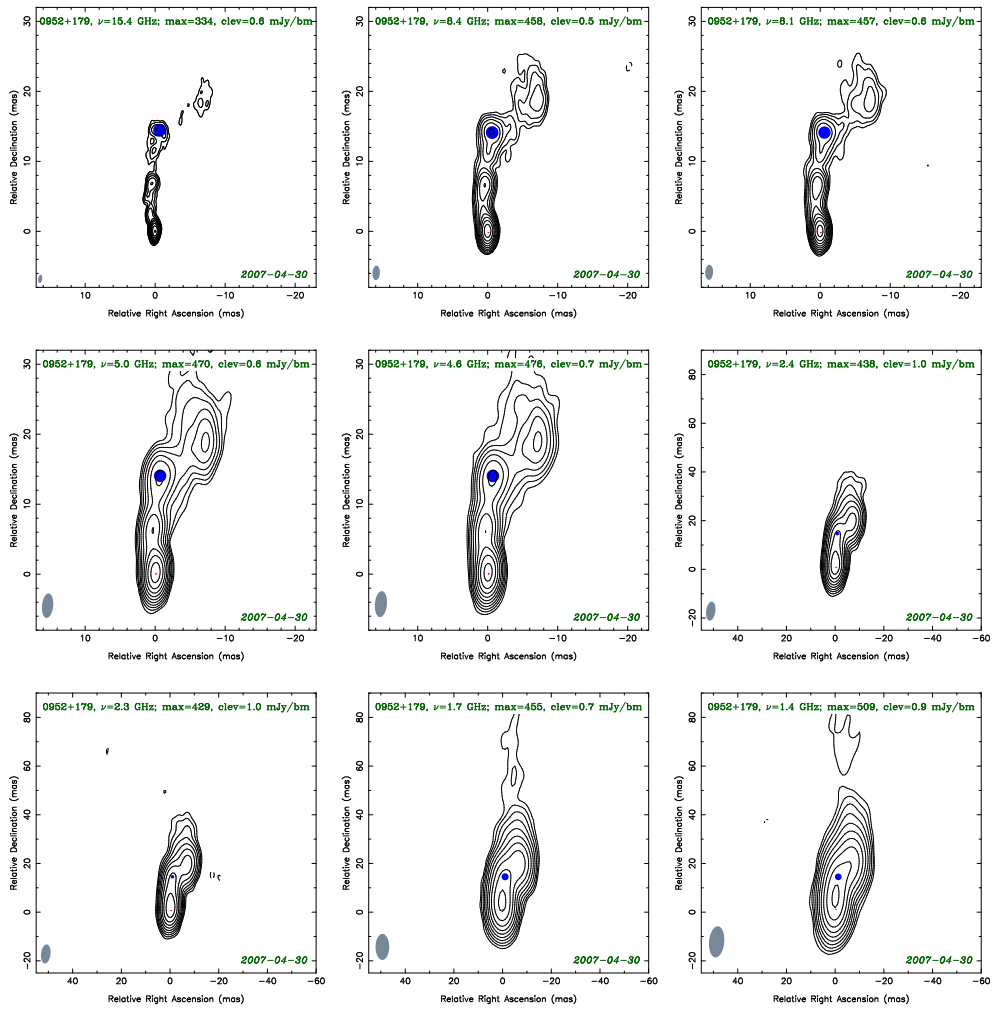


Рисунок 4.1, продолжение...

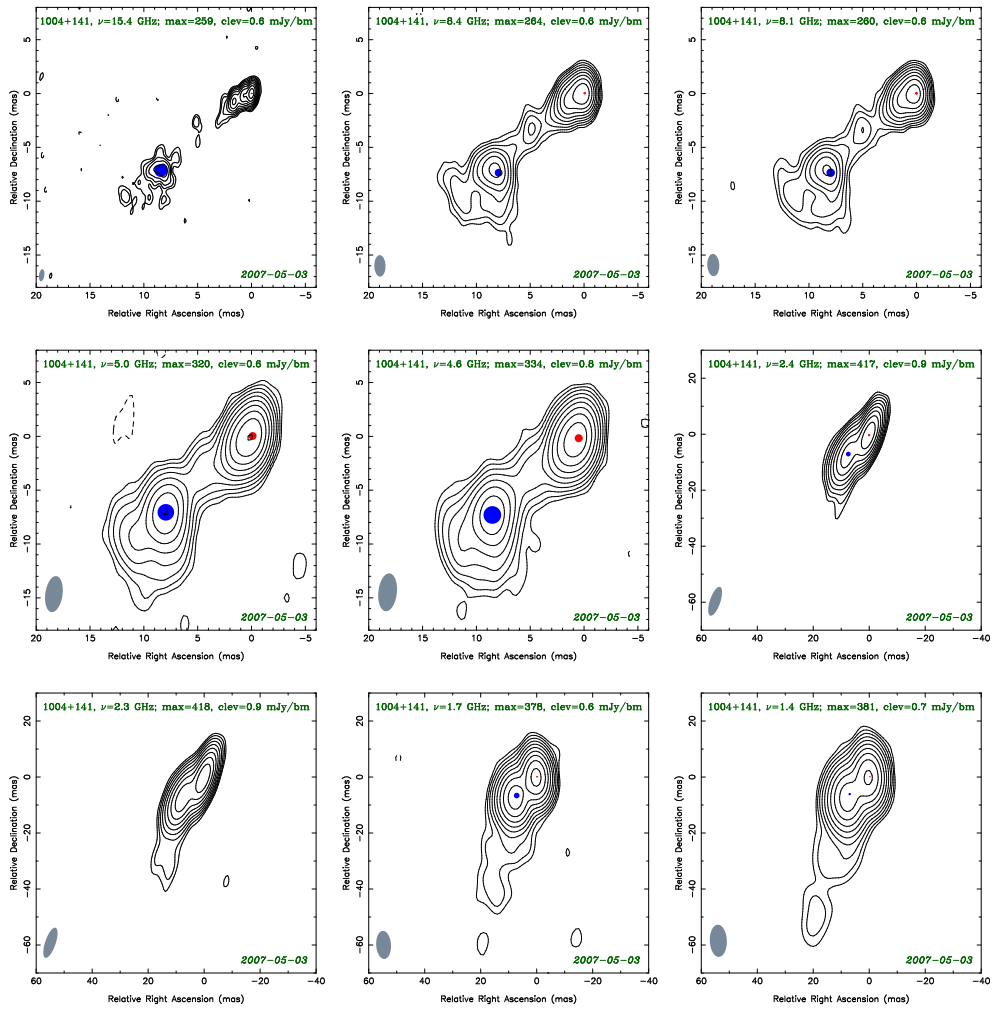


Рисунок 4.1, продолжение...

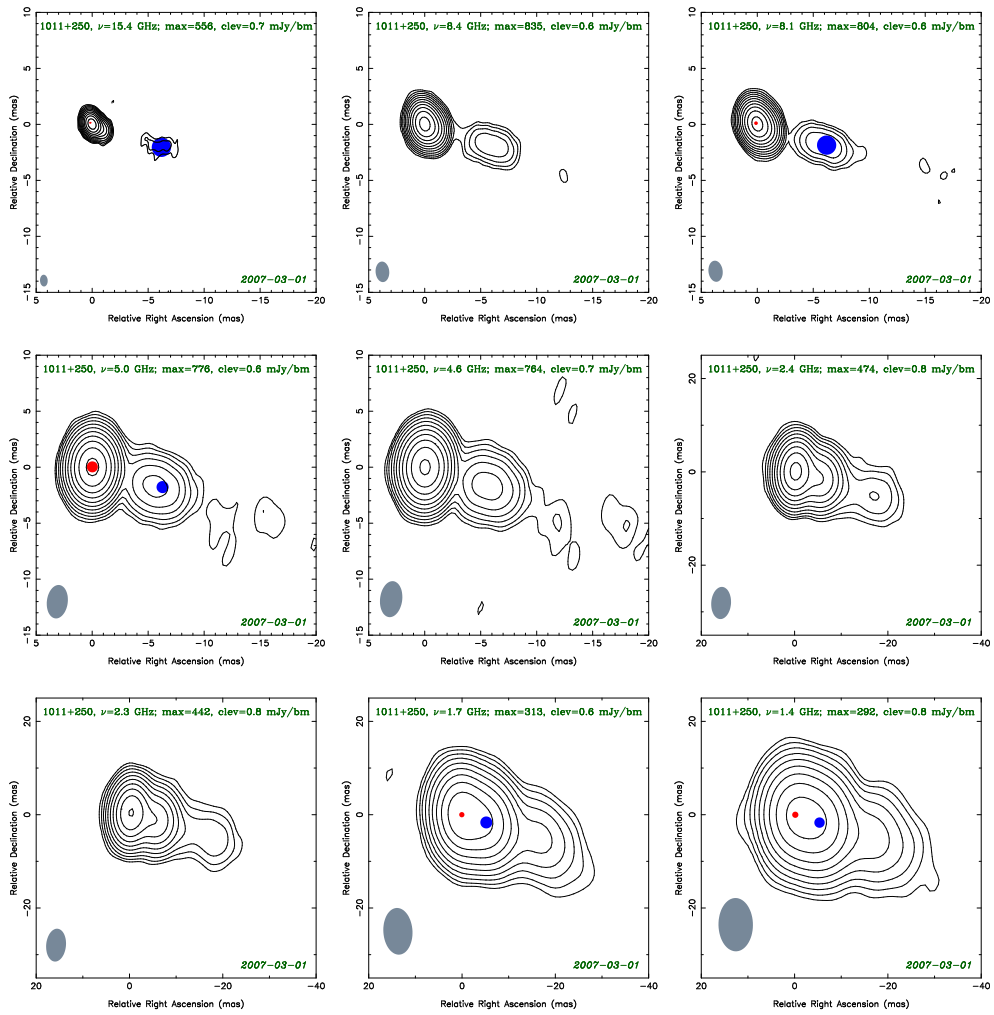


Рисунок 4.1, продолжение...

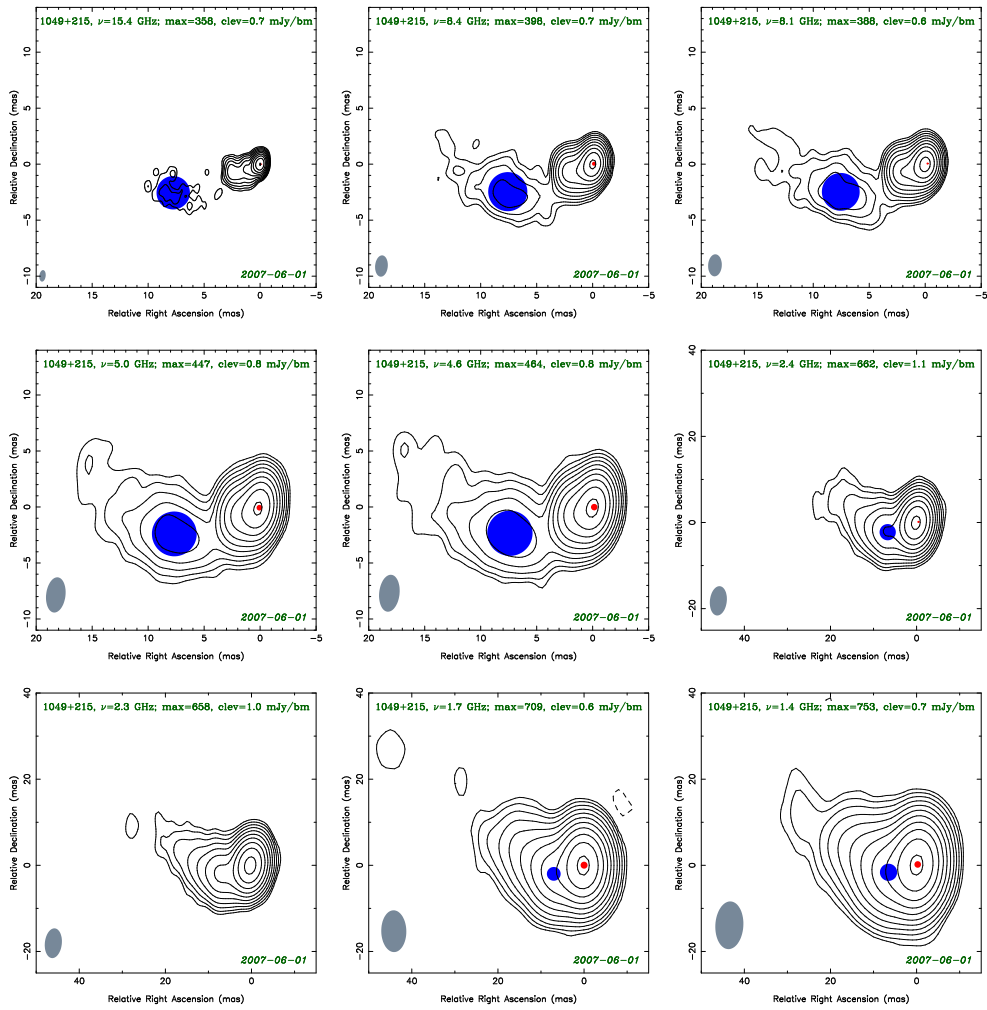


Рисунок 4.1, продолжение...

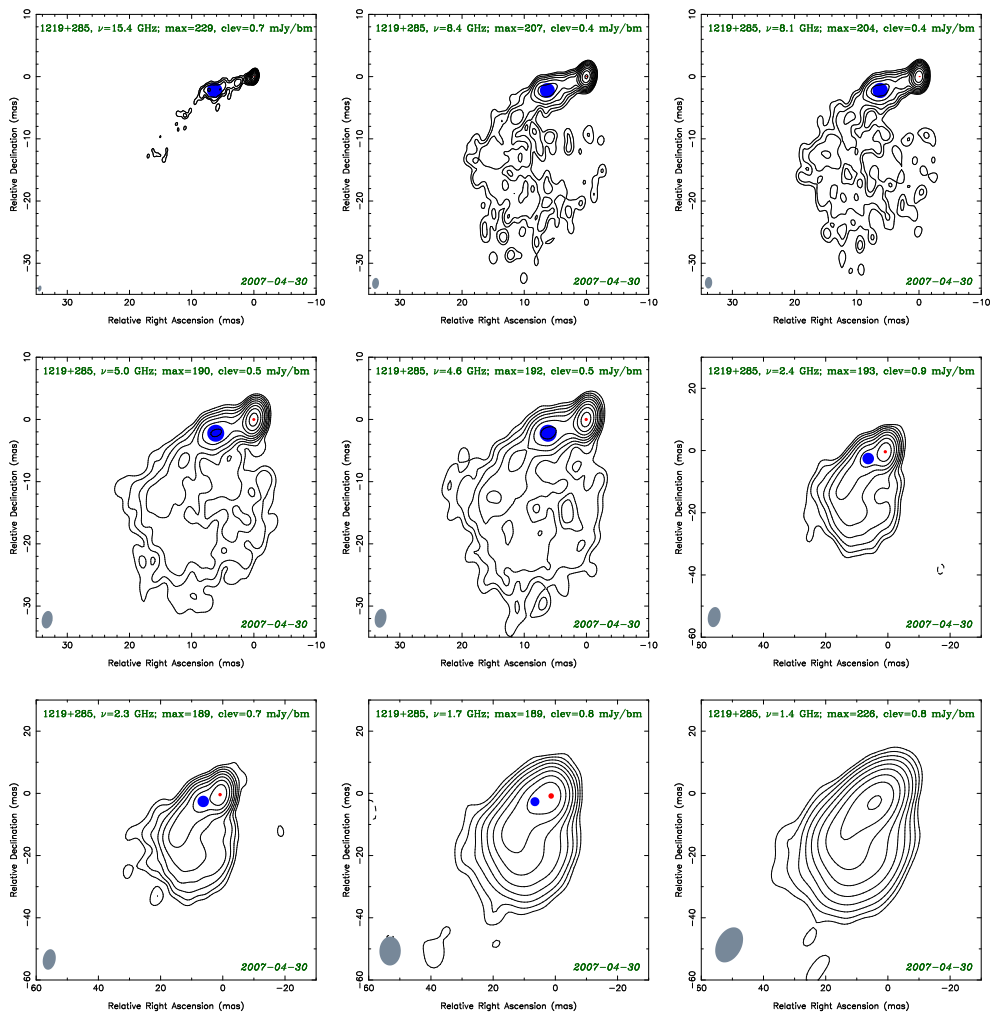


Рисунок 4.1, продолжение...

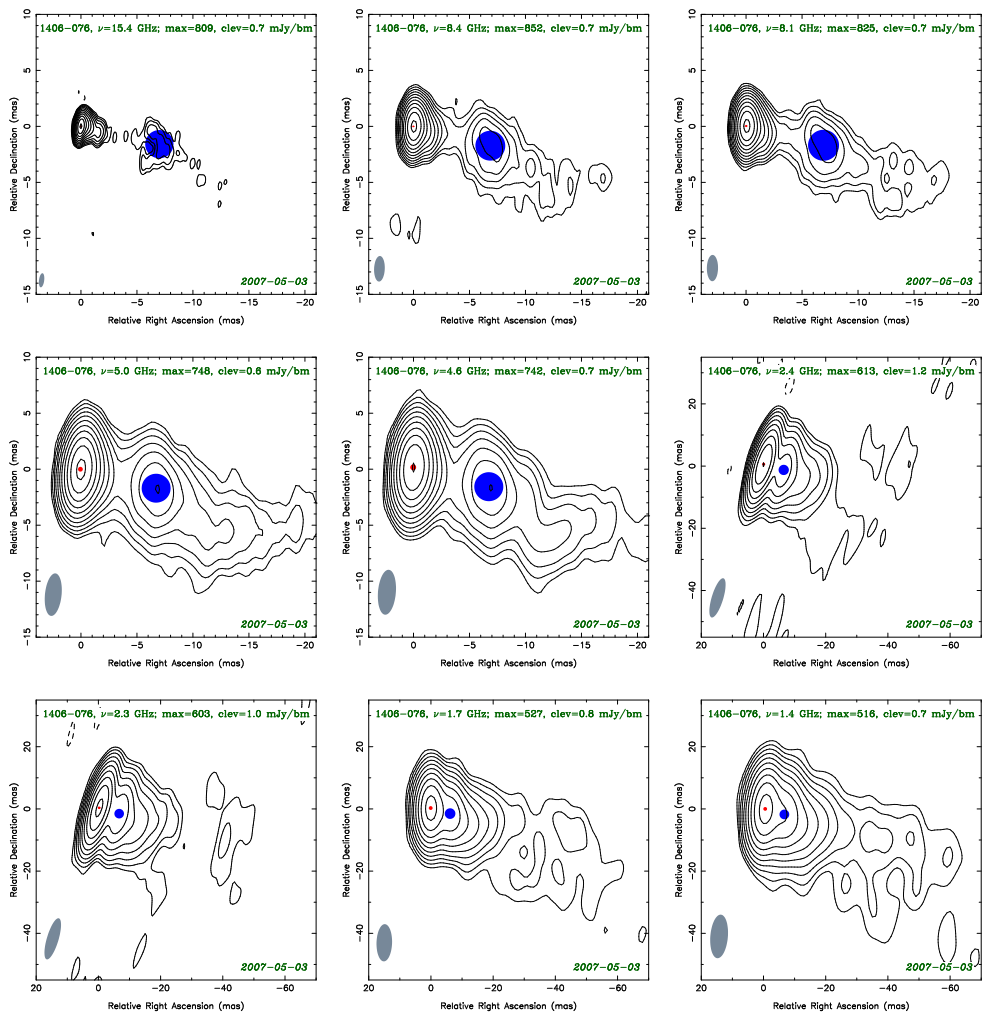


Рисунок 4.1, продолжение...

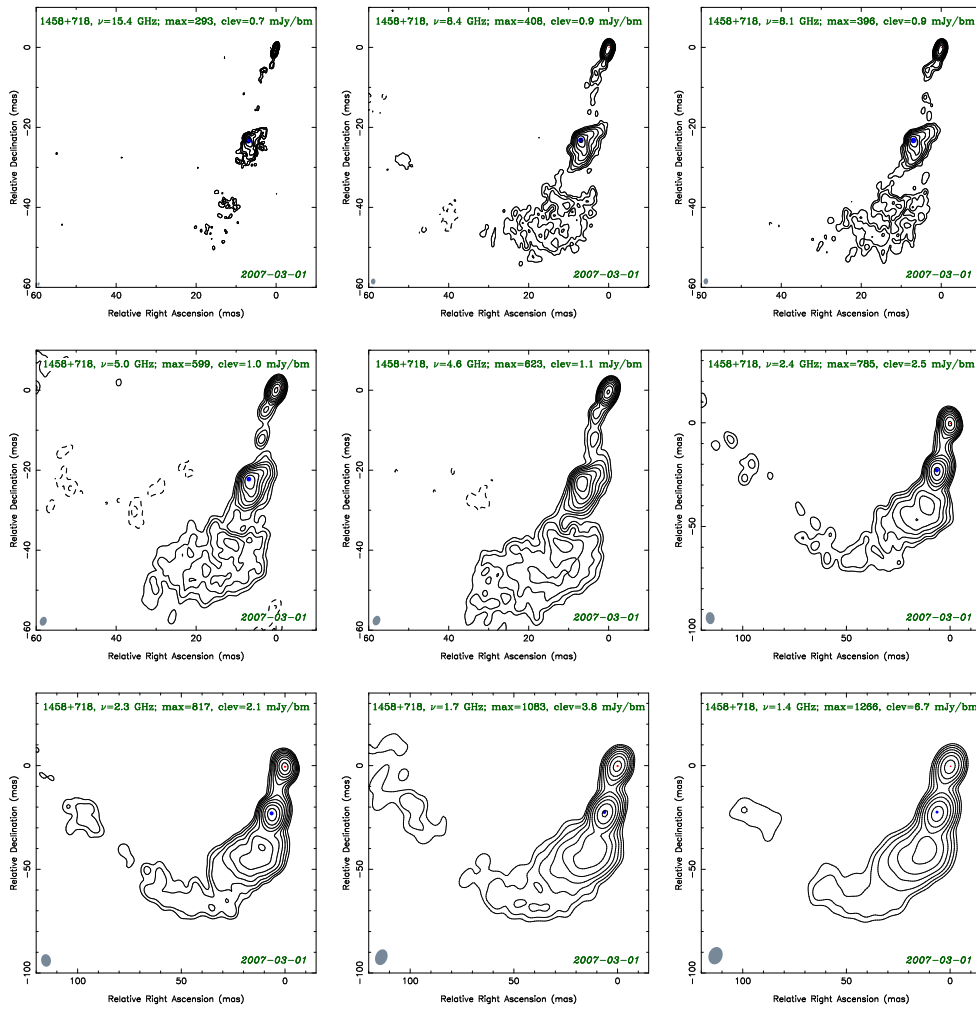


Рисунок 4.1, продолжение...

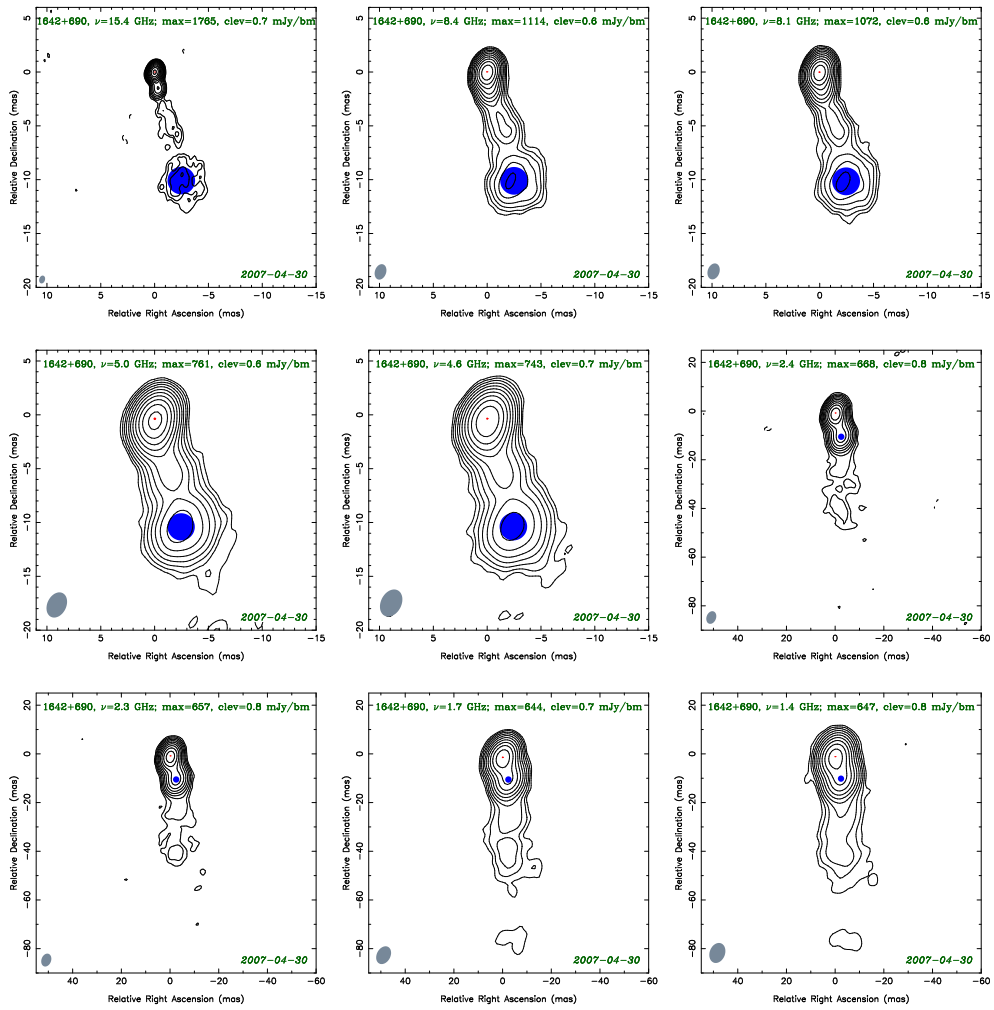


Рисунок 4.1, продолжение...

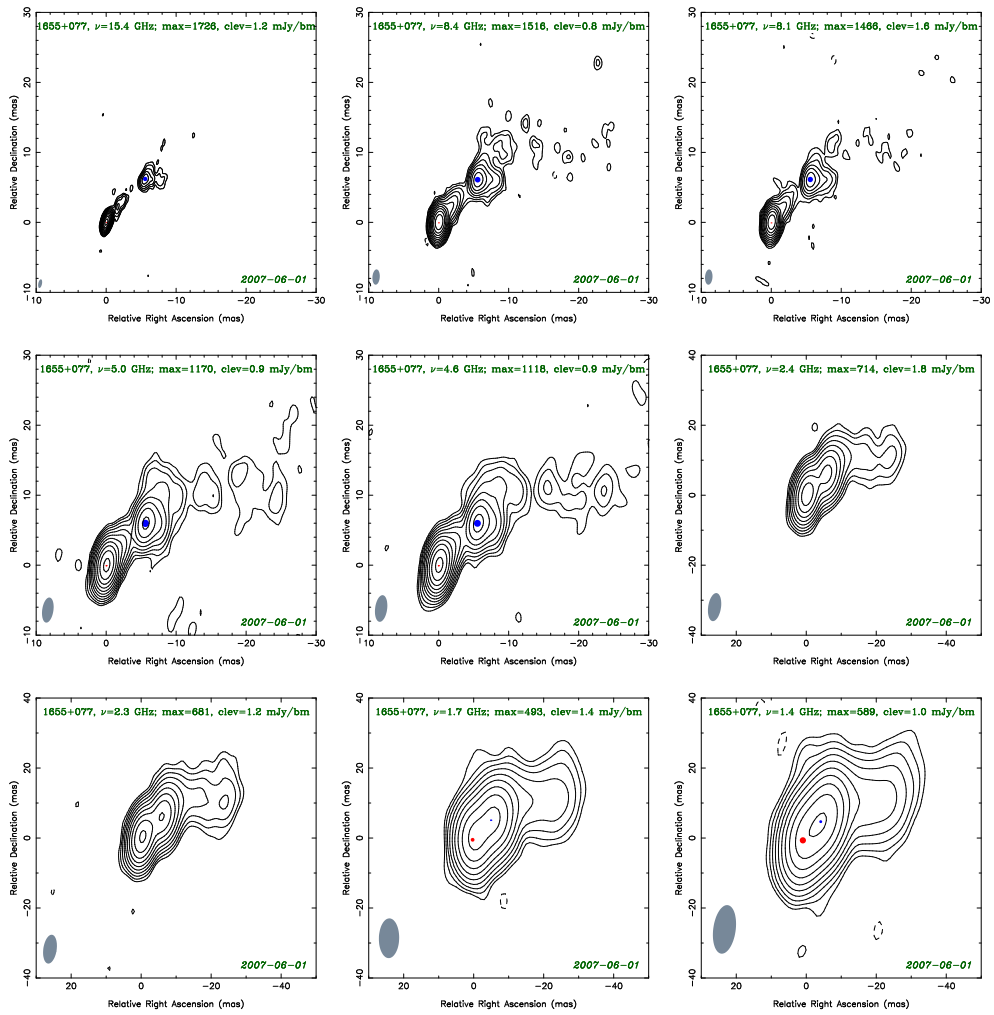


Рисунок 4.1, продолжение...

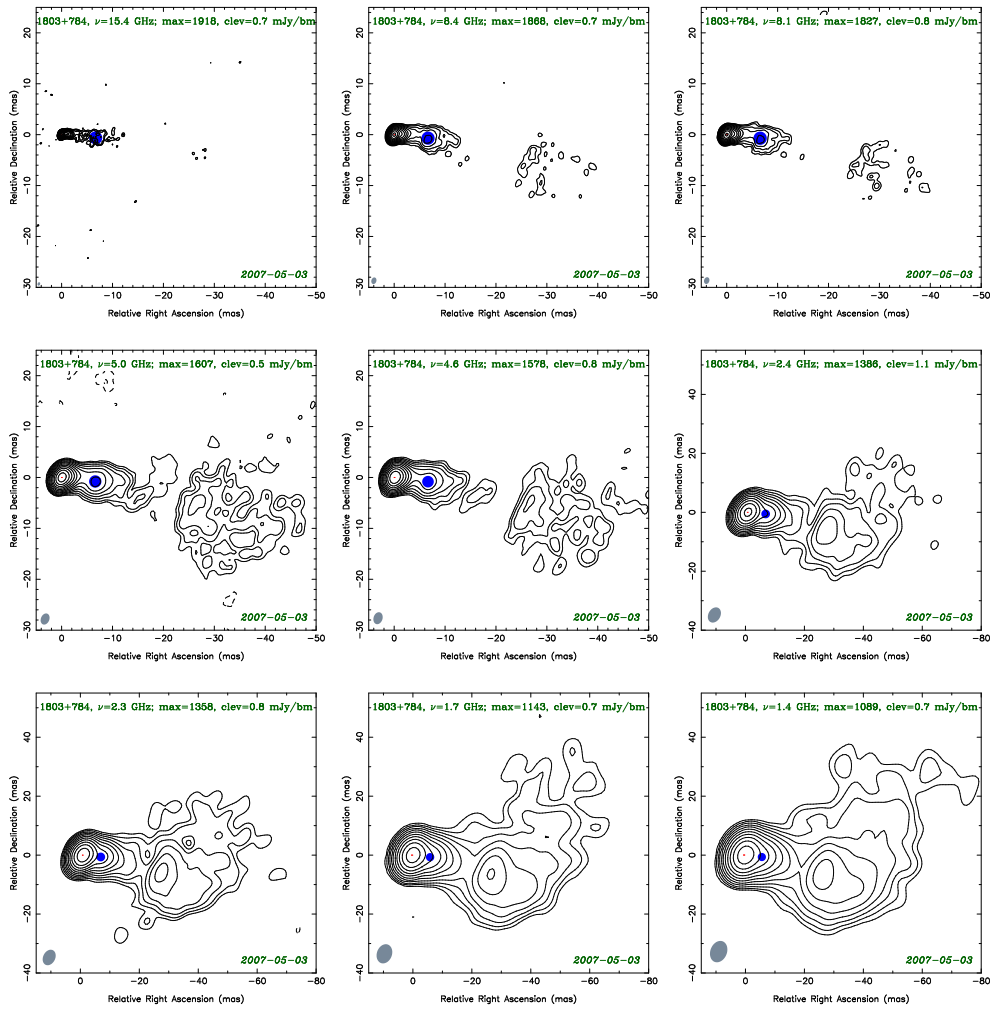


Рисунок 4.1, продолжение...

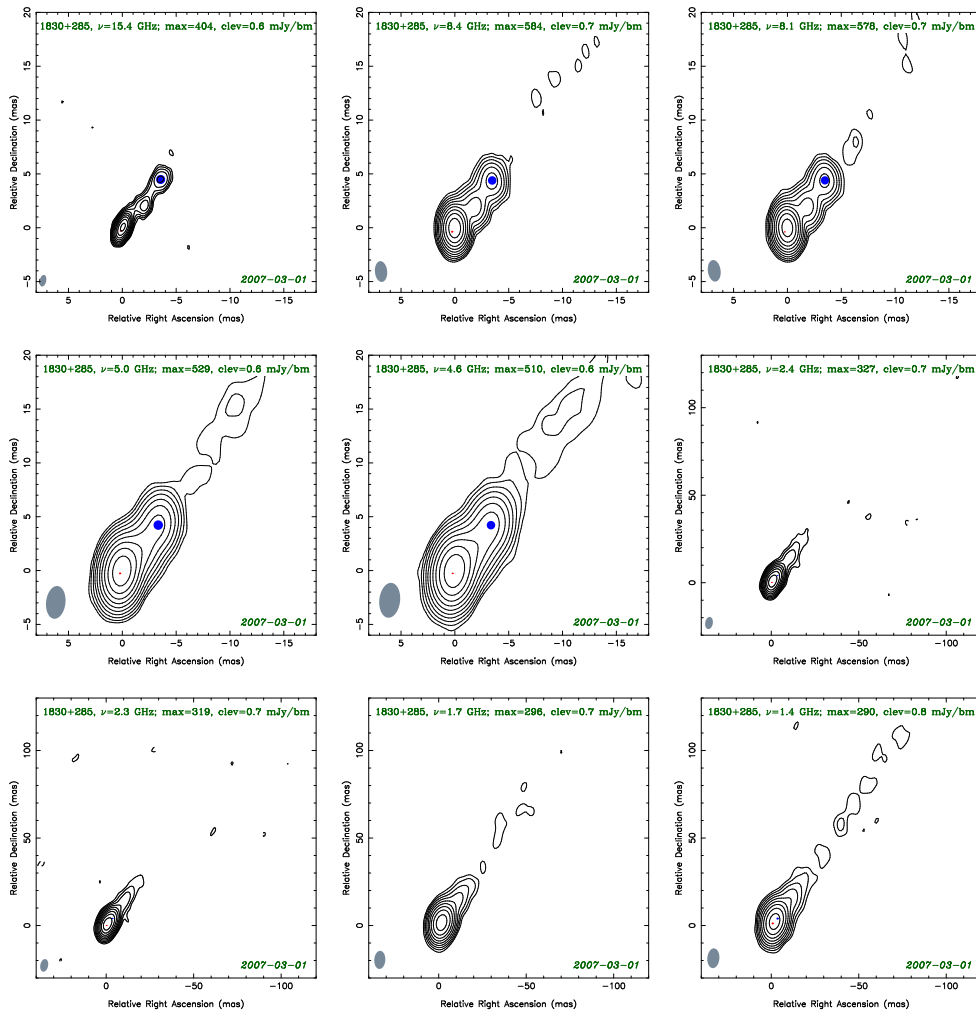


Рисунок 4.1, продолжение...

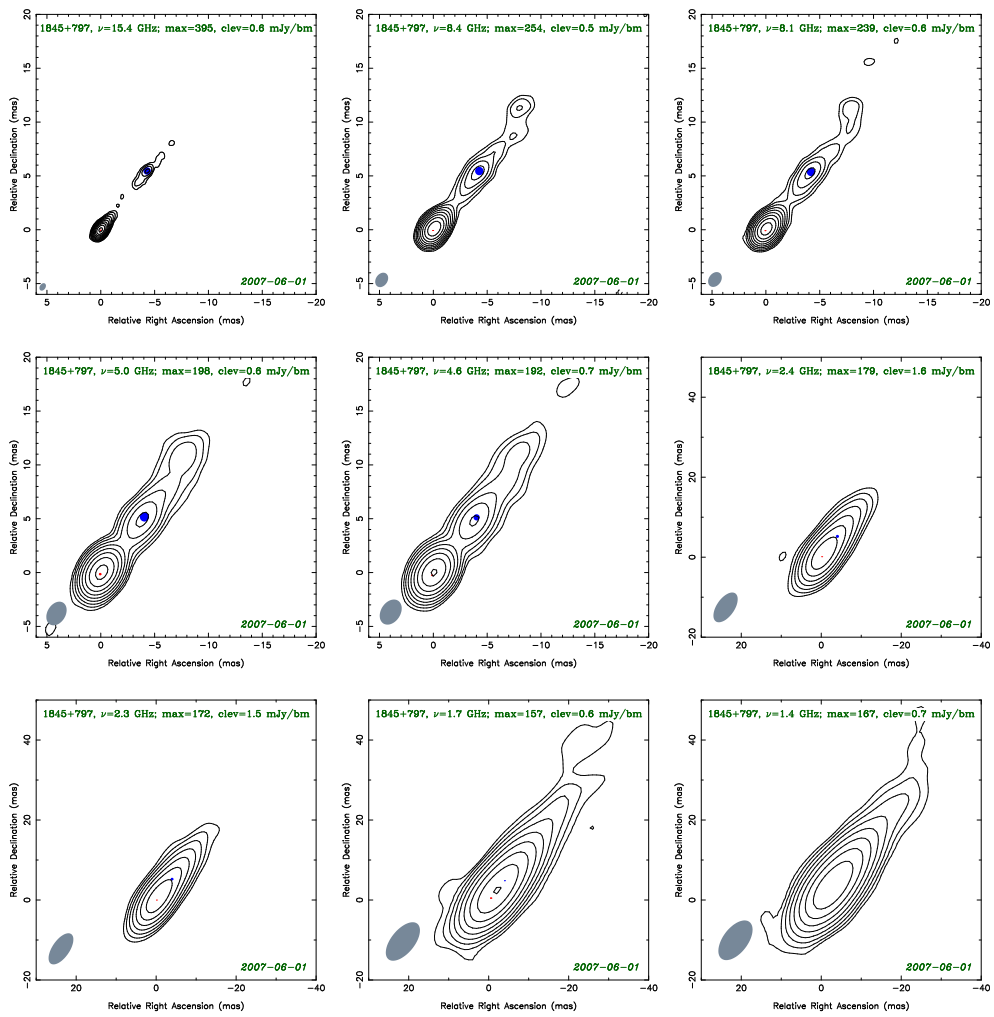


Рисунок 4.1, продолжение...

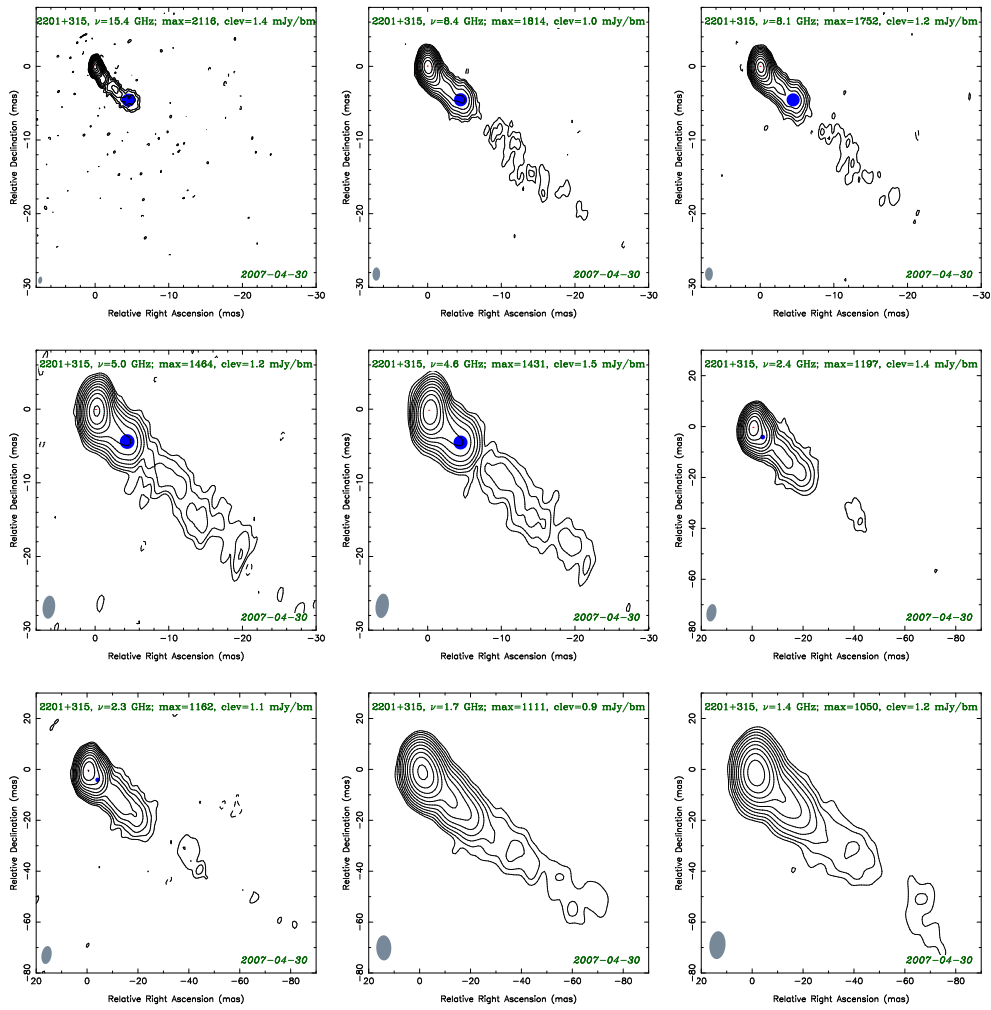


Рисунок 4.1, продолжение...

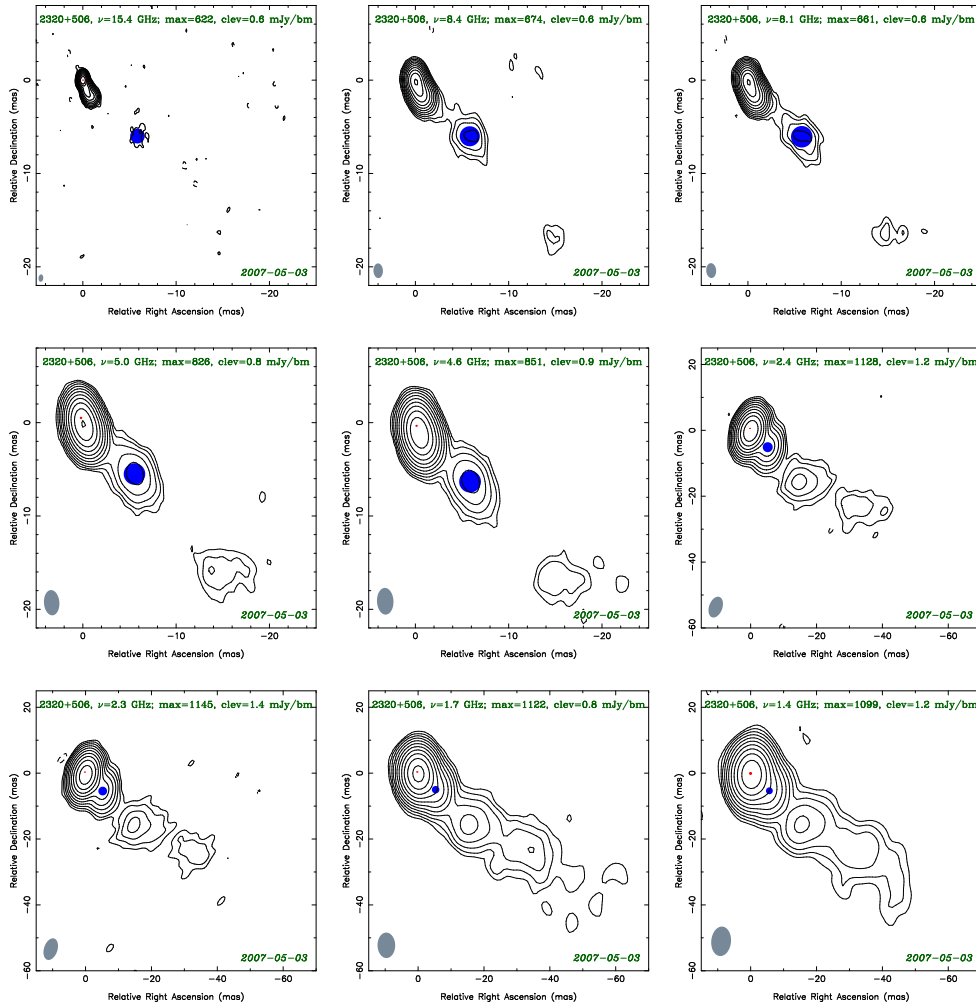


Рисунок 4.1, продолжение...

Для оценки погрешностей измерений расстояния между ядром и опорной компонентой, мы использовали пары поддиапазонов из диапазонов X , C , S и L , предполагая, что структура источника на этих близких частотах практически одинакова и разница в параметрах модели возникает из-за погрешностей (Рис. 4.3). Это допущение оказывается справедливым для X , C и S диапазонов, но в L диапазоне сдвиг ядра между поддиапазонами становится очевидным. Подчёркнём, что такой подход правомерен, так как обработка данных для этих поддиапазонов была сделана совершенно независимо. Также мы сделали попытку оценить погрешности, используя формулы (3) и (4) из Lee et al. (2008), которые являются модифицированной версией формул, введённых Fomalont (1999). Мы нашли, что для всех источников в X , C и S диапазонах теоретическая оценка погрешности в 3–40 раз больше чем стандартное отклонение σ , измеренной разности расстояний между подзонами соответствующего диапазона, рассчитанное с использованием всех источников.

В дальнейшем для X , C и S диапазонов мы принимаем единую характерную погрешность разности расстояний между ядром и опорной компо-

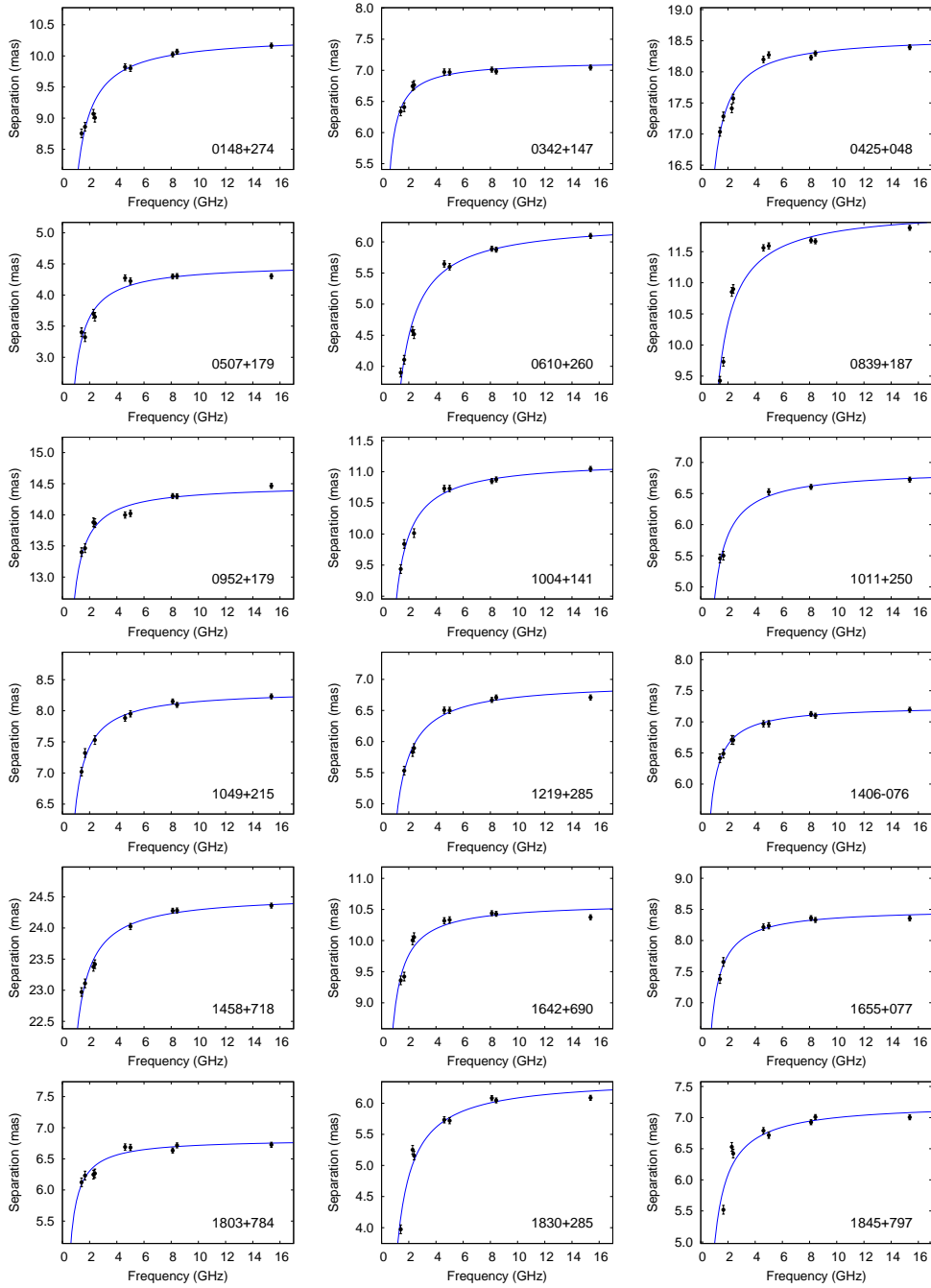


Рис. 4.2: Расстояние от ядра до оптически тонкой компоненты джета, служащей телом отсчёта, как функция от частоты. Кривая представляет лучшую фитирующую функцию $r_c(\nu) = a + b\nu^{-1/k}$, коэффициент $k = 1$ был фиксирован в процессе фитирования. Параметры лучшего фитирования представлены в Таблице 4.4.

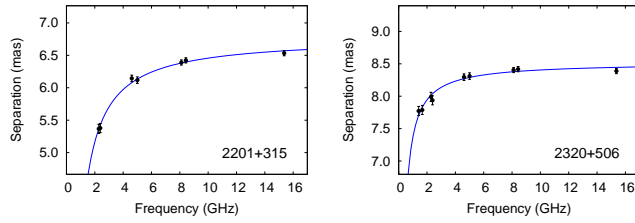


Рис. 4.2: continued...

Таблица 4.3: Амплитудные поправки для VLBA эксперимента ВК134

Ant.	Band	IF	Epoch	Polarization	Corr.
BR	<i>L</i>	1	All	L	1.17
BR	<i>L</i>	2	All	L	1.13
LA	<i>L</i>	1	All	L	0.89
LA	<i>L</i>	2	All	L	0.90
HN	<i>L</i>	1-4	2007-06-01	L,R	0.75
OV	<i>L</i>	1	All	R	1.17
OV	<i>L</i>	2	All	R	1.15
BR	<i>S</i>	3	All	L	1.13
LA	<i>S</i>	1	All	L	1.12
LA	<i>S</i>	2	All	L	1.09
LA	<i>S</i>	3	All	L	1.19
LA	<i>S</i>	4	All	L	1.23
HN	<i>S</i>	3	All	L	0.90
HN	<i>S</i>	4	All	L	0.89
KP	<i>S</i>	1	All	L	1.09
KP	<i>S</i>	2	All	L	1.13
NL	<i>S</i>	3	All	L	1.09
MK	<i>S</i>	3	All	L	1.13
MK	<i>S</i>	4	All	L	1.14
LA	<i>S</i>	1	All	R	0.85
LA	<i>S</i>	2	All	R	0.85
LA	<i>S</i>	3	All	R	0.76
LA	<i>S</i>	4	All	R	0.79
OV	<i>S</i>	3	All	R	0.86
OV	<i>S</i>	4	All	R	0.89
KP	<i>C</i>	1	All	L	1.10
KP	<i>C</i>	2	All	L	1.11
BR	<i>C</i>	1	All	L	0.91
KP	<i>C</i>	1	All	R	1.11
KP	<i>C</i>	2	All	R	1.09
MK	<i>C</i>	1	All	R	1.24
MK	<i>C</i>	2	All	R	1.17
OV	<i>X</i>	1	All	L	1.21
OV	<i>X</i>	2	All	L	1.20
KP	<i>X</i>	1	All	R	0.91
KP	<i>X</i>	2	All	R	0.93
BR	K_u	1	All	L	0.94
BR	K_u	4	All	L	0.95
SC	K_u	1	All	L	1.05
KP	K_u	2	All	R	1.42

Значения колонок: Col. 1 – Название антенны, Col. 2 – радио диапазон, Col. 3 – номер частотного канала (IF), Col. 4 – эпоха к которой амплитудная поправка применялась, Col. 5 – поляризация (правая или левая круговая), Col. 6 – коэффициент амплитудной коррекции.

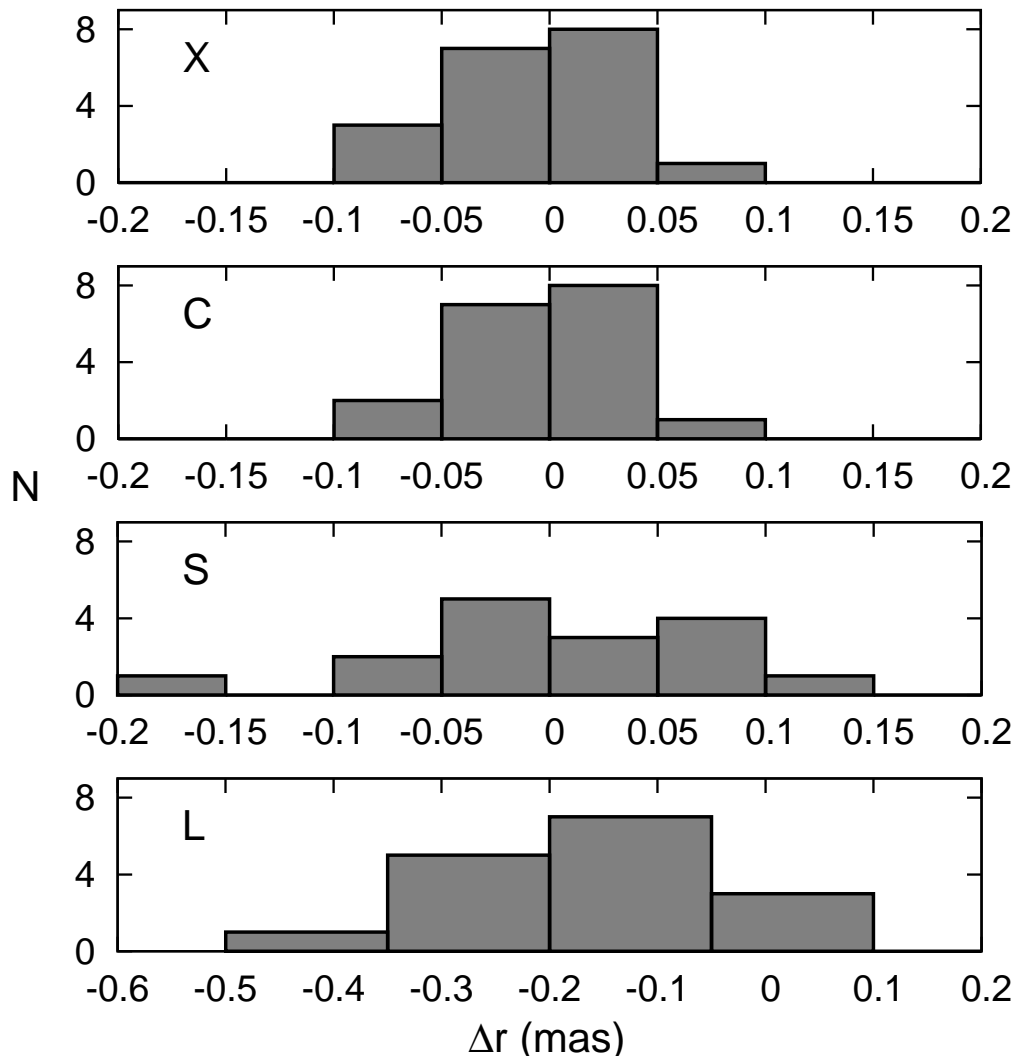


Рис. 4.3: Распределение наблюдаемой разности расстояний между ядром и опорной компонентой, измеренной в двух поддиапазонах X , C , S и L диапазонов.

нентой, которая является стандартным отклонением измерений разности расстояний, сделанных в двух поддиапазонах каждого из этих диапазонов, рассчитанным с использованием всех источников нашего эксперимента (Рис. 4.3). Для X диапазона принята погрешность расстояния $\sigma_X = 0.04$ mas, для C диапазона $\sigma_C = 0.05$ mas, и для S диапазона $\sigma_S = 0.07$ mas. K_u диапазон не был разделён на два независимых поддиапазона и для этого диапазона мы приняли такую же погрешность как для X диапазона: $\sigma_{K_u} = \sigma_X = 0.04$ mas. В L диапазоне средняя разность между расстояниями, измеренными в нижнем поддиапазоне (1.4 ГГц) и в верхнем поддиапазоне (1.7 ГГц) составляет -0.15 ± 0.03 , что значительно отличается от нуля. Мы это интерпретируем как проявление эффекта сдвига ядра (который должен быть больше на низких частотах) и используем погрешность, оценённую из разброса измерений в S диапазоне как оценку ошибки в L диапазоне: $\sigma_L = \sigma_S = 0.07$ mas. Мы отметим, что σ_L возможно недооценена.

4.3 Обсуждение

4.3.1 Положение ядра как функция от частоты

Как показано в Lobanov (1998b) положение ядра $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$, где коэффициент $k = 1$, если (i) доминирующим механизмом поглощения является синхротронное самопоглощение, (ii) джет имеет коническую форму и (iii) находится в равномерном состоянии. Эти допущения могут быть справедливы для ультракомпактного региона джета, который мы наблюдаем как РСДБ ядро и не должны обязательно выполняться на всём протяжении джета парсекового масштаба.

В порядке проверки этих допущений, мы фитировали наблюдаемые расстояния между элементом джета - телом отсчёта и ядром в каждом источнике функцией $r_c(\nu) = a + b\nu^{-1/k}$, оставив коэффициенты a , b и k свободными параметрами. Алгоритм Levenberg–Marquard (e.g., Press et al. 2002) был использован для нелинейного фитирования методом наименьших квадратов. Рисунок 4.4 представляет распределение значений k . Среднее значение распределения $k = 0.98 \pm 0.11$. Это указывает, что для типичного источника из нашей выборки в частотном диапазоне наших наблюдений выше приведённые допущения о структуре внутреннего джета (который мы наблюдаем как РСДБ ядро) в целом справедливы. В частности, мы сделали вывод что наши наблюдения согласуются с синхротронным самопоглощением в качестве доминирующего механизма непрозрачности, действующим в парсековом ядре в ГГц области частотного диапазона.

Необходимо отметить, что благодаря тому что эффект сдвига ядра сильнее проявляется на низких частотах, значения полученные для k , существенно зависят от измерений в L -диапазоне. В тоже время, более вероятно воздействие блендинга на данные L -диапазона, этот эффект может создавать помехи при измерениях сдвига ядра (Kovalev et al. 2008b). В порядке теста, насколько наши выводы чувствительны к результатам в L -диапазоне, мы повторили операцию фитирования, исключив все данные L -диапазона. В результате получены значения k в среднем на 30 % меньше по сравнению с вычисленными с данными L диапазона. Ясно, что большая погрешность ассоциирована со значениями k , полученными без L -диапазона. Среднее зна-

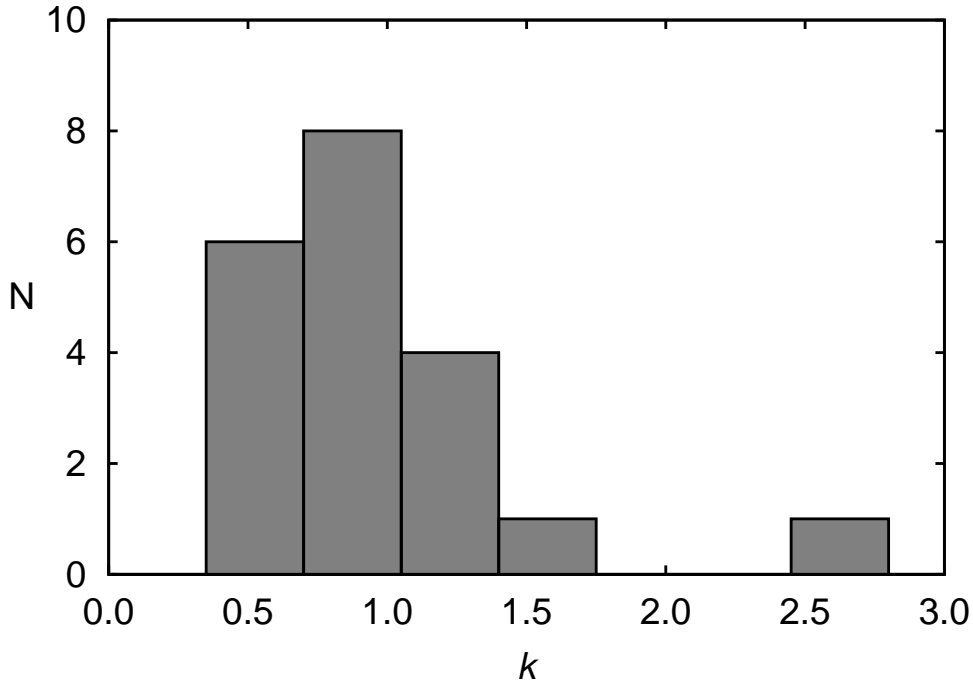


Рис. 4.4: Распределение параметра k в положении ядра как функции частоты: $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$. Среднее значение $k = 0.98 \pm 0.11$, хотя медиана равна 0.89. Одно измерение выпадающее на гистограмме соответствует источнику 0952+179 для которого значение k : $k = 2.7 \pm 1.7$.

чения двух распределений k согласуются на уровне 2σ .

Значения k , представленные на Рис. 4.4 аналогичны полученным для 1038+528 A Marcaide & Shapiro (1984); Marcaide et al. (1985), 3C 345 Lobanov (1998b), 3C 309.1 ?, 0850+581 Kovalev et al. (2008a), 1418+546, 2007+777 и BL Lac O'Sullivan & Gabuzda (2009) и Mrk 501 Croke et al. (2010). Также полученные величины согласуются с результатами Yang et al. (2008); они оценили k на основе статистического анализа размеров ядер парсековых масштабов ~ 3000 источников. Предполагалось, что размер ядра напрямую связан с наблюдаемым положением ядра вдоль конусообразного джета (Unwin et al. 1994). Значение $k < 1$ было получено из анализа размера ядра 3C 345, измеренного между 5 и 22 ГГц Unwin et al. (1994). Оценка значения k немного большее единицы была получена для BL Lac путём анализа временных задержек между кривыми блеска в радио диапазоне, полученными на разных частотах (Bach et al. 2006). Отметим также, что Lobanov (1998b) обнаружили указания на то, что k изменяется с ростом частоты до значений больше чем 1 для квазара 3C 309.1. Kadler et al. (2004) нашли значительно большее значение k указывающее на свободно-свободное поглощение в радиогалактике NGC 1052. Решающее различие между NGC 1052 и источниками, наблюдавшимися в нашей выборке, состоит в том, что у радиогалактики имеется двухсторонний джет парсекового масштаба. Внутренняя часть NGC 1052 вероятно затемняется окооядерным тором (Kadler et al. 2004).

Применение соотношения $r_c \propto \nu^{-1/k}$ ко многим внегалактическим источ-

Таблица 4.4: Расстояние ядра от опорной джет-компоненты как функция частоты: результаты фитирования ($r = a + b/\nu$)

Source	a (mas)	b (mas · ГГц)	a (pc)	b (pc · ГГц)	PA°
0148+274	10.32 ± 0.06	-2.48 ± 0.19	86.75 ± 0.50	-47.11 ± 3.61	-40.9
0342+147	7.15 ± 0.03	-1.08 ± 0.09	61.14 ± 0.26	-23.61 ± 1.97	-88.5
0425+048	18.57 ± 0.05	-2.19 ± 0.17	114.99 ± 0.31	-20.57 ± 1.60	-100.7
0507+179	4.50 ± 0.05	-1.72 ± 0.17	24.63 ± 0.27	-13.33 ± 1.32	-100.3
0610+260	6.33 ± 0.06	-3.68 ± 0.19	41.56 ± 0.39	-38.17 ± 1.97	-94.5
0839+187	12.19 ± 0.09	-3.66 ± 0.29	102.60 ± 0.76	-69.99 ± 5.55	15.2
0952+179	14.48 ± 0.05	-1.61 ± 0.17	123.56 ± 0.43	-34.04 ± 3.59	-3.5
1004+141	11.18 ± 0.04	-2.41 ± 0.13	89.97 ± 0.32	-71.89 ± 3.88	132.2
1011+250	6.88 ± 0.04	-2.10 ± 0.14	58.88 ± 0.34	-47.37 ± 3.16	-107.3
1049+215	8.33 ± 0.02	-1.82 ± 0.08	70.30 ± 0.17	-35.33 ± 1.55	108.0
1219+285	6.95 ± 0.04	-2.38 ± 0.15	19.06 ± 0.11	-7.58 ± 0.48	109.8
1406-076	7.26 ± 0.01	-1.25 ± 0.05	61.98 ± 0.09	-26.61 ± 1.06	-103.5
1458+718	24.53 ± 0.04	-2.37 ± 0.12	191.90 ± 0.31	-35.30 ± 1.79	163.7
1642+690	10.61 ± 0.05	-1.68 ± 0.18	77.94 ± 0.37	-21.61 ± 2.32	-167.0
1655+077	8.51 ± 0.03	-1.49 ± 0.10	57.71 ± 0.20	-16.38 ± 1.10	-42.9
1803+784	6.82 ± 0.04	-1.03 ± 0.13	48.14 ± 0.28	-12.21 ± 1.54	-96.0
1830+285	6.40 ± 0.06	-3.15 ± 0.24	42.50 ± 0.40	-33.34 ± 2.54	-38.5
1845+797	7.23 ± 0.09	-2.30 ± 0.35	7.76 ± 0.10	-2.61 ± 0.40	-38.0
2201+315	6.78 ± 0.03	-3.23 ± 0.14	29.83 ± 0.13	-18.45 ± 0.80	-135.3
2320+506	8.52 ± 0.03	-1.15 ± 0.09	71.76 ± 0.25	-22.07 ± 1.73	-135.8

Назначение колонок: Col. 1 – IAU название источника (B1950), Col. 2 и 3 – коэффициенты лучшей фитирующей кривой $r = a + b/\nu$ с их погрешностями. Col. 3 и 4 – те же коэффициенты конвертированные в линейный масштаб. Col. 5 – медиана (по всем частотам) позиционного угла компоненты джета, от которой ведётся отсчёт; он показывает направление вдоль которого был измерен core shift.

никам имеет важные следствия для согласования систем отсчёта в оптике и в радио. В частном случае $k = 1$, если структура радиоисточника строго с доминированием ядра, определяется положение источника с использованием техники измерения групповой задержки на какой-либо частоте (подобным образом определяется International Celestial ReferenceFrame, ICRF; Fey et al. 2004; Ma et al. 1998), в результате находят положение основания джета, а не положение ядра на заданной частоте. Это происходит из-за дополнительной временной задержки привносимой сдвигом ядра внутри полосы наблюдения. Следовательно, если в радиоизлучение источника доминирующий вклад вносит ядро, нет необходимости вносить поправки за сдвиг в положение радиоисточника, определённое по групповым задержкам, до его сопоставления с положением в оптике. Это несправедливо, однако, для положения радиоисточника, определённого методом фазовой привязки (Pogras 2009). К тому же, если у источника имеются яркие различимые компоненты джета (что конечно же соответствует случаю, представленному на Рис. 4.1), групповая задержка не будет надёжным источником информации о положении источника для сравнения с оптикой, так как найденная координата не будет положением основания джета. Необходимо построить модель источника для нахождения истинного расположения основания источника для сравнения с оптической астрометрией.

4.3.2 Результаты фитирования в предположении синхротронного самопоглощения

Как упоминалось выше, наши наблюдения согласуются с предположением о синхротронном самопоглощении как главной причине непрозрачности в диапазоне частот исследованном в нашем РСДБ эксперименте. Мы по-

вторили фитирование наблюдательных данных функцией $r_c(\nu) = a + b\nu^{-1/k}$ фиксируя значение $k = 1$ что является наилучшей оценкой. Результаты представлены в Таблице 4.4 и на Рисунке 4.2. Значения a и b представлены в Таблице 4.4. Проекция расстояния до ядра в парсеках

$$r_c(\nu) [\text{pc}] = \frac{D_A}{N_{\text{rad}}} \left(a [\text{mas}] + b [\text{mas} \cdot] \cdot \frac{1+z}{\nu_{\text{em}} [\text{GHz}]} \right),$$

где a [mas] and b [mas ·] коэффициенты полученные из наблюдений. D_A расстояние по угловому размеру (angular size distance) до источника в парсеках, $N_{\text{rad}} \approx 206264800$ число миллисекунд в одном радиане, z красное смещение источника и $\nu_{\text{em}} [\text{GHz}]$ частота излучения в системе отсчёта источника.

Для каждой частоты мы исследовали отклонения измеренных расстояний от лучшей фитирующей кривой, представленной на Рисунке 4.2. Во всех случаях средняя разность между измеренной и промоделированной кривыми совпадает с нулём, а стандартное отклонение согласуется с точностью до фактора двойки с принятой оценкой ошибки.

Как видно из Рис. 4.2, несмотря на то, что закон $r_c(\nu) \propto \nu^{-1}$ в общем хорошо описывает данные наблюдений во всём диапазоне исследованных частот, не выявляя систематических отклонений, имеются указания на возможность локальных отклонений, которые могут возникать из-за локальных нарушений равномерного распределения или конической формы джета. С другой стороны, возможно, разброс в измерениях расстояния в двух подзонах, использованных для оценки погрешности, не отражает полную погрешность измерений. Это может иметь место, если имеется систематический фактор, одинаково искажающий измерения расстояний в обоих подзонах. Но, после внимательного рассмотрения нашего метода, мы не смогли обнаружить подобного фактора.

4.3.3 Сравнение с результатами предыдущих измерений на 2.3/8.6 ГГц

Новые измерения сдвига ядра между 2.3 и 8.4 ГГц можно сопоставить с результатами, полученными ранее на тех же частотах с использованием RDV данных Kovalev et al. (2008b). Как и следовало ожидать, для достаточно большой выборки переменных источников средняя разность между измерениями, полученными в две различные эпохи, (2002 для RDV глобальных РСДБ данных и 2007 для набора VLBA данных представленных в настоящей работе) совпадает с нулём: (0.01 ± 0.08) mas. Модуль среднего значения этой разности (0.22 ± 0.05) mas, это характерное значение долгосрочной переменности величины сдвига ядра в исследованной выборке с учётом точности наших измерений.

Как следует из формулы (1) в Kovalev et al. (2008b), при условии постоянства ориентации джета и его скорости, увеличение значения сдвига ядра (возникающее из-за роста плотности частиц и/или напряжённости магнитного поля) должно ассоциироваться с увеличением плотности потока излучения ядра. Рисунок 4.5 представляет относительное значение сдвига ядра в сравнении с относительной плотностью потока излучения ядра в X диапазоне в две эпохи 2002 и 2007). Не обнаружено никакой корреляции между величиной сдвига ядра и относительным потоком в различные эпохи. Это может указывать на отсутствие единой доминирующей физической причи-

ны для вспышек ядра и последующих вариаций его сдвига, что не согласуется с Kovalev et al. (2008b). Нужны более точные измерения относительного сдвига ядра, для детального исследования вопроса.

4.4 Итоги главы

В диапазоне 1.4–15.4 ГГц на девяти частотах были проведены специализированные VLBA наблюдения двадцати джетов АЯГ, которые продемонстрировали явную зависимость видимого положения РСДБ ядра от частоты.

Получены 180 изображений источников в широком динамическом диапазоне (до 13000 для 1803+784 в диапазоне С; типичное значение ~ 2300) были построены на основании полученных данных. Полученные рисунки готовы для пространственно разрешённого спектрального анализа и для изучения смещения ядра в зависимости от частоты (“сдвиг ядра”). Последний эффект особенно интересен, так как несёт информацию о физических условиях во внутренних областях джета – предположительно месте генерации высокоэнергичного излучения блазаров.

Значимый сдвиг ядра обнаружен и подтверждён во всех наблюдавшихся источниках. Особенно эффект сильно выражен на низких частотах. По-

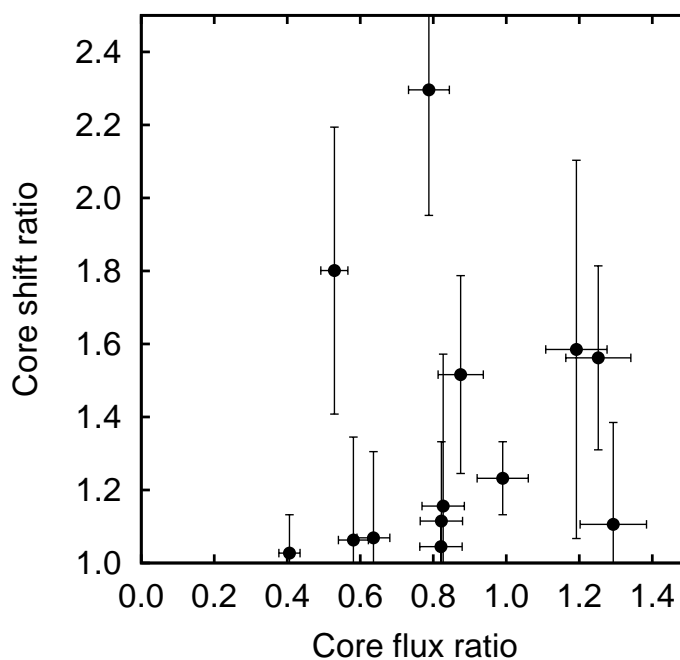


Рис. 4.5: Соотношение относительного значения сдвига ядра с относительной плотностью потока ядра в X диапазоне. Относительный сдвиг ядра определён таким образом, чтобы его значение было больше единицы, то есть, для каждой пары измерений большее значение помещалось в числитель отношения. Единственным источником (на графике не показан), в котором происходили значительные изменения величины сдвига без существенных перемен в плотности потока, оказался W Com (1219+285); относительный сдвиг ядра 3.67 ± 0.36 и относительный поток 1.19 ± 0.08 .

ложение ядра r_c сдвигается как функция частоты ν в согласии с зависимостью $r_c(\nu) \propto \nu^{-1}$, которую предсказывает теория для случая конического равномерно распределённого джета с чисто синхротронным самопоглощением (Blandford & Königl 1979; Lobanov 1998b). Этот результат поддерживает интерпретацию парсекового ядра как протяжённого джета типа Blandford-Königl с незначительным градиентом физических свойств (включая поглощение) вдоль него. Не было найдено систематических изменений с частотой степенного индекса в зависимости $r_c(\nu)$. Тем не менее нельзя исключить несколько локальных случаев таких изменений в некоторых источниках, особенно на высоких частотах.

Применимость зависимости $r_c(\nu) \propto \nu^{-1}$ ко всем наблюдавшимся источникам является многообещающим намёком на то, что положения радиоисточников полученные используя метод измерения групповых задержек (такие как положения являющиеся в настоящий момент основой ICRF) могут сравниваться с оптически положением напрямую, без необходимости явно вносить поправку за сдвиг ядра (Porcas 2009). Это может оказаться важным в эпоху будущих высокоточных космических астрометрических измерений. Коррекция за сдвиг ядра в опорных источниках всё равно необходима в случае если абсолютное положение наблюдаемого радиоисточника (или космического корабля) требуется определить из РСДБ эксперимента с привязкой фазы. Кроме того, если протяжённые структуры вносят значительный вклад в поток от источника приходящий с РСДБ масштабов, структура источника должна быть принята во внимание для точного определения положения основания джета которое должно быть связано с положением оптического источника.

В то время как в работе описанной в этой Главе мы постарались сконцентрироваться на наблюдательных результатах не зависящих от предположений о геометрии и Лорентц-факторе джета, в будущем на основе представленного набора данных мы планируем исследовать геометрию, оценить величину магнитного поля и полную (кинетическую плюс магнитную) энергию джета и соотнести наблюдаемые величины сдвигов со свойствами центральных чёрных дыр и зон широких линий. Информация о поляризации будет использована для того чтобы наложить дополнительные ограничения на физическую интерпретацию измерений сдвига ядра и исследовать эффект сдвига ядра на измерения Фарадеевского вращения.

Было бы важным подтвердить наличие возможных изменений с частотой значения коэффициента k в зависимости $r_c(\nu) \propto \nu^{-1/k}$. Чтобы получить большую точность измерений k желательно получить больше независимых измерений положения ядра вдоль всего диапазона частот доступного РСДБ. Использование наблюдений с привязкой фазы может помочь в минимизации неопределённостей ассоциированных с процедурой фитирования модели и более точно оценить величины ошибок измерения положения ядра.

Глава 5

Поиск молодых радиоисточников, видимых с ребра

Как могли бы выглядеть молодые радиогалактики? Можно предположить что они были бы просто уменьшенной версией гигантских галактик. Такие объекты могли бы иметь все (либо некоторые) элементы их радиоморфологии, такие как двусторонние джеты, горячие пятна, уши и яркое компактное ядро, но всё это намного меньших размеров. Вследствие небольших угловых размеров, такой объект может иметь спектр, значительно отличающийся от спектра его более масштабных собратьев: пик спектра, вызванный синхротронным самопоглощением, будет сдвинут к более высоким частотам у меньшего по размерам источника.

Эти идеи являются основой двух популярных стратегий идентификации молодых радиоисточников. “Спектральный” подход предполагает поиск компактных (на масштабе угловых секунд) радиоисточников, которые демонстрируют пик самопоглощения на высоких частотах (в сантиметровом диапазоне). “Морфологический” подход состоит в построении РСДБ-изображений радиоисточников для поиска морфологических элементов парсекового масштаба, подобных структурам мегапарсековых радиогалактик. Возможна комбинация обоих подходов.

В этой работе мы используем оба подхода для идентификации молодых источников. Во-первых, по результатам спектрального обзора в диапазоне 1–22 ГГц, произведённого на радиотелескопе РАТАН-600, составлена наиболее полная однородно отобранная выборка радиоисточников с синхротронным пиком в ГГц-диапазоне (GPS, Раздел 5.1). Структура источников на масштабах парсеков из этой спектральной выборки исследована на основе общедоступных РСДБ-данных (Раздел 5.2). Во-вторых, мы использовали архивные РСДБ данные для идентификации перспективных кандидатов в молодые радиоисточники на основе их морфологии парсековых масштабов, после чего рассматривали их спектральные свойства на базе данных спектрального обзора с РАТАН-600 (Раздел 5.3).

В Разделе 5.4 обсуждается кросс-идентификация отобранных кандидатов с γ -источниками из Fermi/LAT каталога первого года и её приложение

к идентификации γ -ярких блазаров.

Основные результаты этой работы были представлены представлены в Sokolovsky & Kovalev (2008); Sokolovsky et al. (2009, 2010c).

5.1 Выборка источников со спектральным пиком на гигагерцах (GSP), отобранная по данным с РАТАН-600: спектральные свойства и переменность

GHz-Peaked Spectrum (GPS) источники являются компактными внегалактическими радиоисточниками со спектральным пиком на частотах порядка нескольких ГГц. К классу GPS источников принадлежат АЯГ с различными физическими свойствами. Широко распространено мнение, что среди GPS источников можно выявить предшественников гигантских радиогалактик FR I/FR II. Построение полной, ограниченной по плотности потока, выборки GPS источников очень важно для выяснения их природы. В этом разделе описана новая выборка из 226 кандидатов, отобранных с использованием одновременных многочастотных и многоэпоховых наблюдений в диапазоне 1–22 ГГц на радиотелескопе РАТАН-600. Шестьдесят объектов из нашей выборки впервые идентифицировано как кандидаты в GPS. Кандидаты отбирались только на основании формы их широкополосного радиоспектра. Мы обсуждаем спектральные и временные свойства отобранных объектов, принадлежащих к различным оптическим класса.

5.1.1 Общие замечания

GSP источники относятся к наиболее ярким радиоисточникам неба в сантиметровом диапазоне. Это компактные внегалактические объекты, характеризующиеся изломом их радиоспектра на частотах порядка нескольких ГГц. Спад на низких частотах в их спектрах, вероятно, вызван синхротронным самопоглощением, но свободно-свободное поглощение в неоднородном экране также может играть роль в некоторых объектах. Эта интерпретация соответствует двум главным моделям GSP источников: 1) они молодые и эволюционирующие объекты, которые превратятся в радиоисточники больших размеров, или 2) они ограничены взаимодействием с окружающей плотной средой. Возможно действуют одновременно оба механизма.

Большой обзор по GSP источников можно найти в работе O’Dea (1998).

РСДБ наблюдения выявляют разнообразие структур парсекового масштаба в GSP радиоисточниках. Источники ассоциированные с квазарами часто имеют структуру типа “ядро-джет” или “голое ядро” (например Stanghellini et al. 1997b). Для этих объектов эффект релятивистского усиления (абerrации) должен быть существенным.

Многие GSP галактики имеют двойную или тройную радио структуру (мини-уши или горячие пятна по обе стороны от ядра). Такие структуры названы Компактные Симметричные Объекты (Compact Symmetric Objects, CSO) Readhead et al. (1996a). В наблюдаемом радиоизлучении от CSO релятивистское усиление минимально. Измерение собственных движений CSO компонент (проекций скоростей разлёта $\sim 0.2c^1$) выявляет динамический

¹ c скорость света в вакууме

возраст $\sim 10^3$ лет, что поддерживает интерпретацию (по крайней мере для этого подкласса) GPS как молодых радиоисточников (Polatidis & Conway 2003).

В оптическом диапазоне GPS радиоисточники отождествляются как с галактиками так и с квазарами. GPS-квезары обычно располагаются на больших красных смещениях ($z > 1$). GPS-галактики являются гигантскими эллиптическими галактиками, похожими на родителей крупномасштабных радиогалактик типов FRI/FRII Labiano et al. (2007); Snellen et al. (1999).

Многие авторы считают, что GSP галактики и GSP квазары являются двумя различными популяциями радиоисточников, у которых случайно радиоспектры имеют схожую форму. Но, возможно, более корректно было бы разделять GSP источники на подклассы не на основе (переменного) вклада АЯГ в оптическое излучение (определяющего разделение галактика-квазар), а на основе их радиоморфологии парсекового масштаба (определяющей различие CSO или “ядро-джет”), которая связана с величиной релятивистского усиления для самых ярких наблюдаемых радио-компонент источника.

Первые выборки источников с пиком на ГГц (GSP) (например, Gopal-Krishna et al. 1983) были составлены исключительно на основе особенностей их радиоспектров. Более поздние выборки, например Snellen et al. (2002), отобраны с учётом других факторов, таких как оптическое отождествление. В последние годы само понятие “GSP-источник” сместилось от описания формы радиоспектра к чему-то вроде “возможный молодой радиоисточник”, которые предположительно можно найти среди источников с соответствующей формой спектра.

В современной литературе сообщается о приблизительно 500 GPS кандидатах. Только порядка половины из них являются истинными GSP источниками. Остальные источники демонстрируют высокую степень переменности и форма их спектра не сохраняется в течение длительного времени. Составление полной, ограниченной по плотности потока, выборки имеет важное значение для понимания природы GSP источников. Для улучшения качества статистики, необходимо увеличить количество рассматриваемых объектов, следовательно, ограничения по плотности потока должны быть как можно ниже.

В настоящей работе использован “традиционный” чисто спектральный подход для составления наиболее полной на сегодняшний день выборки источников с пиковой формой спектра. Были предприняты усилия для максимальной очистки выборки от источников, меняющих форму спектра из-за переменности. Поиск GSP кандидатов производился по результатам многочастотного мониторинга АЯГ на радио телескопе РТААН-600 Kovalev et al. (2002, 1999b). Главной задачей этой работы было найти пропущенные яркие GPS источники и подтвердить классификацию GSP источников, описанных в литературе. Были исследованы наблюдаемые свойства источников из выборки, чтобы проверить утверждение, что источники с пиковой формой спектра включают АЯГ различной природы (например, Stanghellini 2003).

5.1.2 Наблюдательные данные и составление выборки

Для отбора GSP кандидатов были использованы многочастотные данные в диапазоне 1–22 ГГц полученные с телескопа РАТАН-600 Специальной Астрофизической Обсерватории Российской Академии Наук, расположенного в станции Зеленчукская, Карачаево-Черкессия, Россия. Как правило, наблюдения на РАТАН-600 проводятся в режиме проходов. Излучение от радиоисточника измеряется пока его радиоизображение построенное телескопом перемещаясь по фокальной плоскости в следствие вращения Земли пересекает рупора широкополосных приёмников, работающих на частотах 1, 2.3, 3.9 (или 4.8), 7.7, 11 и 22 ГГц. Это позволяет получать спектры источников всего за несколько минут. Точное время необходимое для пересечения изображением источника всех рупоров (и, следовательно, время интегрирования) зависит от склонения источника. Подробности о методе наблюдений и обработки данных можно найти в работах Kovalev et al. (2002, 1999b).

Мы использовали спектры 4047 источников, полученные на РАТАН-600 в период с 1997 по 2006 в рамках программы многочастотного мониторинга Kovalev et al. (2000, 2002, 1999b). Были произведены наблюдения полного списка источников с $\delta > -30^\circ$ и полной плотностью потока с РСДБ-масштабов на 8 ГГц более 200 мЯн (Kovalev et al. 2007). Наблюдательная программа состояла из 2 частей: основной список из 550 источников, подлежащих наблюдению во время каждой наблюдательной сессии (2–4 раза в год) и список источников, которые были включены в расписание наблюдений дополнительно между источниками первого списка. Для многих источников получено только 1–5 наблюдений. Для улучшения частотного покрытия мы комбинировали данные РАТАН-600 с ранее опубликованными не одновременными измерениями, собранными в базе данных CATS² (Verkhodanov et al. 2005).

Мы рассмотрели все полученные широкополосные спектры, выбирая те, которые демонстрируют пиковую форму во все эпохи, для которых имеются данные с РАТАН (дополненные CATS данными). Для измерения плотности потока в пике (S_{ν_0}) и частоты пика (ν_0), мы следуя Edwards & Tingay (2004); O’Dea et al. (1990); Snellen et al. (2002) фитировали параболой спектр каждого источника в логарифмическом масштабе $\log_{10} S_\nu = a(\log_{10} \nu)^2 + b \log_{10} \nu + c$, где S_ν спектральная плотность потока на частоте ν , a , b , и c коэффициенты, полученный методом наименьших квадратов. Такое приближение истинной формы спектра лишено физического смысла, тем не менее оно позволяет аппроксимировать данные. Спектральные индексы³ были получены фитированием высокочастотных и низкочастотных диапазонов спектра линейными функциями (в логарифмическом масштабе). Мы использовали критерии аналогичные предложенным de Vries et al. (1997) для окончательной выборки кандидатов в GSP: (i) спектры источников демонстрируют явный пик на частотах более 500 МГц, (ii) разность между высокочастотным и низкочастотными спектральными индексами более 0.6. Мы использовали традиционную границу по частоте пика 500 МГц между GSP и Компактными Источниками с Пиковыми Спектрами (Compact Steep Spectrum sources, CSS), не смотря на то, что между ними нет чёткой фи-

²Astrophysical CATalogs support System: <http://www.sao.ru/cats/>

³Мы используем следующее определение спектрального индекса α : $S_\nu \propto \nu^\alpha$. α_1 это спектральный индекс до пика на частоте ν_0 , α_2 спектральный индекс после пика.

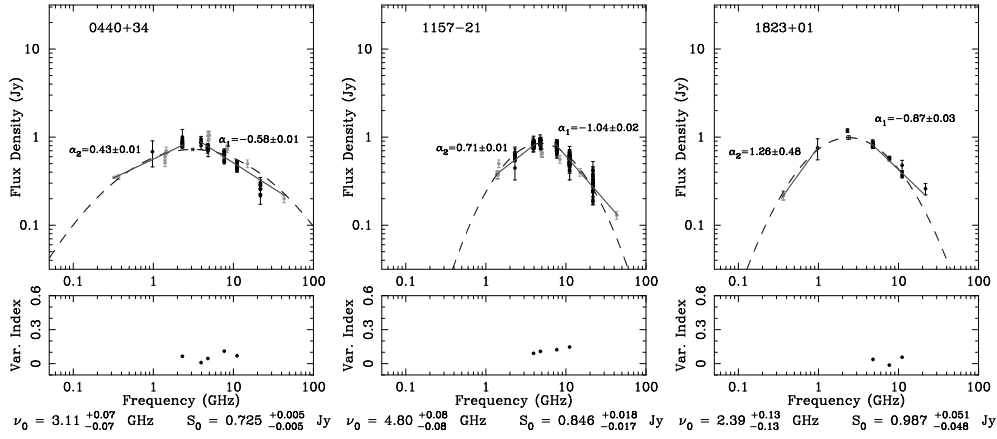


Рис. 5.1: Радиоспектры 3 из 60 впервые идентифицированных GSP кандидатов. Индекс переменности как функция частоты представлен на этом изображении под графиком спектра. Чёрные точки соответствуют данным RATAN-600, серые представляют данные собранные из литературы.

зической границы. У нас нет собственных одновременных наблюдений на частотах ниже 1 ГГц, поэтому такой выбор нижней границы частоты пика для источников нашей выборки представляется разумным. Также мы не разделяли GSP источники и Источники с Высоочастотными пиками (High Frequency Peakers, HFP), имеющих пики на частотах выше 5 ГГц. Как и в случае CSS, они не отделены от GSP источников никакими физическими особенностями. Двадцать три источника из нашего GPS списка присутствуют в HFP выборке Dallacasa et al. (2000).

Также мы попробовали фитирование спектра источников функцией $S_\nu = \frac{S_0}{1-e^{-1}} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_2} \left(1 - e^{-\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_1}}\right)$ следуя Vollmer et al. (2008a). Такое приближение даёт пиковую частоту и поток, согласующиеся с теми что получаются из фитирования параболой. Однако, спектральный индекс, который мы вычисляем, используя данную функцию, оказывается систематически круче чем полученный при линейном приближении. На глаз заметно, что ручное линейное приближение лучше описывает имеющиеся данные, поэтому в дальнейшем мы использовали спектральный индекс, полученный этим методом.

Были отобраны 226 GSP источников, из них 60 объектов никогда не были заявлены как кандидаты в GSP (смотри примеры на Рис. 5.1). Оптическая идентификация и красные смещения были получены из каталога Véron-Cetty & Véron (2006) и базы данных NASA/IPAC Extragalactic Database (NED⁴). Спектроскопические красные смещения были найдены для 128 источников по данным из литературы; 39 источников идентифицированы как галактики, 98 - квазары, три источника являются лацертидами (PKS 0637–337, PKS 1300–105, PKS 1519–273). Для 86 источников не найдено оптических отождествлений (на рисунках они обозначены как “пустое поле” – “empty field”).

⁴<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

5.1.3 Спектральные свойства

“Типичный” GSP источник в нашей выборке имеет спектр с пиком на частоте $\nu_0 = 2.4$ ГГц и плотностью потока $S_{\nu_0} = 0.8$ Ян. Спектральные индексы до и после пика $\alpha_1 = -0.77$ и $\alpha_2 = 0.66$. Представление о спектрах источников выборке даёт Рис. 5.2. Усреднённый спектр GSP источника был получен комбинацией спектров индивидуальных источников, нормализованных по пиковой частоте и спектральной плотности потока. Получившийся средний спектр сопоставлен с теоретическим спектром однородного, синхротронного облака со спектральным индексом на частотах выше спектрального максимума равным медианному значению для нашей выборки.

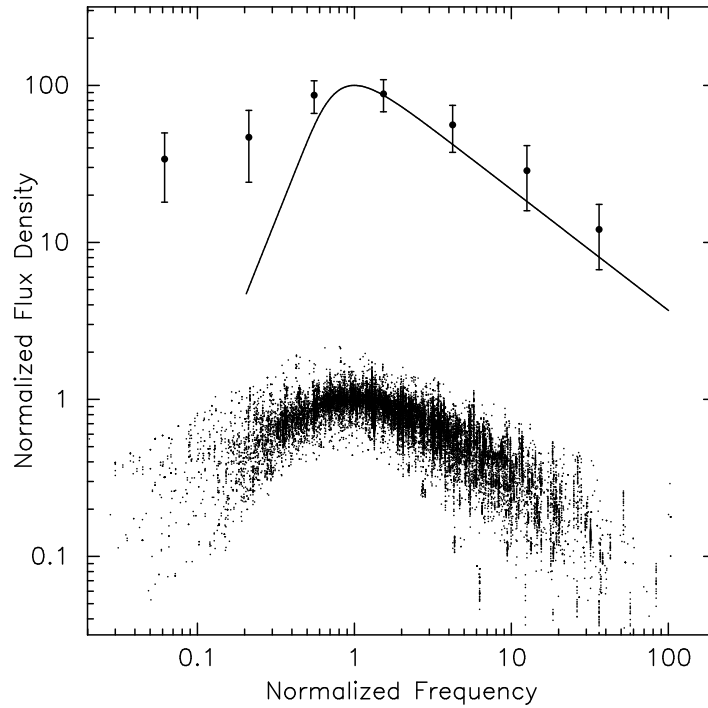


Рис. 5.2: Комбинированный спектр всех 226 отобранных GSP кандидатов. Индивидуальные спектры нормализованы по пиковой плотности потока и значению пиковой частоты. Тёмные кружки представляют усреднённый спектр, сдвинутый по вертикальной оси для наглядности. Непрерывная линия представляет теоретический спектр однородного синхротронно излучающего облака с самопоглощением и показателем степени $\gamma = 2.54$ в энергетическом распределении электронов.

Как можно видеть из Рис. 5.2, наблюдаемые спектры GSP источников шире и не достигают $\alpha_2 = 5/2$, предсказанного для однородного источника с синхротронным самопоглощением. Действительно, ни один источник в нашей выборке не приближается к этому значению. Наиболее инвертированный спектр с $\alpha_2 = 1.76 \pm 0.03$ наблюдается у известного GSP квазара 0457+024. Среди 10 источников с наиболее инвертированными спектрами мы видим пять квазаров, радиогалактику и четыре пустых поля. Отсутствие $\alpha_2 \sim 5/2$ означает, что излучение GSP источников нельзя описать, опираясь на модель одного однородного синхротронного самопоглощающе-

го облака. Должны существовать существенные неоднородности свойств в объёме порождающем радиоизлучение.

Широкополосные радиоспектры GSP галактик и квазаров выглядят совершенно одинаково. Мы не обнаружили различия в распределении низкочастотного спектрального индекса между подгруппами нашей выборки: галактиками, квазарами и не идентифицированными радиоисточниками. Это может указывать на общий механизм, отвечающий за поглощение на низких частотах, такой как синхротронное самопоглощение. Медианное значение спектрального индекса на высоких частотах $\alpha_1^{\text{gal}} = -0.80$ для галактик и $\alpha_1^{\text{qso}} = -0.71$ для квазаров. Тест Колмогорова-Смирнова (КС) подтверждает что распределения для галактик и квазаров не различаются статистически значимо.

Не найдены различия в наблюдаемой пиковой плотности потока между галактиками и квазарами. Тем не менее, что касается распределения частот пиков (Рис. 5.3), КС тест показывает, что вероятность того, что распределения частот пиков галактик и квазаров набраны из единого родительского распределения равна только 10%. Если рассматривать эти распределения пиковых частот в системе отсчёта источника, эта вероятность падает до 0.01%. Галактики в нашей выборке характеризуются более низкой собственной пиковой частотой (медианное значение 3 ГГц) чем у квазаров (8.8 ГГц). Это ожидаемо, учитывая, что квазары как правило имеют большие красные смещения чем галактики, но их радиоспектры исследуются в том же ограниченном частотном диапазоне.

Чрезвычайно интересно было бы получить данные, скажем, в диапазоне частот на порядок шире чем доступный сегодня, и для большего числа источников. Это позволило бы эффективно различать природу источников по их собственной пиковой частоте, а не основываясь только на наблюдательных возможностях сегодняшнего дня. Нужно отметить ещё один интересный момент. Мы рассматриваем наблюдаемую частоту пика в системе отсчёта, связанной с родительской галактикой, исходя из её красного смещения. Но компоненты радиоисточника, ответственные за наблюдаемую форму спектра могут двигаться в нашу сторону с большим γ -фактором, типичным для квазаров. Если этот эффект действительно играет роль, простая коррекция по красному смещению родительской галактики неприменима для радиоспектров, необходима добавочная коррекция с учётом релятивистского собственного движения излучающей области.

Следуя Tinti et al. (2005) мы проверили поиск эффекта уменьшения пиковой частоты со временем. Составив подвыборку из 17 источников, для которых пиковая частота может быть достоверно определена исключительно по данным РАТАН-600 (без использования дополнительных не одновременных данных из CATS) и для которых имеются наблюдения 1997 и 2006 годов (максимальная разница во времени между наблюдениями) мы сравнили их пиковые частоты в эти две эпохи. Хотя как средняя так и медианная пиковые частоты в более раннюю эпоху выше ($\nu_0 \text{ mean } 1997 = 5.42$ ГГц, $\nu_0 \text{ median } 1997 = 5.07$ ГГц) чем в более позднее время ($\nu_0 \text{ mean } 2006 = 4.56$ ГГц, $\nu_0 \text{ median } 2006 = 4.35$ ГГц), КС тест показывает, что разница в распределении ν_0 в различные эпохи не является статистически значимой. Именно такой результат был получен Tinti et al. (2005) для HFR выборки.

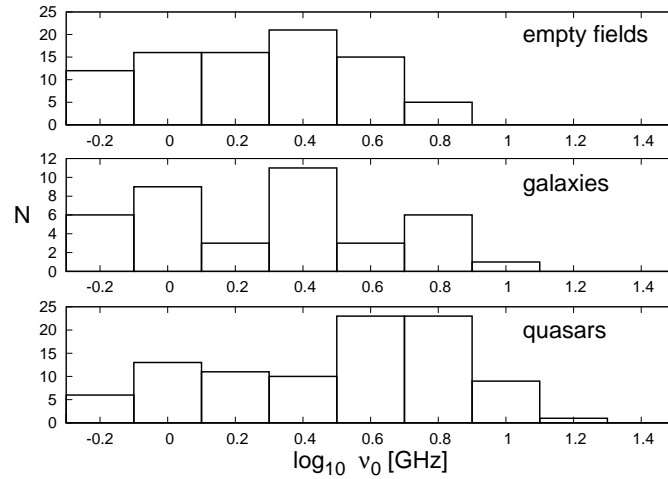


Рис. 5.3: Распределение пиковых частот GSP источников квазары, галактики и неотожествлённые радиоисточники "пустые поля".

5.1.4 Переменность

Для 108 источников которые наблюдались на РАТАН-600 как минимум в три эпохи, была исследована переменность. Мы сосредоточились на данных полученных на частоте 11 ГГц, которая для большинства источников соответствует оптически тонкой части синхротронного спектра. К тому же этот диапазон наиболее свободен от помех, имеет высокую чувствительность и не подвержен существенному влиянию изменений погоды. Для рассмотрения переменности на частоте без самопоглощения, источники с пиковыми частотами около или выше 11 ГГц были исключены из анализа.

Для оценки переменности источника мы использовали индекс переменности (например, смотри Aller et al. 1992), применялась модифицированная, наиболее строгая форма (Novatta et al. 2008):

$$v = \frac{(S_i - \sigma_i)_{\max} - (S_i + \sigma_i)_{\min}}{(S_i - \sigma_i)_{\max} + (S_i + \sigma_i)_{\min}}$$

S_i и σ_i плотность потока источника и её среднеквадратичная ошибка, измеренные в i -ую эпоху, \max/\min индексы соответствуют максимальному/минимальному значению по всем эпохам. Отметим, что v может быть отрицательным, если оценённая ошибка σ больше чем наблюдаемый разброс данных.

На значение v влияют как относительная погрешность измерений плотности потока так и число измерений. Рассмотрим воображаемую выборку из 108 непостоянных источников с таким же распределением числа наблюдений как и у наблюдавшихся нами реальных источников. Поток каждого воображаемого источника измерен с заданной погрешностью. Распределение индекса переменности для этой модели представлено на Рис.. 5.4. Модель помогает интерпретировать индекс переменности реальных источников. При количестве наблюдений произведённых в нашем исследовании, источники с $v > 0.15$ можно считать сильно переменными.

Обнаружено, что v_{11} отличается для квазаров и галактик. (Рис. ?? Среди квазаров много переменных источников. Статистика по галактикам, несмотря на недостаточное количество объектов, ясно выявляет существование

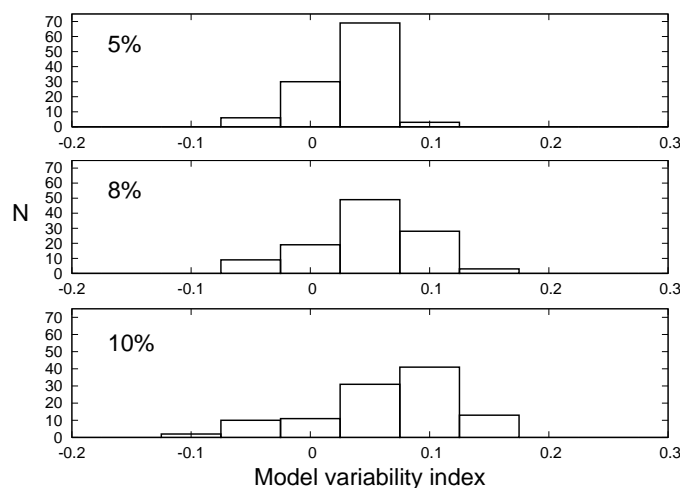


Рис. 5.4: Распределение индекса переменности ν для модели из непременных источников, измеренных с точностью 5, 8 и 10% последовательно.

двух групп объектов: распределение в первой группе согласуется со стабильными либо слабо переменными источниками (с переменностью менее 9–10%). Вторая группа состоит из трёх сильно переменных галактик: PKS 0500+019 (отметим, что этот объект был причислен к квазарам Becker et al. (1991)); TXS 1404+286 (OQ 208, Mkn 668), его переменность на частоте выше пика была впервые отмечена Stanghellini et al. (1997a); и B2 1600+33. Тест Колмогорова-Смирнова даёт вероятность в 63%, что галактики (за исключением трёх явно переменных случаев) и “пустые поля” принадлежат к одному и тому же распределению по индексу переменности на 11 ГГц. Аналогичная вероятность для галактик и квазаров ничтожно мала ($< 0.01\%$).

Это ясно указывает, что большая часть оптически не идентифицированных GPS источников должны быть слабыми далёкими галактиками, а не квазарами. Схожесть наблюдаемых распределений пиковых частот для галактик и “пустых полей” (Рис. 5.3) поддерживает это предположение. Это может означать, что наблюдаемая разница в распределению по красному смещению GPS квазаров и галактик (Рис. 5.6) не отражает внутренних различий между двумя типами объектов. Если существует большое число GPS галактик не имеющих оптической идентификации из-за низкой яркости, вызванной удалённостью, то разница в распределениях по красному смещению объясняется эффектом селекции.

Корреляция между индексом переменности на 11 ГГц ν_{11} и высокочастотным спектральным индексом α_1 может быть обнаружена из наших данных. Коэффициент корреляции $r = 0.32$ соответствует 99.8% вероятности, что корреляция реальна для имеющегося числа точек. Исключение нескольких крайних точек не оказывает существенного влияния на величину r . Более пологий спектр, в среднем, соответствует большей переменности, несмотря на большой разброс отдельных точек (Рис. 5.7).

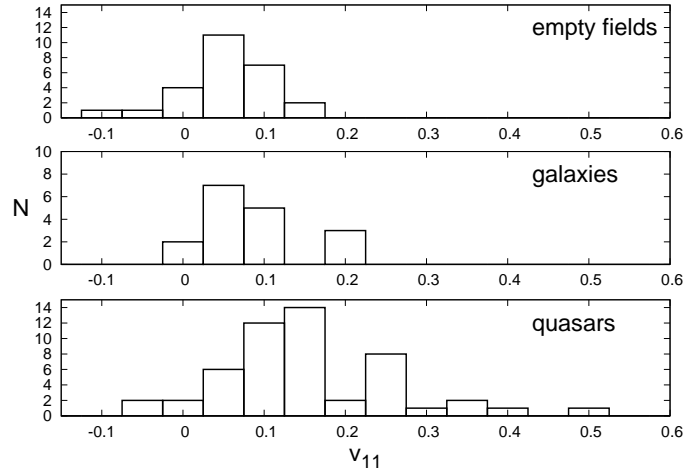


Рис. 5.5: Распределение наблюдаемого индекса переменности v_{11} на 11 ГГц для GPS квазаров, галактик и не идентифицированных радиоисточников (пустые поля) в нашей выборке.

5.1.5 Сумма результатов по источникам исследуемой выборки

Выборка 226 кандидатов в GPS источники была составлена по многочастотным, многоэпоховым наблюдениям, проведённым на радиотелескопе РАТАН-600, дополненным данными из литературы; 60 объектов из выборки впервые выявлены как кандидаты в GPS источники. Для 140 источников по литературным данным были найдены оптические отождествления (62% источников). Доля галактик (39 объектов, 28% от идентифицированных источников) и квазаров (98 объектов, 70%) в нашей выборке близка к составу выборки HFP Dallacasa et al. (2002) и GPS источников с относительно низким предельным потоком (на пример, Snellen et al. (1998a)). Три источника идентифицированы как лацертиды, 86 источников из выборки пока не имеют оптической идентификаций.

Наблюдаемый спектр “среднего” GPS источника из нашей выборки характеризуется пиковой частотой $\nu_0 = 2.4$ ГГц и спектральной плотностью $S_{\nu_0} = 0.8$ Дж, высокочастотным спектральным индексом $\alpha_1 = -0.77$ и низкочастотным спектральным индексом $\alpha_2 = 0.66$. Профиль радиоспектра не позволяет отличить GPS галактики от квазаров.

GPS квазары демонстрируют значительно более высокую переменность чем GPS галактики, что согласуется с ранее опубликованными данными как для GPS источников (на пример, O’Dea 1998) так и для источников с высокочастотными пиками (HFP) Tinti et al. 2005. Подавляющее большинство GPS галактик и “пустых полей” не показали заметной переменности за время наших наблюдений, за несколькими существенными исключениями: PKS 0500+019, TXS 1404+28, и B2 1600+33. Низкая переменность GPS источников без оптической идентификации указывает, что значительная их часть может быть слабыми, далёкими GPS галактиками.

GPS галактики и GPS квазары существенно различаются по показателю переменности и собственным пиковым частотам. Тем не менее, между ними не возможно провести ясную границу на основе наблюдений на одиночном

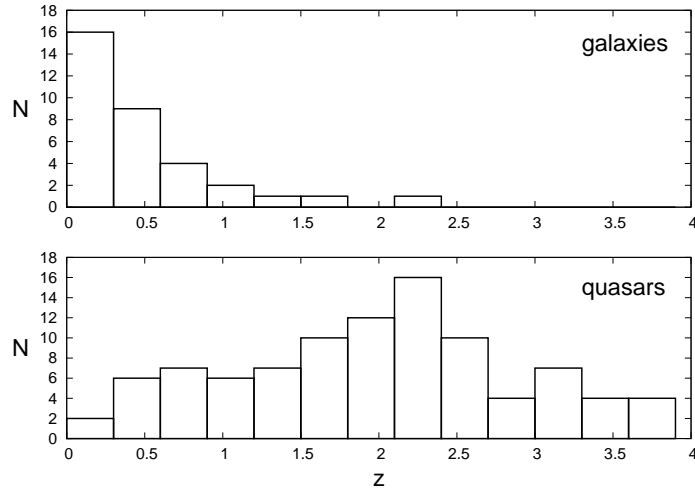


Рис. 5.6: Распределение красных смещений GPS галактик и GPS квазаров из нашей выборки.

радио телескопе так как характеристики GPS галактик и GPS квазаров существенно перекрываются.

С вероятностью 99.8% имеется корреляция между индексом переменности на 11 ГГц ν_{11} и высокочастотными спектральными индексами α_1 . Более пологий спектральный индекс соответствует более высокой переменности.

В Разделе 5.2 мы распространяем исследование своей выборки GPS кандидатов на пространственные масштабы порядка парсека, одновременно анализируя 2 и 8 ГГц РСДБ наблюдения обзора VLBA Calibrator survey Beasley et al. (2002); Fomalont et al. (2003); Kovalev et al. (2007); Petrov et al. (2005, 2006, 2008).

Таблица 5.1: Выборка GPS радиоисточников PATAN-600

IAU name	ν_0	S_0	α_1	α_2	Type	z	GPS References
0000+21	$5.66^{+2.01}_{-1.48}$	$0.265^{+0.165}_{-0.102}$	-0.82 ± 0.07	0.86 ± 0.07	G	0.450	1,26,35g,36,L
0001-12	$6.23^{+0.37}_{-0.52}$	$0.830^{+0.051}_{-0.027}$	-0.72 ± 0.11	0.54 ± 0.02	R		9
0002+05	$4.96^{+0.35}_{-0.41}$	$0.267^{+0.027}_{-0.024}$	-0.75 ± 0.03	0.61 ± 0.01	Q	1.900	1,26,L
0015+52	$7.74^{+2.26}_{-1.75}$	$0.653^{+0.089}_{-0.073}$	-0.39 ± 0.16	0.59 ± 0.41	Q	2.574	4,36
0018+72	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$0.719^{+0.013}_{-0.011}$	-0.91 ± 0.01		G	0.821	L,8,15,18,21,22,35
0026+34	$1.41^{+0.01}_{-0.01}$	$1.898^{+0.001}_{-0.003}$	-0.52 ± 0.01	1.58 ± 0.38	G	0.517	3,18,23,30,35g,L
0057+67	$0.81^{+0.01}_{-0.01}$	$1.943^{+0.003}_{-0.003}$	-0.61 ± 0.04	0.83 ± 0.27	R		NEW
0102+51	$1.43^{+0.02}_{-0.02}$	$0.564^{+0.004}_{-0.004}$	-1.00 ± 0.05	0.87 ± 0.01	R		4
0102+48	$4.14^{+0.33}_{-0.30}$	$1.103^{+0.004}_{-0.054}$	-0.64 ± 0.05	0.49 ± 0.05	R		4
0108+38	$4.64^{+0.03}_{-0.03}$	$1.279^{+0.013}_{-0.013}$	-1.20 ± 0.01	1.32 ± 0.02	G	0.668	1,2,3,8,15,18,21,22,26,35c,36,L
0111+21	$1.13^{+0.03}_{-0.04}$	$0.483^{+0.013}_{-0.013}$	-1.36 ± 0.04		R		NEW
0129+56	$3.01^{+0.15}_{-0.14}$	$0.495^{+0.012}_{-0.012}$	-1.35 ± 0.10	0.88 ± 0.01	G	0.450	4
0132-09	$2.07^{+0.12}_{-0.11}$	$0.977^{+0.029}_{-0.028}$	-1.03 ± 0.11	0.75 ± 0.04	G	2.216	NEW
0134+31	$2.86^{+0.65}_{-0.53}$	$0.478^{+0.048}_{-0.044}$	-1.20 ± 0.05	0.11 ± 0.12	R		NEW
0144+20	$1.00^{+0.01}_{-0.01}$	$1.211^{+0.003}_{-0.003}$	-1.01 ± 0.01	0.82 ± 0.05	R		L,8,16,18
0146+05	$4.82^{+0.14}_{-0.14}$	$1.305^{+0.015}_{-0.014}$	-0.53 ± 0.03	0.54 ± 0.01	Q	2.345	NEW
0153+74	$2.03^{+0.02}_{-0.02}$	$1.917^{+0.012}_{-0.012}$	-1.28 ± 0.01	0.15 ± 0.18	Q	2.341	10,18,31c
0201+11	$3.26^{+0.08}_{-0.07}$	$0.866^{+0.006}_{-0.005}$	-0.33 ± 0.01	0.58 ± 0.01	Q	3.61	L,3,8,18,21,22,36
0201+08	$1.09^{+0.01}_{-0.01}$	$1.866^{+0.006}_{-0.006}$	-1.02 ± 0.03		R		23,L
0201+43	$0.76^{+0.01}_{-0.02}$	$0.558^{+0.006}_{-0.002}$	-0.59 ± 0.06	0.48 ± 0.09	R		29
0203+62	$2.50^{+0.03}_{-0.03}$	$1.897^{+0.016}_{-0.016}$	-1.14 ± 0.04	1.52 ± 0.23	R		NEW
0237-23	$0.57^{+0.01}_{-0.01}$	$7.217^{+0.009}_{-0.009}$	-0.95 ± 0.01	0.95 ± 0.12	Q	2.225	3,7,8,11,18,19,21,22,34,L
0316+16	$0.60^{+0.01}_{-0.01}$	$9.709^{+0.008}_{-0.008}$	-1.17 ± 0.01	0.08 ± 0.21	R		2,3,8,18,35fs,L
0317+18	$3.99^{+0.05}_{-0.05}$	$0.766^{+0.013}_{-0.013}$	-1.14 ± 0.02	0.94 ± 0.02	G	0.300	9
0320+01	$2.98^{+0.30}_{-0.28}$	$0.479^{+0.025}_{-0.024}$	-0.55 ± 0.06	0.90 ± 0.13	R		NEW
0326+27	$1.22^{+0.02}_{-0.02}$	$1.275^{+0.002}_{-0.002}$	-0.62 ± 0.01	0.49 ± 0.05	Q	1.533	NEW

IAU name	ν_0	S_0	α_1	α_2	Type	z	GPS References
0344+19	1.12 ^{+0.03} _{-0.03}	0.520 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.70 ± 0.01	0.14 ± 0.08	R		NEW
0411+05	0.26 ^{+0.01} _{-0.01}	2.970 ^{+0.019} _{-0.019}	-0.92 ± 0.01	1.22 ± 0.56	Q	2.639	NEW
0411+34	1.27 ^{+0.01} _{-0.01}	1.918 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.74 ± 0.07	0.27 ± 0.11	R		NEW
0420+07	0.87 ^{+0.05} _{-0.05}	0.365 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.74 ± 0.04		R		NEW
0424+32	7.36 ^{+0.38} _{-0.38}	0.520 ^{+0.034} _{-0.034}	-0.66 ± 0.06	1.04 ± 0.01	R		1,26,35g,36
0424+41	4.03 ^{+0.20} _{-0.19}	0.815 ^{+0.018} _{-0.017}	-0.66 ± 0.04	0.82 ± 0.01	R		23,L
0428+20	1.08 ^{+0.01} _{-0.01}	3.809 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.84 ± 0.01	0.61 ± 0.14	G	0.219	2,3,8,14,18,35g,L
0434-18	4.01 ^{+0.07} _{-0.08}	1.075 ^{+0.014} _{-0.014}	-0.82 ± 0.01	1.01 ± 0.02	Q	2.702	11,36,L
0439-33	2.21 ^{+0.05} _{-0.05}	1.230 ^{+0.012} _{-0.012}	-0.89 ± 0.04	0.63 ± 0.02	R		5,33,35g,L
0440-00	3.30 ^{+0.03} _{-0.03}	2.030 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.46 ± 0.01	0.28 ± 0.02	Q	0.844	3,6,30
0440+34	3.11 ^{+0.07} _{-0.07}	0.725 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.58 ± 0.01	0.43 ± 0.01	R		NEW
0442+38	5.20 ^{+1.08} _{-0.89}	0.477 ^{+0.117} _{-0.094}	-0.64 ± 0.02	1.08 ± 0.04	Q	0.413	36
0448-39	5.14 ^{+0.70} _{-0.62}	1.053 ^{+0.164} _{-0.142}	-0.99 ± 0.04	0.81 ± 0.14	Q	1.288	NEW
0448-18	2.87 ^{+0.21} _{-0.20}	0.513 ^{+0.020} _{-0.019}	-0.91 ± 0.05	0.10 ± 0.06	Q	2.05	NEW
0457+02	1.73 ^{+0.02} _{-0.02}	1.847 ^{+0.009} _{-0.009}	-0.77 ± 0.01	1.76 ± 0.03	Q	2.384	2,3,11,18
0500+01	2.16 ^{+0.02} _{-0.02}	2.362 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.76 ± 0.01	1.19 ± 0.03	G	0.584	2,3,5,7,8,11,13,15,18,21,22,35g,L
0512-20	7.53 ^{+0.74} _{-0.88}	0.640 ^{+0.994} _{-0.005}	-0.54 ± 0.26	0.77 ± 0.19	R		NEW
0514+47	2.17 ^{+0.05} _{-0.05}	0.866 ^{+0.013} _{-0.012}	-0.67 ± 0.22	1.18 ± 0.01	R		4
0513+71	1.53 ^{+0.06} _{-0.06}	0.244 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.86 ± 0.04	0.48 ± 0.01	R		27,28
0528-25	2.34 ^{+0.04} _{-0.04}	1.250 ^{+0.008} _{-0.008}	-0.62 ± 0.01	0.22 ± 0.13	Q	2.788	6,8,18,24,L
0552+39	6.42 ^{+0.08} _{-0.08}	5.579 ^{+0.111} _{-0.109}	-0.57 ± 0.04	1.69 ± 0.06	Q	2.363	3,8,9,12,18,21,22,31c,36
0554-02	1.23 ^{+0.03} _{-0.03}	0.724 ^{+0.006} _{-0.006}	-1.22 ± 0.06		Q	0.235	12,16,18,35n,L
0554+24	3.04 ^{+0.12} _{-0.11}	0.966 ^{+0.017} _{-0.017}	-0.92 ± 0.03	0.41 ± 0.03	R		NEW
0617+21	1.51 ^{+0.05} _{-0.04}	0.900 ^{+0.011} _{-0.011}	-0.99 ± 0.04	0.66 ± 0.03	R		NEW
0627+53	0.95 ^{+0.01} _{-0.01}	0.783 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.92 ± 0.04	0.31 ± 0.09	Q	2.204	4
0629+32	8.60 ^{+9.85} _{-4.59}	0.185 ^{+0.715} _{-0.147}		1.07 ± 0.04	Q	1.831	36
0632+19	1.28 ^{+0.33} _{-0.26}	0.514 ^{+0.027} _{-0.026}	-1.13 ± 0.04		R		NEW
0637-33	5.61 ^{+0.23} _{-0.24}	0.863 ^{+0.071} _{-0.071}	-1.02 ± 0.02	1.05 ± 0.02	B		NEW
0636+68	5.03 ^{+0.28} _{-0.26}	0.419 ^{+0.028} _{-0.025}	-0.53 ± 0.02	0.70 ± 0.02	Q	3.177	1,8,18,26,36,L
0642-34	3.51 ^{+0.14} _{-0.14}	0.987 ^{+0.030} _{-0.030}	-0.94 ± 0.02	0.42 ± 0.08	Q	2.165	11,L
0643+30	0.72 ^{+0.01} _{-0.01}	0.919 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.56 ± 0.03		R		NEW
0642+44	11.65 ^{+0.09} _{-0.09}	3.784 ^{+0.051} _{-0.051}	-0.46 ± 0.05	1.51 ± 0.02	Q	3.408	1,14,L
0645+20	2.47 ^{+0.47} _{-0.40}	0.379 ^{+0.050} _{-0.045}	-0.72 ± 0.05		R		NEW
0646+60	6.14 ^{+0.22} _{-0.21}	1.038 ^{+0.034} _{-0.033}	-0.82 ± 0.05	1.24 ± 0.06	Q	0.455	1,8,15,18,21,22,26,L
0653+32	4.25 ^{+0.52} _{-0.46}	0.226 ^{+0.026} _{-0.023}	-0.89 ± 0.05	0.52 ± 0.01	R		NEW
0700+47	0.71 ^{+0.01} _{-0.01}	0.884 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.65 ± 0.02		R		14,35f
0710+43	2.22 ^{+0.01} _{-0.01}	2.163 ^{+0.006} _{-0.006}	-0.61 ± 0.01	0.84 ± 0.01	G	0.518	2,3,8,18,35g,36,L
0711+35	1.48 ^{+0.01} _{-0.01}	1.513 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.71 ± 0.01	0.67 ± 0.02	Q	1.620	3,8,18,23,30,L
0718+37	4.23 ^{+0.40} _{-0.36}	0.209 ^{+0.012} _{-0.011}	-0.32 ± 0.01	0.95 ± 0.10	Q	1.629	1,4,36
0729-22	1.89 ^{+0.06} _{-0.05}	1.861 ^{+0.021} _{-0.021}	-1.01 ± 0.02	0.66 ± 0.65	R		NEW
0733-17	1.13 ^{+0.01} _{-0.01}	2.934 ^{+0.010} _{-0.010}	-0.75 ± 0.01		R		34
0736-33	2.94 ^{+0.15} _{-0.14}	1.036 ^{+0.010} _{-0.006}	-1.29 ± 0.05	0.66 ± 0.20	R		NEW
0738+31	3.87 ^{+0.04} _{-0.04}	2.910 ^{+0.018} _{-0.017}	-0.51 ± 0.02	0.65 ± 0.03	Q	0.630	2,3,13,18,30
0741-06	0.38 ^{+0.01} _{-0.01}	11.456 ^{+0.043} _{-0.043}	-1.16 ± 0.01	0.80 ± 0.48	R		31g,34
0742+10	2.63 ^{+0.01} _{-0.01}	4.027 ^{+0.008} _{-0.008}	-0.76 ± 0.01	0.69 ± 0.04	G		L,3,8,9,13,16,17,18,31g
0743-00	7.06 ^{+0.14} _{-0.14}	2.027 ^{+0.008} _{-0.035}	-0.61 ± 0.02	0.95 ± 0.02	Q	0.994	2,3,6,7,8,11,13,18,31g,36,L
0748+04	1.87 ^{+0.60} _{-0.46}	0.241 ^{+0.025} _{-0.027}	-0.71 ± 0.03		R		NEW
0749+42	1.01 ^{+0.01} _{-0.01}	0.714 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.86 ± 0.03		Q	3.59	NEW
0750+53	1.49 ^{+0.03} _{-0.03}	0.678 ^{+0.006} _{-0.006}	-1.20 ± 0.09	0.95 ± 0.01	R		4,23,L
0752+63	5.01 ^{+0.21} _{-0.20}	0.434 ^{+0.018} _{-0.018}	-0.67 ± 0.01		R		27,28
0753+37	2.81 ^{+0.32} _{-0.29}	0.309 ^{+0.029} _{-0.027}	-0.79 ± 0.02		Q	2.514	4
0802+21	0.78 ^{+0.02} _{-0.02}	0.915 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.64 ± 0.01		G		L,8,15,18,21,22
0819-03	1.46 ^{+0.08} _{-0.07}	0.565 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.73 ± 0.05	0.46 ± 0.02	Q	2.352	NEW
0830+16	2.72 ^{+0.81} _{-0.62}	0.367 ^{+0.089} _{-0.089}	-0.59 ± 0.07	0.98 ± 0.23	R		NEW
0839+18	1.17 ^{+0.02} _{-0.02}	1.287 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.57 ± 0.01		Q	1.272	NEW
0858-27	5.72 ^{+0.05} _{-0.05}	3.264 ^{+0.028} _{-0.027}	-0.82 ± 0.03	0.75 ± 0.01	Q	2.152	8,11,16,18,19,25,L
0903+68	3.33 ^{+0.35} _{-0.32}	0.319 ^{+0.037} _{-0.033}	-0.78 ± 0.04	0.66 ± 0.04	R		17
0904+03	0.58 ^{+0.01} _{-0.01}	1.030 ^{+0.005} _{-0.005}	-1.25 ± 0.01		G		3,8,18,23,35n,L
0906-04	1.35 ^{+0.08} _{-0.08}	0.473 ^{+0.010} _{-0.009}	-0.56 ± 0.03		R		NEW
0919-26	6.80 ^{+0.09} _{-0.09}	2.630 ^{+0.028} _{-0.027}	-0.90 ± 0.04	0.51 ± 0.01	Q	2.300	NEW
0920+57	0.57 ^{+0.02} _{-0.02}	0.282 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.62 ± 0.01	0.43 ± 0.02	R		29
1019+30	1.49 ^{+0.01} _{-0.01}	0.920 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.74 ± 0.01	1.06 ± 0.03	Q	1.319	30
1031+56	1.08 ^{+0.01} _{-0.01}	1.902 ^{+0.001} _{-0.001}	-1.01 ± 0.01	0.29 ± 0.06	G	0.460	2,3,8,18,35g,L
1100+22	2.77 ^{+0.04} _{-0.04}	0.639 ^{+0.008} _{-0.008}	-0.87 ± 0.01	0.62 ± 0.04	R		8,15,18,21,22,23,L
1100+79	1.19 ^{+0.05} _{-0.05}	0.517 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.62 ± 0.02		R		NEW
1107+48	0.55 ^{+0.01} _{-0.01}	0.647 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.89 ± 0.03	0.37 ± 0.04	Q	0.74	4
1108+20	1.17 ^{+0.02} _{-0.02}	1.235 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.91 ± 0.03		G	0.299	23,29,L
1120-27	2.03 ^{+0.04} _{-0.04}	0.748 ^{+0.010} _{-0.010}	-1.12 ± 0.01		R		L,5,33,35
1133-03	7.62 ^{+0.94} _{-0.84}	0.524 ^{+0.065} _{-0.058}	-0.63 ± 0.10	0.87 ± 0.04	Q	1.648	36

IAU name	ν_0	S_0	α_1	α_2	Type	z	GPS References
1136-15	7.87 ^{+0.27} _{-0.26}	1.027 ^{+0.044} _{-0.043}	-0.60 ± 0.06	0.99 ± 0.01	Q	2.625	9
1141+01	2.65 ^{+0.44} _{-0.44}	0.350 ^{+0.045} _{-0.045}	-0.85 ± 0.05		R		NEW
1143-24	3.26 ^{+0.03} _{-0.03}	1.888 ^{+0.014} _{-0.014}	-0.92 ± 0.01	1.31 ± 0.01	Q	1.940	2,3,7,8,11,13,18,36,L
1152+46	0.66 ^{+0.02} _{-0.02}	0.682 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.66 ± 0.07		R		NEW
1157-21	4.80 ^{+0.08} _{-0.08}	0.832 ^{+0.017} _{-0.017}	-0.98 ± 0.02	0.70 ± 0.01	Q	0.927	NEW
1209-19	1.59 ^{+0.15} _{-0.13}	0.488 ^{+0.015} _{-0.014}	-0.68 ± 0.02	0.36 ± 0.05	R		NEW
1205+01	3.08 ^{+1.16} _{-0.84}	0.247 ^{+0.055} _{-0.045}	-0.83 ± 0.07	0.25 ± 0.04	G		36
1225+36	1.18 ^{+0.01} _{-0.01}	2.115 ^{+0.001} _{-0.001}	-1.27 ± 0.01	1.58 ± 0.02	Q	1.975	2,8,14,15,18,21,22,30,L
1226+63	1.84 ^{+0.03} _{-0.05}	0.419 ^{+0.003} _{-0.005}	-1.01 ± 0.06	0.80 ± 0.01	R		4
1239+55	1.53 ^{+0.05} _{-0.05}	0.285 ^{+0.002} _{-0.002}	-1.14 ± 0.16	0.47 ± 0.01	R		29
1239+60	1.97 ^{+0.37} _{-0.31}	0.462 ^{+0.061} _{-0.054}	-1.13 ± 0.06		Q	2.069	4
1255-31	5.65 ^{+0.13} _{-0.13}	2.844 ^{+0.074} _{-0.072}	-0.55 ± 0.16	0.88 ± 0.03	Q	1.924	NEW
1300-10	3.79 ^{+0.99} _{-0.78}	0.362 ^{+0.067} _{-0.067}	-0.83 ± 0.08	0.34 ± 0.11	B		36
1308+14	1.17 ^{+0.03} _{-0.03}	0.766 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.89 ± 0.01	0.75 ± 0.05	Q	1.952	30
1311+55	0.56 ^{+0.01} _{-0.01}	1.572 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.80 ± 0.01		Q	0.613	4
1312+53	3.79 ^{+0.61} _{-0.52}	0.417 ^{+0.061} _{-0.053}	-0.57 ± 0.07	0.62 ± 0.04	R		NEW
1320+39	6.08 ^{+1.40} _{-1.40}	0.220 ^{+0.045} _{-0.045}	-0.41 ± 0.06	0.68 ± 0.01	Q	2.985	36
1321+41	2.79 ^{+0.44} _{-0.38}	0.455 ^{+0.052} _{-0.047}	-0.78 ± 0.05	0.35 ± 0.17	Q	0.495	4
1333+45	4.74 ^{+0.14} _{-0.14}	0.709 ^{+0.031} _{-0.031}	-0.92 ± 0.02	0.99 ± 0.02	Q	2.450	1,8,15,18,21,22,26,L
1333+58	6.45 ^{+0.33} _{-0.33}	0.687 ^{+0.032} _{-0.032}	-0.72 ± 0.04	0.71 ± 0.01	R		1,26,L
1338+38	2.78 ^{+0.20} _{-0.19}	0.375 ^{+0.030} _{-0.028}	-1.19 ± 0.03	0.45 ± 0.04	Q	3.103	4
1347-21	0.65 ^{+0.01} _{-0.01}	1.229 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.84 ± 0.01		R		5,35n,L
1347+09	3.08 ^{+0.28} _{-0.26}	0.400 ^{+0.030} _{-0.028}	-0.74 ± 0.02	0.61 ± 0.23	G	0.132	NEW
1351-01	3.99 ^{+0.12} _{-0.12}	0.902 ^{+0.012} _{-0.011}	-0.36 ± 0.02	0.49 ± 0.02	Q	3.707	8,16,18
1352+75	12.52 ^{+3.68} _{-2.84}	0.371 ^{+0.248} _{-0.149}		1.07 ± 0.04	Q		36
1354-17	0.42 ^{+0.02} _{-0.02}	2.062 ^{+0.020} _{-0.020}	-0.74 ± 0.02		Q	3.147	8,11,18,25,34,35f,L
1355+44	1.75 ^{+0.01} _{-0.01}	0.694 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.80 ± 0.01	0.45 ± 0.01	G	0.646	8,14,17,35g
1356+47	2.41 ^{+0.05} _{-0.05}	0.719 ^{+0.010} _{-0.010}	-0.50 ± 0.02	1.19 ± 0.01	G	0.230	NEW
1404+28	5.05 ^{+0.02} _{-0.02}	2.384 ^{+0.015} _{-0.015}	-1.08 ± 0.01	1.11 ± 0.01	G	0.077	1,2,3,8,13,18,26,30,35g,36,L
1406-26	8.19 ^{+0.12} _{-0.12}	1.314 ^{+0.029} _{-0.029}	-0.45 ± 0.04	1.22 ± 0.01	Q	2.43	NEW
1413+37	2.27 ^{+0.09} _{-0.08}	0.428 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.52 ± 0.08	0.51 ± 0.01	Q	2.370	NEW
1413+34	0.82 ^{+0.01} _{-0.01}	1.941 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.71 ± 0.01	0.52 ± 0.03	R		2,8,15,18,21,22,30
1422+23	4.06 ^{+0.01} _{-0.02}	0.673 ^{+0.003} _{-0.006}	-0.82 ± 0.01	1.29 ± 0.01	Q	3.62	1,26,L
1424+11	1.65 ^{+0.01} _{-0.01}	0.248 ^{+0.067} _{-0.053}	-1.09 ± 0.07		R		NEW
1427+10	5.74 ^{+0.63} _{-0.63}	0.858 ^{+0.010} _{-0.010}	-0.44 ± 0.01	1.00 ± 0.01	Q	1.71	1,26,36,L
1430-15	5.38 ^{+0.24} _{-0.23}	0.911 ^{+0.028} _{-0.027}	-0.72 ± 0.03	0.50 ± 0.01	G	1.573	NEW
1436+44	3.35 ^{+0.67} _{-0.56}	0.310 ^{+0.055} _{-0.047}	-1.34 ± 0.05	0.29 ± 0.04	Q	2.10	4
1437+62	0.54 ^{+0.01} _{-0.01}	3.023 ^{+0.004} _{-0.004}	-1.00 ± 0.02		Q	1.090	NEW
1440+30	0.69 ^{+0.01} _{-0.01}	0.617 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.98 ± 0.02	1.35 ± 0.02	R		NEW
1442+63	1.53 ^{+0.02} _{-0.02}	0.688 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.73 ± 0.04	0.42 ± 0.01	Q	1.380	NEW
1442+00	2.02 ^{+0.77} _{-0.56}	0.202 ^{+0.040} _{-0.033}	-0.69 ± 0.03		Q		NEW
1442+10	0.74 ^{+0.01} _{-0.01}	2.688 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.97 ± 0.01	0.51 ± 0.33	Q	3.535	2,3,5,8,11,18,L
1448-23	1.71 ^{+0.07} _{-0.07}	0.444 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.55 ± 0.04	0.45 ± 0.01	Q	2.220	NEW
1455+09	3.16 ^{+0.97} _{-0.48}	0.264 ^{+0.058} _{-0.047}	-1.01 ± 0.05		R		NEW
1503-09	0.68 ^{+0.01} _{-0.01}	1.536 ^{+0.008} _{-0.008}	-1.06 ± 0.10		G		L,5,33,35
1509+05	11.38 ^{+2.19} _{-2.19}	0.731 ^{+0.195} _{-0.195}	-0.33 ± 0.15	1.22 ± 0.06	G	0.084	1,12,26,35g,L
1518+04	1.77 ^{+0.01} _{-0.01}	4.151 ^{+0.004} _{-0.004}	-1.68 ± 0.01	1.15 ± 0.32	G	1.294	L,3,5,7,8,12,18,33
1519-27	8.85 ^{+0.19} _{-0.19}	2.004 ^{+0.022} _{-0.022}	-0.47 ± 0.03	0.36 ± 0.01	B	1.297	6,8,11,15,18,L
1526+67	5.52 ^{+0.53} _{-0.49}	0.410 ^{+0.087} _{-0.072}	-1.07 ± 0.03	1.03 ± 0.02	Q	3.02	1,26,L
1528+38	3.77 ^{+0.98} _{-0.78}	0.145 ^{+0.024} _{-0.021}	-0.31 ± 0.02		G	0.152	29
1532+68	1.24 ^{+0.02} _{-0.02}	0.554 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.78 ± 0.01	1.23 ± 0.16	R		4,29
1535+00	1.13 ^{+0.03} _{-0.03}	0.760 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.61 ± 0.01	0.60 ± 0.03	Q	3.497	NEW
1540-07	0.72 ^{+0.02} _{-0.02}	1.893 ^{+0.012} _{-0.012}	-0.68 ± 0.01		G	0.172	5,11,35n,L
1555-14	2.39 ^{+0.07} _{-0.07}	0.698 ^{+0.014} _{-0.014}	-0.76 ± 0.01	0.82 ± 0.03	G	0.097	NEW
1600+33	0.87 ^{+0.01} _{-0.01}	3.084 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.50 ± 0.01	0.15 ± 0.08	G	1.100	2,3,8,18,35g,L
1601-22	0.95 ^{+0.02} _{-0.02}	0.934 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.80 ± 0.03		G	0.141	8,15,18,35n
1602+19	2.74 ^{+0.70} _{-0.56}	0.277 ^{+0.064} _{-0.052}	-1.00 ± 0.05		R		NEW
1604+31	2.87 ^{+0.07} _{-0.07}	0.774 ^{+0.008} _{-0.008}	-0.74 ± 0.01	0.33 ± 0.03	R		8,16,18,23,35f,L
1607+26	0.83 ^{+0.01} _{-0.01}	5.339 ^{+0.006} _{-0.006}	-1.19 ± 0.01	1.03 ± 0.18	G	0.473	2,3,7,8,15,18,30,32,35c,L
1614+05	5.02 ^{+0.06} _{-0.06}	0.843 ^{+0.013} _{-0.013}	-0.54 ± 0.02	1.13 ± 0.02	Q	3.217	1,18,26,L
1615+02	4.05 ^{+0.10} _{-0.10}	0.758 ^{+0.015} _{-0.009}	-0.31 ± 0.01	0.51 ± 0.03	Q	1.341	NEW
1622+66	5.26 ^{+0.59} _{-0.53}	0.348 ^{+0.044} _{-0.039}	-0.40 ± 0.04	0.56 ± 0.02	G	0.203	1,26,27,28,35n,L
1627+47	1.18 ^{+0.03} _{-0.03}	0.283 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.76 ± 0.03		Q	1.629	4,29
1630+35	1.10 ^{+0.01} _{-0.01}	0.565 ^{+0.002} _{-0.002}	-0.67 ± 0.01		R		4,29
1656-07	3.65 ^{+0.26} _{-0.24}	1.207 ^{+0.024} _{-0.024}	-1.18 ± 0.08	0.21 ± 0.03	R		11,L
1658+03	4.54 ^{+0.80} _{-0.68}	0.246 ^{+0.053} _{-0.044}	-0.77 ± 0.11	0.72 ± 0.02	R		NEW
1717+08	5.76 ^{+0.27} _{-0.27}	0.614 ^{+0.026} _{-0.026}	-0.61 ± 0.03	0.60 ± 0.01	Q	1.185	36
1720+25	1.07 ^{+0.05} _{-0.05}	0.590 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.93 ± 0.04		Q	2.25	NEW
1732+09	2.18 ^{+0.02} _{-0.02}	1.191 ^{+0.008} _{-0.008}	-1.01 ± 0.01	1.03 ± 0.12	R		3,5,8,16,18,35n,L

IAU name	ν_0	S_0	α_1	α_2	Type	z	GPS References
1734+50	6.82 ^{+0.44} _{-0.42}	0.873 ^{+0.033} _{-0.032}	-0.51 ± 0.05	0.44 ± 0.02	G		L,1,26,35
1745+67	0.98 ^{+0.02} _{-0.02}	0.659 ^{+0.018} _{-0.018}	-0.79 ± 0.03	1.39 ± 0.90	R		4,29
1748-25	0.60 ^{+0.07} _{-0.06}	1.427 ^{+0.036} _{-0.035}	-0.72 ± 0.01		R		NEW
1755+57	1.79 ^{+0.02} _{-0.02}	0.761 ^{+0.004} _{-0.004}	-1.22 ± 0.04	0.83 ± 0.01	Q	2.110	4
1758+38	15.15 ^{+0.97} _{-0.73}	1.264 ^{+0.096} _{-0.089}	-0.41 ± 0.11	0.81 ± 0.01	Q	2.092	1,26
1800+17	1.25 ^{+0.07} _{-0.07}	0.474 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.69 ± 0.03		R		NEW
1815+61	0.85 ^{+0.01} _{-0.01}	0.884 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.71 ± 0.02	1.36 ± 0.08	Q	0.601	4,29
1816-02	1.51 ^{+0.04} _{-0.03}	1.739 ^{+0.013} _{-0.013}	-0.97 ± 0.03	0.42 ± 0.06	R		NEW
1820+39	0.93 ^{+0.24} _{-0.25}	0.624 ^{+0.053} _{-0.054}	-0.77 ± 0.03		R		4
1826+79	5.11 ^{+0.72} _{-0.63}	0.535 ^{+0.046} _{-0.042}	-0.51 ± 0.03	0.63 ± 0.02	Q	0.224	36
1821+10	1.53 ^{+0.04} _{-0.04}	0.970 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.55 ± 0.02	0.39 ± 0.03	Q	1.364	NEW
1822+03	0.88 ^{+0.04} _{-0.04}	0.589 ^{+0.006} _{-0.006}	-0.77 ± 0.01		R		NEW
1823+01	2.39 ^{+0.13} _{-0.13}	0.987 ^{+0.051} _{-0.051}	-0.87 ± 0.03	1.26 ± 0.48	Q	1.771	NEW
1843+35	2.50 ^{+0.05} _{-0.05}	0.971 ^{+0.012} _{-0.012}	-1.20 ± 0.04	0.23 ± 0.05	G	0.764	8,16,18,35c,L
1848+28	10.21 ^{+0.10} _{-0.10}	1.434 ^{+0.021} _{-0.021}	-0.66 ± 0.02	1.26 ± 0.01	Q	2.56	1,7,8,18,26,36,L
1908+23	0.63 ^{+0.02} _{-0.02}	1.302 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.89 ± 0.03		R		NEW
1909+26	1.92 ^{+0.05} _{-0.05}	0.756 ^{+0.006} _{-0.006}	-0.63 ± 0.01	0.45 ± 0.04	R		NEW
1926+23	4.32 ^{+0.38} _{-0.35}	0.348 ^{+0.039} _{-0.035}	-0.67 ± 0.03	0.75 ± 0.06	R		36
1939+81	3.41 ^{+0.48} _{-0.48}	0.373 ^{+0.037} _{-0.037}	-0.53 ± 0.04	0.43 ± 0.04	R		NEW
1943+54	1.06 ^{+0.01} _{-0.01}	1.787 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.73 ± 0.01	0.35 ± 0.05	G	0.263	NEW
1946+70	2.04 ^{+0.03} _{-0.03}	1.002 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.50 ± 0.02	0.96 ± 0.01	G	0.101	4,20,27,28
1947+07	2.43 ^{+0.03} _{-0.03}	1.222 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.79 ± 0.01	0.33 ± 0.03	R		30
2000+47	4.44 ^{+0.34} _{-0.32}	0.733 ^{+0.032} _{-0.031}	-0.27 ± 0.12	1.00 ± 0.01	R		4,36
2000-33	4.93 ^{+0.26} _{-0.24}	1.089 ^{+0.033} _{-0.033}	-0.79 ± 0.06	0.96 ± 0.04	Q	3.783	8,11,18,25,L
2003+66	0.52 ^{+0.01} _{-0.01}	1.224 ^{+0.004} _{-0.004}	-0.72 ± 0.01		Q	0.456	29
2005+40	4.06 ^{+0.03} _{-0.03}	2.957 ^{+0.008} _{-0.008}	-0.38 ± 0.01	0.27 ± 0.01	Q	1.736	36
2008-06	1.22 ^{+0.01} _{-0.01}	2.615 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.97 ± 0.01	0.70 ± 0.08	G	0.547	2,3,5,8,16,18,35g,L
2015-11	4.72 ^{+0.63} _{-0.56}	0.373 ^{+0.083} _{-0.083}	-0.77 ± 0.04	1.30 ± 0.08	R		36
2019+05	4.04 ^{+0.18} _{-0.17}	0.525 ^{+0.020} _{-0.019}	-0.85 ± 0.04	0.84 ± 0.05	R		1,26,35g,L
2021+61	5.91 ^{+0.08} _{-0.08}	2.875 ^{+0.015} _{-0.015}	-0.50 ± 0.02	0.61 ± 0.01	G	0.227	3,18,31g,35c,36
2022+17	7.02 ^{+0.39} _{-0.37}	0.586 ^{+0.025} _{-0.024}	-0.43 ± 0.04	0.56 ± 0.01	Q	1.05	1,26,31c,L
2039+03	2.82 ^{+0.75} _{-0.75}	0.246 ^{+0.090} _{-0.090}	-1.21 ± 0.05	0.50 ± 0.28	R		NEW
2050+36	1.40 ^{+0.59} _{-0.59}	5.145 ^{+0.066} _{-0.066}	-1.13 ± 0.01	0.47 ± 0.04	R		3,8,18,23,35g,L
2107-10	2.20 ^{+0.05} _{-0.05}	1.257 ^{+0.010} _{-0.010}	-0.58 ± 0.01	1.40 ± 0.03	R		NEW
2112-14	7.27 ^{+3.78} _{-3.78}	0.507 ^{+0.010} _{-0.010}	-0.54 ± 0.16	0.16 ± 0.28	Q	1.70	NEW
2114+02	3.30 ^{+0.52} _{-0.45}	0.282 ^{+0.085} _{-0.085}	-1.34 ± 0.06	0.58 ± 0.07	Q		NEW
2124+64	0.72 ^{+0.01} _{-0.01}	2.316 ^{+0.066} _{-0.066}	-0.90 ± 0.10	0.47 ± 0.12	R		NEW
2126-15	7.12 ^{+0.10} _{-0.10}	1.388 ^{+0.017} _{-0.017}	-0.61 ± 0.02	0.73 ± 0.01	Q	3.28	2,3,6,7,8,11,13,18,34,36,L
2126-18	1.04 ^{+0.02} _{-0.02}	1.432 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.90 ± 0.02	0.33 ± 0.06	Q	0.680	19
2128+04	0.59 ^{+0.01} _{-0.01}	4.694 ^{+0.007} _{-0.007}	-0.85 ± 0.01	1.07 ± 0.53	G	0.990	2,3,8,13,15,18,35g,L
2128-12	10.90 ^{+0.23} _{-0.23}	3.700 ^{+0.040} _{-0.040}	-0.59 ± 0.05	0.35 ± 0.01	G	0.501	6
2134+00	6.19 ^{+0.01} _{-0.01}	9.913 ^{+0.024} _{-0.024}	-0.59 ± 0.02	1.29 ± 0.01	Q	1.932	1,2,3,6,9,11,13,30,31g,32,36
2136+14	8.13 ^{+0.10} _{-0.10}	2.155 ^{+0.016} _{-0.016}	-0.52 ± 0.02	0.42 ± 0.01	Q	2.427	30,31f
2145+08	1.18 ^{+0.09} _{-0.09}	0.517 ^{+0.016} _{-0.016}	-0.88 ± 0.05		Q	2.61	NEW
2145+07	0.72 ^{+0.04} _{-0.04}	0.469 ^{+0.005} _{-0.005}	-0.60 ± 0.01		R		NEW
2149+06	3.61 ^{+0.08} _{-0.08}	1.089 ^{+0.011} _{-0.011}	-0.49 ± 0.02	0.53 ± 0.02	Q	1.364	NEW
2149+05	3.45 ^{+0.05} _{-0.05}	0.886 ^{+0.009} _{-0.009}	-0.60 ± 0.01	0.56 ± 0.02	Q	0.740	3,5,8,15,18,25,35g,36,L
2201+09	4.58 ^{+0.24} _{-0.23}	0.311 ^{+0.026} _{-0.024}	-1.00 ± 0.05	0.95 ± 0.01	R		1,26,35g
2207+08	3.42 ^{+0.56} _{-0.48}	0.240 ^{+0.051} _{-0.042}	-0.89 ± 0.04	1.44 ± 0.36	R		NEW
2304-23	5.22 ^{+0.31} _{-0.29}	0.709 ^{+0.037} _{-0.035}	-0.73 ± 0.10	0.66 ± 0.01	R		36
2310+38	1.92 ^{+0.03} _{-0.03}	0.668 ^{+0.003} _{-0.003}	-0.62 ± 0.02	0.53 ± 0.01	Q	2.181	4
2314-34	3.91 ^{+0.24} _{-0.24}	0.723 ^{+0.055} _{-0.051}	-1.28 ± 0.05	1.06 ± 0.03	Q	3.100	NEW
2325-15	10.66 ^{+2.28} _{-1.88}	0.825 ^{+0.015} _{-0.015}	-0.58 ± 0.04	0.22 ± 0.01	Q	2.465	NEW
2328+31	1.12 ^{+0.01} _{-0.01}	1.179 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.81 ± 0.01	0.66 ± 0.02	R		NEW
2337+26	2.58 ^{+0.03} _{-0.03}	1.140 ^{+0.006} _{-0.006}	-0.86 ± 0.01	0.61 ± 0.06	Q		L,3,8,15,18,35
2344-19	2.07 ^{+0.10} _{-0.09}	0.684 ^{+0.012} _{-0.012}	-0.63 ± 0.02	0.44 ± 0.03	R		NEW
2347+07	1.66 ^{+0.29} _{-0.25}	0.385 ^{+0.020} _{-0.019}	-0.72 ± 0.03		Q	1.70	NEW
2351+55	4.42 ^{+1.83} _{-1.29}	0.332 ^{+0.090} _{-0.073}	-0.48 ± 0.06	0.44 ± 0.09	Q	1.927	4
2351-00	3.18 ^{+0.11} _{-0.10}	0.435 ^{+0.009} _{-0.009}	-0.51 ± 0.01	0.56 ± 0.02	Q	0.462	7
2352+49	0.71 ^{+0.01} _{-0.01}	2.463 ^{+0.001} _{-0.001}	-0.61 ± 0.01	0.43 ± 0.09	G	0.238	2,3,8,35g
2356+38	6.03 ^{+3.65} _{-2.27}	0.668 ^{+1.162} _{-0.42}	-0.64 ± 0.12	1.27 ± 0.22	Q	2.704	29
2357-31	7.99 ^{+0.69} _{-0.64}	1.164 ^{+0.113} _{-0.103}	-0.66 ± 0.19	0.84 ± 0.03	Q	0.991	NEW

GPS References:

- 1 Dallacasa et al. (2000), 2 O’Dea (1998), 3 Stanghellini et al. (1998), 4 Marecki et al. (1999),
5 Snellen et al. (2002), 6 Tornikoski et al. (2001), 7 Dallacasa et al. (1998), 8 de Vries et al. (1997),
9 Kovalev (2005), 10 Rossetti et al. (2003), 11 Edwards & Tingay (2004), 12 Xiang et al. (2006),

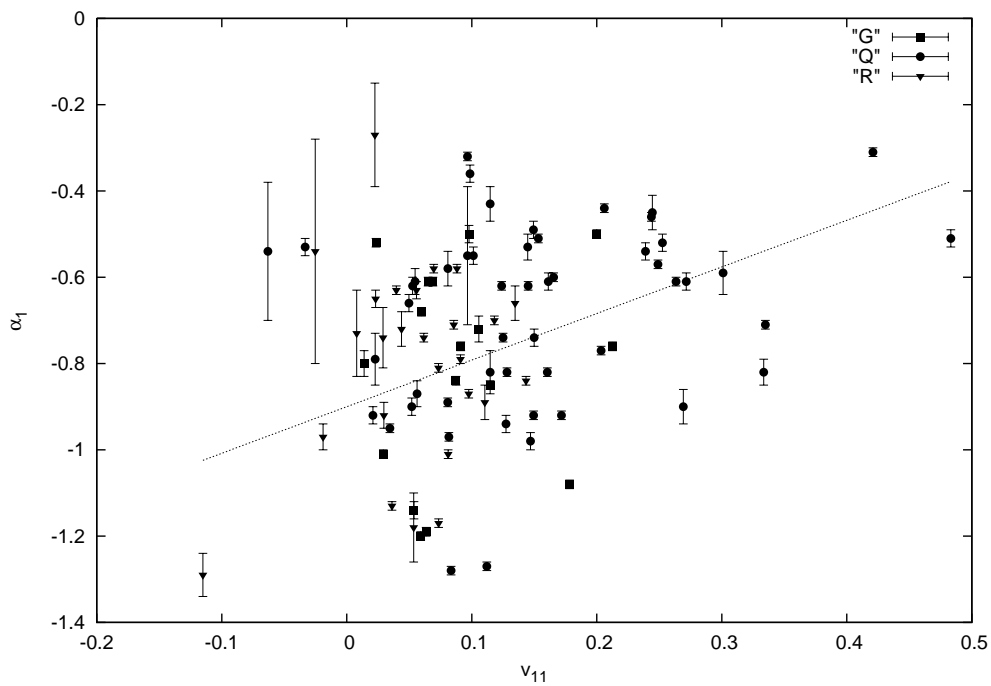


Рис. 5.7: Отношение между индексом переменности на 11 ГГц ν_{11} и высокочастотным спектральным индексом α_1 для галактик (G), квазаров (Q) и не идентифицированных источников (R). линия получена применением метода минимальных квадратов данным: $\alpha_1 \simeq 1.08(\pm 0.02) \nu_{11} - 0.90(\pm 0.002)$.

13 Stanghellini et al. (2001), 14 Snellen et al. (1995), 15 Gopal-Krishna et al. (1983), 16 Spoelstra et al. (1985), 17 Gopal-Krishna & Spoelstra (1993), 18 O’Dea et al. (1991), 19 Cersosimo et al. (1994), 20 Snellen et al. (1999), 21 O’Dea et al. (1990), 22 Stanghellini et al. (1990), 23 Becker et al. (1991), 24 Kuehr et al. (1981), 25 Wright & Otrupcek (1990), 26 Tinti et al. (2005), 27 Snellen et al. (1998b), 28 Snellen et al. (1998a), 29 Panajian (1998), 30 Kraus et al. (1968) 31 Torniainen et al. (2005) (31f - flat, 31g - genuine GPS source, 31c - convex spectra), 32 Lister et al. (2002), 33 de Vries et al. (2007), 34 Jauncey et al. (2003), 35 Torniainen et al. (2007) (35g - genuine GPS source, 35c - convex spectra, variable, 35f - flat, 35fs - flat at lower and steep at higher frequencies, 35n - possible GPS source but not enough data), 36 Vollmer et al. (2008a), 37 Bai & Lee (2005), L Labiano et al. (2007).

5.2 Свойства GPS источников из выборки РАТАН-600, полученные из 2.3 и 8.6 ГГц РСДБ обзоров

5.2.1 Морфологическая классификация

Мы используем общедоступные⁵ 2.3 и 8.6 ГГц РСДБ данные из VLBA Calibrator Survey (VCS; Beasley et al. 2002; Fomalont et al. 2003; Kovalev et al. 2007; Petrov et al. 2005, 2006, 2008) и программы Research and Development – VLBA (RDV; Petrov et al. (2009); Pushkarev & Kovalev (2008)) для выяснения структуры на парсековых масштабах 226 GPS источников из выборки РАТАН-600 (Sokolovsky et al. 2009; Раздел 5.1). Натурально взвешенные CLEAN РСДБ изображения на обеих частотах позволили разделить источники на три группы 1) “ядро-джет/голое ядро”, 2) возможные Компактные Симметричные Объекты (CSO) и 3) источники со сложной морфологией на парсековых масштабах. Всего 18 объектов из выборки классифицированы как “сложные”. Равное количество таких сложных структур парсекового масштаба среди галактик, квазаров и “пустых полей” - по 6 в каждом классе. Для 13 объектов из нашей выборки мы не нашли РСДБ наблюдений в литературе.

Отсутствует заметная разница в распределениях спектрального индекса (как выше так ниже пика) между GPS источниками различного морфологического типа. Распределения наблюдаемых пиковых частот объектов с морфологией “ядро-джет/голое ядро” и CSO-источников существенно различны (Рис. 5.9). Тест Колмогорова-Смирнова даёт вероятность $\sim 2 \times 10^{-5}$, что эти две выборки взяты из единого родительского распределения. Источники типа “ядро-джет/голое ядро” в среднем характеризуются более высокой пиковой частотой (медианное значение = 3.5 ГГц), чем объекты CSO-типа (медианное значение = 1.9 ГГц). Это ожидаемый результат, так как объекты типа “ядро-джет/голое ядро” должны быть компактнее чем CSO.

Нет статистически значимой разницы между наблюдаемой спектральной плотностью потока от объектов с различной морфологией. Это не поддерживает вывод Xiang et al. (2005), что CSO объекты чаще обнаруживаются среди ярких источников, чем среди слабых. Вероятно, это результат метода селекции для поиска CSO объектов. Вообще стратегия поиска CSO среди GPS источников выглядит многообещающе.

⁵<http://astrogeo.org/images/>

Против ожиданий, 5 из 32 CSO кандидатов, для которых у нас была информация о переменности плотности потока на 11 ГГц из мониторинга с ПАТАН-600, оказались существенно переменными. Это B0711+35, B0738+31, B0839+18, B1404+28 и B2351-00. Классификация в качестве CSO кандидатов трёх из них (B0711+35, B0738+31 и B2351-00) основана только на изображении X диапазона, так как в S диапазоне эти источники не разрешились. Не исключено, что эти три объекта не CSO, а источники типа “ядро-джет” с одной яркой компонентой джета. Это могут подтвердить будущие специальные РСДБ наблюдения, которые позволят построить спектры отдельных компонент или обнаружить сверхсветовые движения (что не ожидается для истинных CSO).

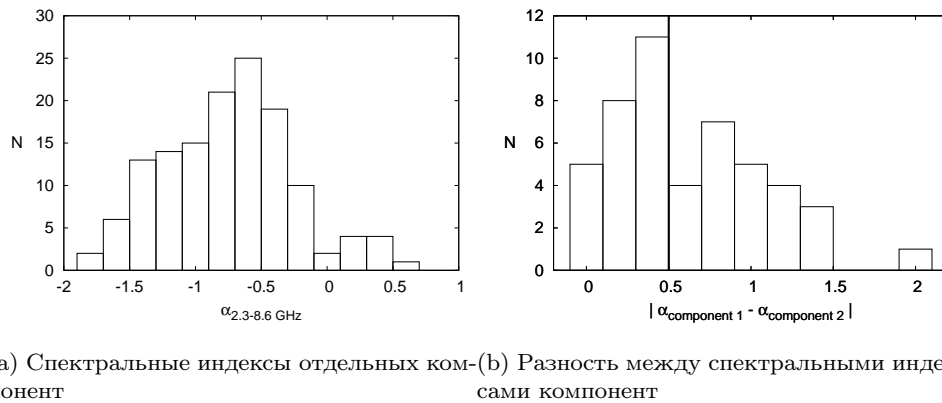


Рис. 5.8: Распределения на 2.3–8.6 ГГц спектральных индексов РСДБ компонент CSO кандидатов

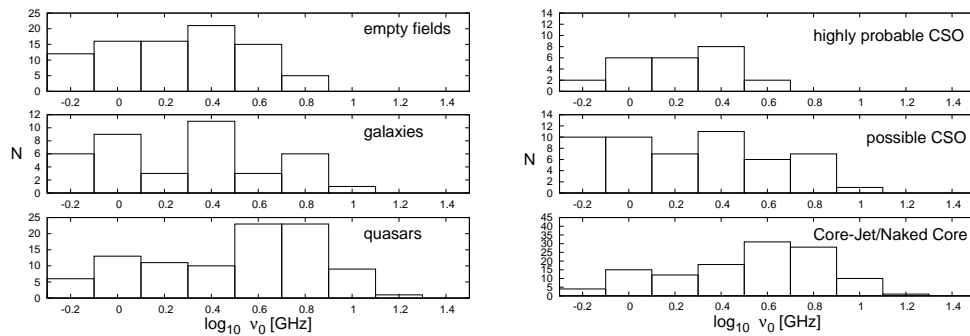


Рис. 5.9: Наблюдаемое распределение частот пика для GPS источников с различной морфологией на РСДБ-масштабах.

Чтобы более точно различить истинные CSO и источники типа “ядро-джет” с двумя доминирующими компонентами (ядро и элемент джета), мы промоделировали измеренные видности всех кандидатов в CSO, используя пакет Difmap (Shepherd 1997) двумя круглыми Гауссовыми компонентами.

Были отобраны источники, у которых есть всего по две компоненты видимые как на 2.3, так и 8.6 ГГц изображениях и вычислили спектральные индексы (между 2.3 и 8.6 ГГц) для каждой компоненты (Рис. 5.8а). Распре-

деление разности между спектральными индексами двух компонент этих источников представлена на Рис. 5.8b. Так как можно ожидать, что спектральные индексы двух ярких компонент CSO будут близки, мы выбрали 24 источника с разностью спектральных индексов между двумя компонентами менее чем 0.5 в качестве “наиболее вероятных CSO кандидатов”. Пример впервые идентифицированной GPS галактики, ассоциированной с CSO представлен на Рис. ??.

Информация об оптической идентификации для источников была получена из Véron-Cetty & Véron (2006) и из NASA/IPAC Extragalactic Database⁶. Мы обнаружили с несколькими исключениями, что CSO ассоциированы с GPS галактиками, а источники типа “ядро-джет” ассоциированы с квазарами. Это хорошо согласуется результатами опубликованными в литературе (например, Stanghellini et al. 2001). Распределение наблюдаемых пиковых частот для GPS источников с различными оптическими идентификациями и различной морфологией на парсековом масштабе представлено на Рис. 5.9.

5.2.2 Компактность на РСДБ-масштабах

Степень, с которой радио источник был разрешён во время данного РСДБ эксперимента, можно количественно охарактеризовать “индексом компактности”, который является отношением коррелированной плотности потока на наибольших интерферометрических базах к полной коррелированной плотности потока Kovalev et al. (2005). Компактность неразрешённого источника равна единице. Если источник не имеет неразрешённых структур, индекс компактности будет равен нулю.

Рисунок 5.10 показывает распределение индекса компактности для GPS выборки РАТАН-600 (Рис. 5.10a) и для полной выборки источников с плоским спектром ($\alpha > -0.5$, Рис. 5.10b) на базе данных VCS. Эти распределения сильно различаются. GPS источники, в среднем, более протяжённые на миллисекундном масштабе, чем большинство компактных внегалактических радиоисточников. Это указывает, что GPS источники (как галактики так и квазары) образуют отдельный класс внегалактических радиоисточников, которые действительно отличаются по своим физическим свойствами (линейный размер) от других компактных радиоисточников.

5.2.3 Магнитное поле доминирующей компоненты радиоисточника

Комбинируя спектр, полученный с одиночного радиотелескопа, с РСДБ измерениями его угловых размеров мы можем оценить магнитное поле в нём, используя простую синхротронную модель (например, Marscher 1983; Slish 1963, смотри Раздел 1.3 для подробного обсуждения). Данные VLBA calibrator survey доступны для 190 источников из выборки GPS объектов РАТАН-600.

Чтобы измерить угловой размер доминирующей компоненты этих источников, мы можем смоделировать измеренные видности в X диапазоне одной

⁶<http://ned.ipac.caltech.edu/>

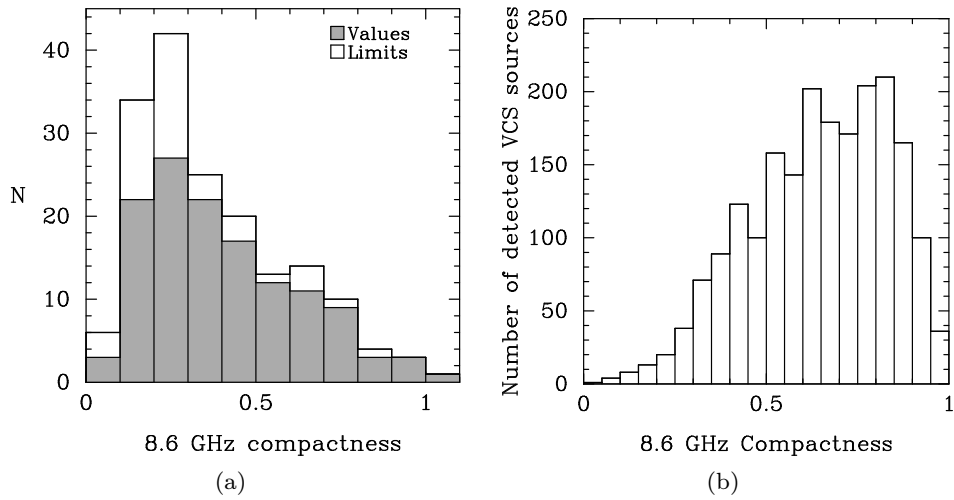


Рис. 5.10: “Индекс компактности” GPS источников из выборки PATAH-600 (a) и полной выборки источников с плоским спектром (b).

либо двумя компонентами в форме круглых гауссиан, используя программу Difmap (Shepherd et al. 1994). Была выбрана модель гауссианы круглой, а не эллиптической формы, чтобы минимизировать количество свободных параметров модели. Тем не менее, мы произвели для нескольких случаев моделирование эллиптической гауссианой и убедились в отсутствии систематического изменения результатов. Полученный размер каждой компоненты был умножен на 1.8, следуя Marscher (1983), чтобы учесть разницу между FWHM гауссианы и диаметром сферической компоненты с тем же полным потоком.

В анализе мы использовали только наиболее яркую компоненту (если источник был промоделирован двумя компонентами), которая считалась разрешённой, согласно критерию, предложенному Kovalev et al. (2005); Lobanov (2005).

В оптически толстом режиме измеренный размер источника является функцией частоты. Чтобы обеспечить измерение источника в оптически тонкой части спектра, мы анализировали источники с пиковой частотой ниже 4 ГГц. Поскольку информация о Допплер-факторе отсутствовала, был принят $\delta = 1$.

Распределение оценки магнитного поля в рамках описанной модели представлено на Рис. 5.11. Для источников с неизвестным красным смещением 5.11 (светлые полосы на графике) мы выбрали $z = 1$. Распределения полученных магнитных полей для объектов типа “ядро-джет” и CSO заметно различаются, но это только отражает разницу в распределении наблюдаемых пиковых частот в компонентах этих двух подгрупп (сравним Рис. 5.11 с Рис. 5.9). По нашим оценкам характерное значение индукции магнитного поля в компонентах парсекового масштаба в GPS источниках составляет $B \sim 10$ мГ.

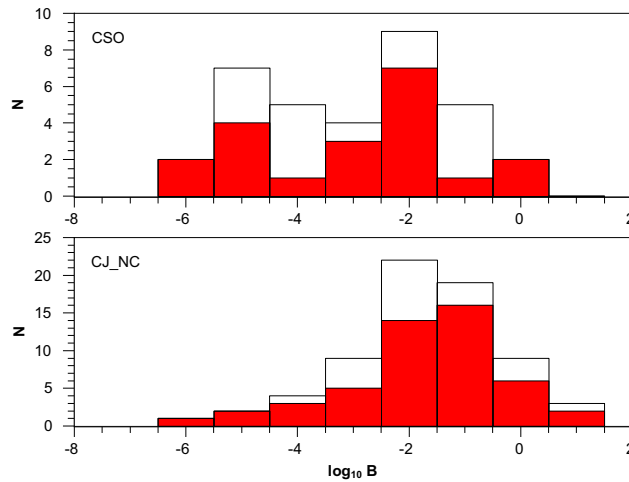


Рис. 5.11: Распределение $\log_{10} B$ (Г) для источников с различной морфологией. Тёмные полосы представляют источники с известным красным смещением. Светлые полосы - источники с неизвестным красным смещением.

5.2.4 Итоги

Мы исследовали выборку из 226 GPS источников, выбранных из одновременных многочастотных наблюдений в диапазоне 1–22 ГГц, полученных с помощью РАТАН-600. Мы использовали общедоступные данные, чтобы исследовать структуру, выбранных объектов на парсековом масштабе. Среди них обнаружен 121 объект, с доминированием ядра, 76 кандидатов в Компактные Симметричные Объекты (CSO), (из них 24 наиболее вероятных), 16 источников имеют сложную морфологию на парсековом масштабе. Большая часть GPS галактик имеет CSO-морфологию и относительно невысокую пиковую частоту (~ 1.8 ГГц). Большая часть GPS квазаров характеризуется морфологией “ядро-джет” и более высокой пиковой частотой (~ 3.6 ГГц). Это находится в хорошем согласии с ранее полученными результатами. Тем не менее найдено некоторое число объектов, для которых общая закономерность CSO – галактики, ядро-джет – квазар не выполняется. Эти источники требуют детального исследования.

Принимая простую модель однородного синхротронного облака, мы оцениваем характерное значение магнитного поля в компонентах парсекового масштаба GPS источников $B \sim 10$ мГ.

5.3 РСДБ выборка кандидатов в Компактные Симметричные Объекты и зависимость положения горячих пятен от частоты

5.3.1 Введение

Компактные Симметричные Объекты (CSO) являются небольшими (< 1 килопарсека), мощными внегалактическими радиоисточниками, излучающие области которых расположены по обе стороны от центральной машины (Readhead et al. 1996b; Wilkinson et al. 1994). Предполагается что, по кон-

трасту с большинством компактных внегалактических радиоисточников, эти объекты не испытывают значительного релятивистского усиления, благодаря ориентации, близкой к картинной плоскости⁷

Ядро парсекового масштаба, указывающее на положение центральной машины часто неярко или совсем не обнаруживается. Кинематические исследования CSO не выявляют сверхсветовых движений и оценивают возраст объектов от сотен до тысяч лет (Owsianik & Conway 1998; Polatidis 2009). CSO могут быть предшественниками гигантских радиогалактик типа Фанарофф-Рилэй II (Fanti et al. 1995; Perucho & Martí 2002; Readhead et al. 1996a). Для обоснованных выводов о свойствах CSO объектов как класса, важно составить репрезентативную выборку таких объектов.

Интересным побочным эффектом рассмотрения большой выборки кандидатов в CSO может стать обнаружение двойных сверхмассивных чёрных дыр (Rodriguez et al. 2006; Tremblay et al. 2009) которые могут мимикрировать под CSO. Также было высказано мнение, что истинные CSO возможно содержат двойные сверхмассивные чёрные дыры (Willett et al. 2010).

К тому же, CSO могут быть полезны в качестве калибраторов для радио наблюдений в континууме, учитывая их постоянную плотность потока и низкую поляризацию (Taylor & Peck 2003).

В настоящее время выборка CSO-объектов COINS является наиболее полной и однородной Peck & Taylor (2000). Начальный список кандидатов для этой выборки был составлен по данным Pearson & Readhead (1988), РСДБ обзоров Caltech–Jodrell Bank (Taylor et al. 1994) и первого VLBA Calibrator Survey Beasley et al. (2002). Чтобы отделить истинные CSO от засоряющих список объектов типа “ядро-джет”, были проведены специальные многочастотные поляриметрические РСДБ наблюдения кандидатов. В дальнейшем выборка была распространена на северные и южные полярные области VLBA Calibrator Survey Taylor & Peck (2003). Работа над составлением другой выборки CSO ведётся в настоящее время на базе VLBA Imaging and Polarization Survey Tremblay et al. (2009).

В этом разделе мы представляем список CSO кандидатов, составленный с использованием общедоступных РСДБ данных⁸ 2 ГГц (*S* диапазон) и 8 ГГц (*X* диапазон), собранных в обзорах VLBA Calibrator Survey (VCS) 1 – 6 (Beasley et al. 2002; Fomalont et al. 2003; Kovalev et al. 2007; Petrov et al. 2005, 2006, 2008) и программе Research and Development – VLBA (RDV; например, Fey & Charlot 1997; Fey et al. 1996; Petrov et al. 2009; Pushkarev & Kovalev 2008).

Мы рассматриваем основные свойства скомпилированной выборки кандидатов, включая обнаруженное неожиданное систематическое различие в положении компонент CSO, измеренных на более низких и более высоких частотах, и попытку воссоздать этот эффект детальным численным моделированием.

⁷Интересно обсудить как выглядят CSO, расположенные вдоль луча зрения. В излучение от такого CSO, видимо, будет доминировать релятивистски усиленный джет, который будет засвечивать яркие пятна и мини-уши. Вероятно, такой объект будет неотличим от обычного блазара.

⁸<http://astrogeo.org/images/>

5.3.2 Выборка кандидатов в CSO на базе РСДБ данных и основные характеристики объектов

Из 4170 радиоисточников, которые наблюдались во время VCS и RDV РСДБ экспериментов, мы отобрали 75 кандидатов в CSO, которые удовлетворяют следующим критериям:

1. Изображения в S и X диапазонах демонстрируют две доминирующие компоненты сравнимой яркости, предположительно являющиеся горячими пятнами двухстороннего джета.
2. Большая часть наблюдаемого излучения локализована между двумя ярчайшими компонентами – его источниками могут являться ядро, мини-уши либо сам джет.

Второй критерий введён, чтобы отличить CSO от источников с ярким ядром и односторонним джетом, сопоставимым по яркости с ядром (смотри изображения 1458+718 на Рис. 4.1 в качестве примера такой структуры).

Список отобранных источников представлен в Таблице 5.2. Мы следовали cite1999ASPC..180..301F при оценке модельных ошибок параметров компонент.

Двухчастотные на 2 и 8 ГГц натурально взвешенные CLEAN изображения первых трёх источников в выборке представлены на Рис. 5.12⁹. Уровень самого нижнего контура выбран равным четырёхкратному среднеквадратичному уровню шума изображения. Последующие контуры соответствуют увеличению уровня в 2 раза. Диаграмма интерферометра представлена в нижнем левом углу изображений. Голубые и оранжевые кружки обозначают Гауссианы, моделирующие 1 и 2 компоненты из Таблицы 5.2 соответственно.

Информация о широкополосном радиоспектре источников была получена в ходе многочастотного (1–22 ГГц) обзора на ПАТАН-600 (Kovalev et al. 2002, 1999a) и данных из литературы, собранных с помощью базы данных CATS (Verkhodanov et al. 2005).

Среди отобранных кандидатов в CSO мы идентифицировали 34 источника с пиком на гигагерцах (GHz–Peaked Spectrum, GPS), 16 объектов с крутым радиоспектром (Compact Steep–Spectrum, CSS) и 25 с плоским радиоспектром. Обсуждение наблюдений GPS источников на ПАТАН-600 можно найти в работах Sokolovsky et al. (2009), и Sokolovsky & Kovalev (2008). Мы рассматриваем источники с пиковыми и крутыми спектрами как наиболее вероятные кандидаты в CSO.

Среди 75 отобранных кандидатов, 13 входят в выборку CSO объектов COINS (Peck & Taylor 2000) и ещё три источника отмечены как отброшенные кандидаты в выборку COINS на основании их спектров на парсековом масштабе и поляризационных свойств. Два из них (0357+057, 1734+063) обладают плоским спектром при наблюдении на одном телескопе, в то время как третий источник (0839+187) демонстрирует спектральный пик на частоте ~ 1.2 ГГц. Последний источник является важным примером GPS квазара с морфологией типа “ядро-джет”, которые могут загрязнить выборки CSO кандидатов, включая представленную в данной работе. Оптическая

⁹Полная версия Рис. 5.12 находится в электронном доступе на http://scan.sai.msu.ru/~kirx/data/images_of_cso_candidates_v01/

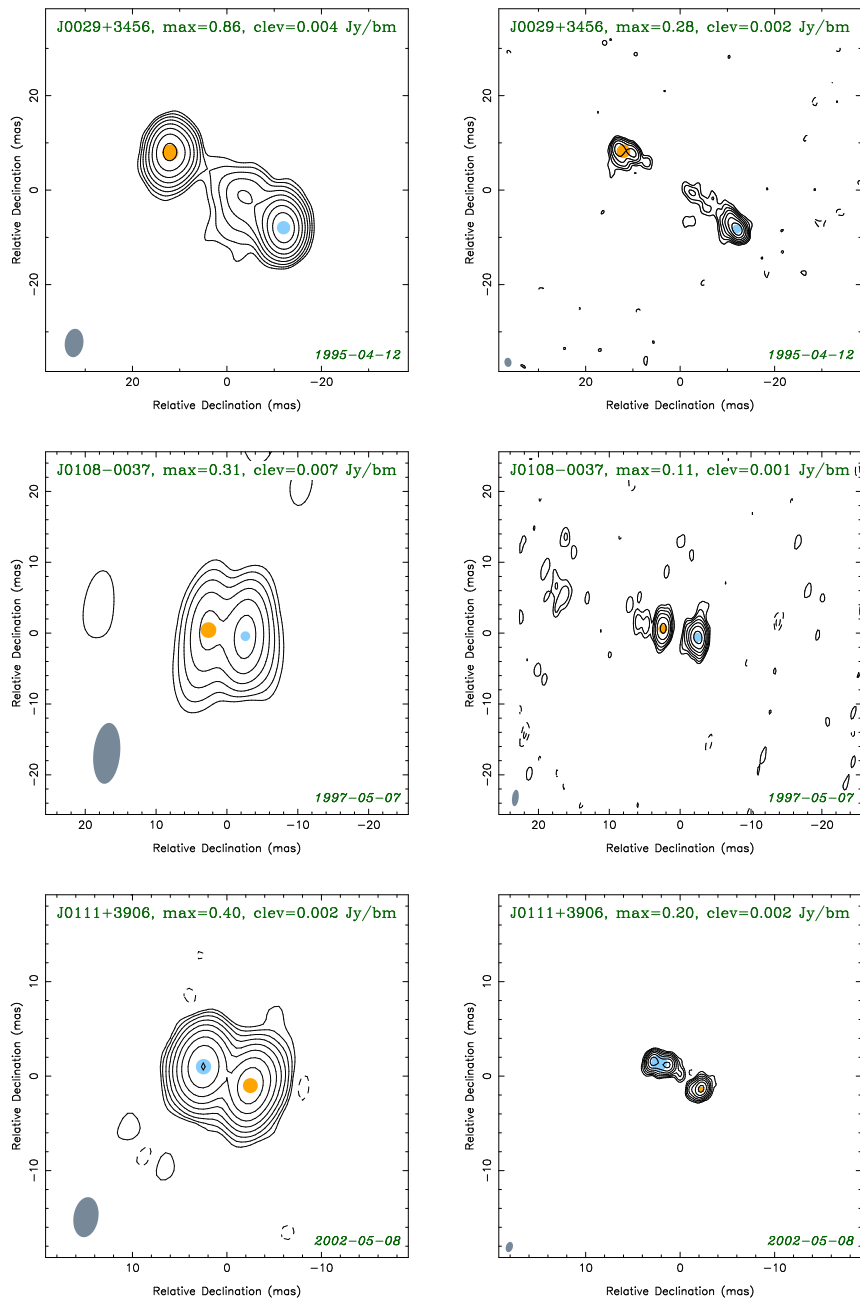


Рис. 5.12: Естественно взвешенные CLEAN изображения полученные одновременно на частотах 2 и 8 ГГц. Уровень самого нижнего контура ‘clev’ выбран в четыре раза выше среднеквадратичного уровня шума, яркость в пике обозначена ‘max’ (Ян/диаграмму). Уровни контуров возрастают с коэффициентом 2. Пунктирный контур соответствует отрицательному потоку. Диаграмма показана в нижнем левом углу изображений. Эпоха наблюдений показана в правом нижнем углу. Голубые и оранжевые кружки изображают гауссианы, моделирующие 1 и 2 компоненты.

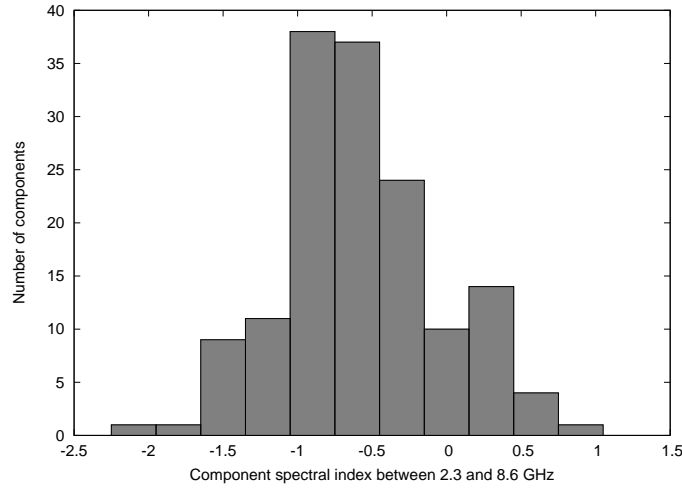


Рис. 5.13: Распределение 2 – 8 ГГц спектрального индекса, α ($F_\nu \propto \nu^\alpha$), для ярких CSO компонент.

идентификация и красные смещения 33 из отобранных нами CSO кандидатов доступны в каталоге Véron-Cetty & Véron (2006): 24 из них квазары, 7 являются активными (Сейфертовскими) галактиками и 2 лацертидами. Квазары ярче в оптическом диапазоне и, следовательно, вероятность их детектирования выше, чем для радиогалактик (подобный эффект для GPS источников отмечен Sokolovsky et al. 2009). Тем не менее, мы полагаем, что по крайней мере половина CSO кандидатов, представленных в этой работе, ассоциированы с квазарами.

5.3.3 Свойства доминирующих на парсековых масштабах компонент

Как описано выше, мы отобрали источники, обладающие только двумя доминирующими компонентами одновременно на 2 и 8 ГГц. Мы ассоциируем эти компоненты с горячими пятнами на противоположных концах двухстороннего джета. Чтобы количественно оценить положение, плотность потока и размер горячих пятен, каждый источник был промоделирован в области видности двумя круглыми гауссовыми компонентами с использованием программы Difmap (Shepherd et al. 1994).

Распределение двухточечного одновременного 2 – 8 ГГц спектрального индекса компонент представлено на Рис. 5.13. Оно показывает значения в диапазоне от -2.0 до $+0.95$ с медианой -0.66 . Очевидно, что большинство наблюдаемых компонент отобранных CSO кандидатов обладают спектральными индексами нетипичными для ядер с плоским спектром.

Схожесть широкополосных спектров компонент парсекового масштаба рассматривается как важный признак истинного CSO. Для установления этой схожести необходимы многочастотные РСДБ наблюдения ещё не подтверждённых CSO из представленной выборки, подобные исследованиям Peck & Taylor (2000). Сравнение двухточечных одновременных 2–8 ГГц спектральных индексов, полученных в наших моделях не достаточно. Всё же, оно может дать намёк на то, что объект вероятно может оказаться

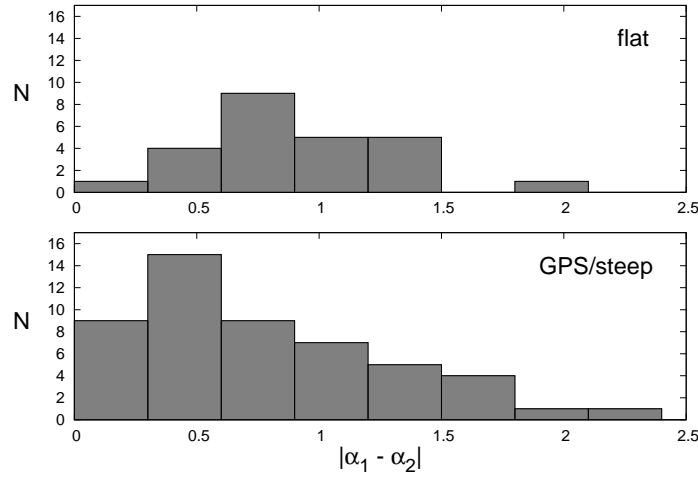


Рис. 5.14: Модуль разности между 2 – 8 ГГц спектральными индексами компонент 1 и 2 для объектов различных спектральных типов (см. Таблица 5.2).

истинным CSO, так как большая часть источников относящихся к истинным CSO (на пример, из выборки COINS) имеют схожие спектральные индексы на 2–8 ГГц α_1 и α_2 , для 2 самых ярких компонент парсековых масштабов (Таблица 5.2). В то же время, типичный источник типа “ядро-джет” демонстрирует значительно большую разницу спектральных индексов (модуль разности порядка 0.7 и более), что вызвано плоским радиоспектром ядра в котором действует синхротронное самопоглощение и степенным спектром оптически тонкого синхротронного излучения элементов джета. Рисунок 5.14 представляет распределение модуля разности $|\alpha_1 - \alpha_2|$ показателей степени для источников из нашей выборки, разделённых на базе их типов радиоспектров при наблюдении на одиночном радиотелескопе — GPS/источники с крутым спектром с одной стороны и источники с плоским — спектром с другой.

Таким образом, наше утверждение подтверждается. Медианные значения разностей составляют 0.73 и 0.48 для плоских и GPS/крутых спектральных подвыборок соответственно. Тест Колмогорова-Смирнова подтверждает, что распределения различны с уровнем достоверности 96%. Большинство источников типа “ядро-джет”, не истинных CSO, были обнаружены в подвыборке с плоским спектром из выборки CSO кандидатов.

Типичное значение яркостной температуры компонент на 8 ГГц по нашей оценке составляет $T_b \sim 10^9$ К в системе отсчёта наблюдателя (смотри Табл. 5.2 и Рис. 5.15), что систематически ниже значений измеренных в парсековых ядрах типичных ярких внегалактических источников с морфологией типа “ядро-джет” в которых действует сильное доплеровское усиление (см. например, Kovalev et al. 2005; Pushkarev & Kovalev 2010).

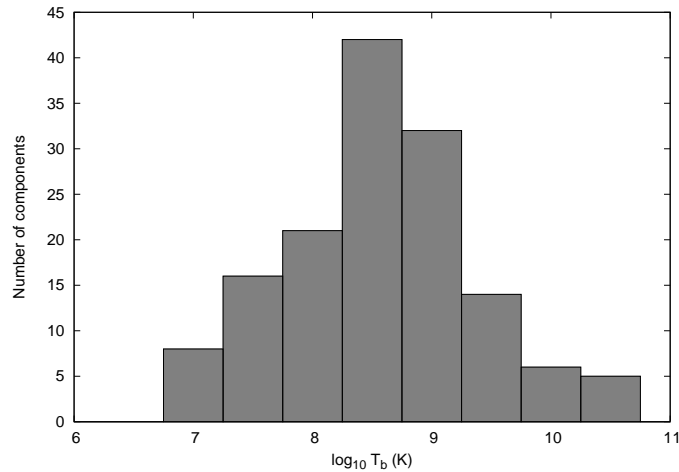


Рис. 5.15: Распределение яркостной температуры (измеренной на 8 ГГц) для ярких компонент CSO

5.3.4 Зависимость расположения компонент CSO от частоты наблюдения

Интересно, что, как нам удалось установить, расстояния между двумя доминирующими парсековыми компонентами CSO измеренные на 8 ГГц систематически больше чем расстояния на 2 ГГц (смотри Рис. 5.16 демонстрирующий распределение этой величины). Средняя разность 0.44 ± 0.07 mas, в то время как значение медианы 0.39 mas, если рассматривать все 75 CSO кандидатов. Мы не пересчитали это значение в системы отсчёта источников, так как для многих источников из нашей выборки нет информации о красном смещении. Тест знаков (см. например, Mendenhall et al. 1989) подтверждает, что наблюдаемая медиана разностей значимо больше нуля (с вероятностью $> 99.99\%$). Тест знаков был выбран как непараметрический тест, требующий лишь несколько достаточно общих допущений о природе исследуемого распределения. Рисунок 5.17 иллюстрирует разность между положениями компонент на двух частотах как функцию расстояний между компонентами измеренным на 8 ГГц. Корреляционный анализ показывает положительную корреляцию между 2/8 ГГц разностью расстояний и расстоянием измеренным на 8 ГГц с коэффициентом корреляции Пирсона $r = 0.33$, который соответствует 99.57% вероятности истинной корреляции.

Наблюдаемая частотная зависимость в положении компонент могла бы быть тривиально объяснена с помощью хорошо известного эффекта “сдвига ядра” (например, Kovalev et al. 2008b; Lobanov 1998b) если рассматриваемая выборка сильно загрязнена источниками типа “ядро-джет”, в которых один из наблюдаемых ярких компонент является ядром, а не горячим пятном.

Спектральный индекс РСДБ-компоненты должен быть плоским или инвертированным ($\alpha \geq 0$) если эта компонента является ядром, значит следует ожидать положительной корреляции между α и разностью расстояний. Однако, большинство доминирующих парсековых компонент имеют крутой спектральный индекс и относительно низкую яркостную температуру, что не типично для Доплер-усиленных непрозрачных парсековых ядер.

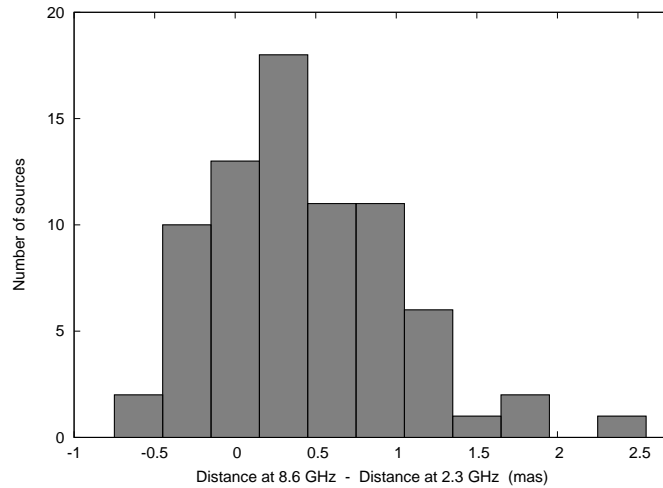


Рис. 5.16: Разность расстояний между двумя доминирующими компонентами источника, измеренных на 2 и 8 ГГц. Медианное значение распределения 0.39, что значимо (с вероятностью 99.9997% согласно тесту знаков) больше нуля.

Для дальнейшего тестирования возможности влияния эффекта сдвига ядра, мы разделили CSO кандидатов на 2 группы на основе формы их спектров полученных с одиночного радиотелескопа подобно анализу представленному на Рис. 5.14. Первая группа содержала источники с плоскими спектрами для которых существует большая вероятность быть блазарами с морфологией “ядро-джет”. Вторая группа включает источники с пиковыми и степенными спектрами, для которых выше вероятность быть истинными CSO. Для группы с плоскими спектрами средняя разность в положениях оказалась 0.43 ± 0.08 mas, медианное значение 0.33 mas с вероятностью $> 99.99\%$, что медианное значение больше нуля.

Тест Колмогорова-Смирнова не исключает, что частотно-зависимые разности положений, наблюдаемые в источниках с плоскими спектрами и GPS/степенные источники извлечены из общего родительского распределения ($p = 65.2\%$). Это указывает, что либо большая часть источников с плоским спектром являются истинными CSO, либо большая часть пиковых/степенных спектров принадлежит источникам с ядро-джет структурой (что представляется невероятным), или мы имеем дело с наблюдательным эффектом, который касается в равной степени как CSO так и источников типа “ядро-джет”.

Общеизвестно (например, Ostorero et al. 2010; Stanghellini et al. 1997b), что CSO часто встречаются среди GPS источников идентифицированных с галактиками (в противоположность блазарам). В представленной выборке CSO кандидатов имеется только пять GPS источников, ассоциированных с галактиками, что недостаточно для статистического анализа. Тем не менее мы отметим, что среди этих пяти источников четыре демонстрируют положительную разность положений компонент, измеренных на 8 и 2 ГГц. К тому же представляется крайне маловероятным, что наблюдаемая разница в положении компонент на 2 и 8 ГГц в отобранных источниках может быть отнесена к эффекту сдвига ядра в источниках типа “ядро-джет”, загрязняющих выборку кандидатов в CSO. Заинтересованные наблюдаемым

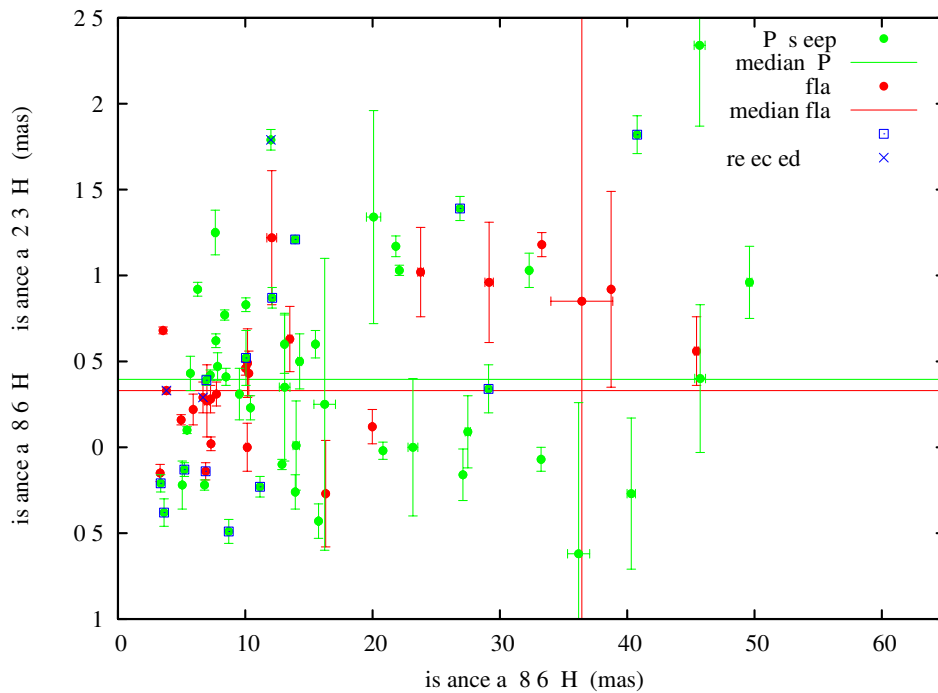


Рис. 5.17: Разность в расстояниях между двумя доминирующими компонентами источника, измеренными на 2 и 8 ГГц как функция от расстояния измеренного на 8 ГГц. Зелёные точки представляют источники с GPS и крутыми спектрами, красные точки представляют источники с плоскими спектрами. Объекты включённые в COINS выборку помечены голубыми треугольниками, а объекты исключённые из COINS выборки как вероятные источники типа “ядро-джет” помечены голубыми крестиками. Зелёная линия отмечает медиану разности расстояний для GPS/степенных источников, красная линия для источников с плоским спектром.

эффектом, Sokolovsky et al. (2010c) обратились к детальному числовому моделированию для поиска объяснения.

5.3.5 Выводы

Мы отобрали выборку из 75 кандидатов в компактные симметричные объекты (CSO), используя одновременные РСДБ наблюдения на 2 и 8 ГГц 4170 внегалактических радиоисточников из программ VLBA Calibrator Survey и Research and Development – VLBA. Среди отобранных кандидатов мы выявили 34 GPS, 16 объектов с крутым спектром и 25 источников с плоскими радиоспектрами. Медианный двухточечный 2-8 ГГц спектральный индекс для доминирующих компонент парсекового масштаба равен -0.66 , а медианная яркостная температура порядка 10^9 К. Многочастотные РСДБ наблюдения всей выборки необходимы, чтобы подтвердить случаи истинных CSO.

Обнаружена систематическая разность расстояний, измеренных на 2 и 8 ГГц между внешними компонентами CSO (предполагается, что они ассоциированы с горячими пятнами на противоположных концах двустороннего

джета). Расстояние на 8 ГГц оказалось больше для большинства источников. Даже если некоторые CSO кандидаты окажутся объектами с парсерковой морфологией типа “ядро-джет”, наш анализ исключает сдвиг ядра как источник наблюдаемой разности в положениях компонент. Исследованы два возможных механизма возникновения наблюдаемого эффекта: “физический” механизм связанный с ускорением излучающих частиц в ударной волне ассоциированной с горячим пятном на конце джета и “наблюдательный” происходящий из различной степени блендирования между компактным горячим пятном и протяжёнными структурами джета при наблюдениях на разных частотах с разным угловым разрешением. Численное моделирование проведённое Sokolovsky et al. (2010c) не смогло воспроизвести величину наблюдаемого эффекта даже в комбинации “физического” и “наблюдательного” механизма. Более детальное численное моделирование и специальные многочастотные РСДБ наблюдения необходимы для прояснения природы найденного эффекта.

Таблица 5.2: Список кандидатов в CSO отобранный по обзорам VCS и RDV

Name ^I	Comp. ^{II}	F_S^{III} (Jy)	F_X^{III} (Jy)	α^{IV}	$R_X^{\text{V,XII}}$ (mas)	$T_{b\ X}^{\text{VI,XII}}$ (K)	D_X^{VII} (mas)	$D_X - D_S^{\text{VIII}}$ (mas)	opt. ^{IX}	z^X	Comments ^{XI}
J0029+3456	1	1.181 ± 0.129	0.595 ± 0.086	-0.52	1.88 ± 0.04	4.1×10^8	29.11 ± 0.13	0.34 ± 0.14	a	0.517	COINS, GPS v
	2	0.846 ± 0.112	0.229 ± 0.068	-0.99	2.88 ± 0.26	6.7×10^7					
J0108-0037	1	0.335 ± 0.064	0.222 ± 0.032	-0.31	1.26 ± 0.03	3.4×10^8	5.05 ± 0.04	-0.22 ± 0.14	q	1.378	STEEP
	2	0.170 ± 0.046	0.096 ± 0.021	-0.44	1.27 ± 0.07	1.4×10^8					
J0111+3906	1	0.496 ± 0.030	0.572 ± 0.112	+0.11	1.67 ± 0.07	5.0×10^8	5.22 ± 0.04	-0.13 ± 0.04	COINS, GPS v
	2	0.400 ± 0.027	0.254 ± 0.052	-0.35	0.56 ± 0.03	1.9×10^9					
J0127+7323	1	0.266 ± 0.030	0.096 ± 0.019	-0.78	1.51 ± 0.08	1.0×10^8	14.00 ± 0.25	0.01 ± 0.26	GPS ^{XIII,XIV}
	2	0.110 ± 0.021	0.013 ± 0.008	-1.59	1.25 ± 0.49	$> 2.1 \times 10^7$					
J0132+5620	1	0.460 ± 0.045	0.290 ± 0.033	-0.35	0.51 ± 0.01	2.7×10^9	12.11 ± 0.05	0.87 ± 0.06	COINS, GPS v
	2	0.381 ± 0.041	0.039 ± 0.013	-1.72	0.87 ± 0.10	1.2×10^8					
J0207+6246	1	1.114 ± 0.099	0.645 ± 0.056	-0.41	0.73 ± 0.01	2.9×10^9	21.83 ± 0.05	1.17 ± 0.06	GPS $v_m=2.50$
	2	0.328 ± 0.054	0.058 ± 0.017	-1.31	0.85 ± 0.09	1.9×10^8					
J0209+2932	1	0.363 ± 0.040	0.115 ± 0.024	-0.87	1.44 ± 0.07	1.3×10^8	7.82 ± 0.05	0.47 ± 0.08	q	2.195	STEEP
	2	0.101 ± 0.021	0.063 ± 0.016	-0.36	0.73 ± 0.06	2.8×10^8					
J0304+7727	1	0.321 ± 0.034	0.123 ± 0.022	-0.73	0.79 ± 0.03	4.8×10^8	10.41 ± 0.06	0.23 ± 0.07	GPS ^{XIII,XVI}
	2	0.489 ± 0.041	0.117 ± 0.027	-1.08	2.16 ± 0.12	6.1×10^7					
J0400+0550	1	0.345 ± 0.046	0.361 ± 0.038	+0.03	0.38 ± 0.01	6.0×10^9	6.68 ± 0.03	0.29 ± 0.09	q	0.761	COINS-REJ, F
	2	0.112 ± 0.026	0.068 ± 0.017	-0.38	0.78 ± 0.06	2.7×10^8					
J0424+0204	1	0.463 ± 0.073	0.494 ± 0.047	+0.05	0.34 ± 0.01	1.0×10^{10}	15.51 ± 0.07	0.60 ± 0.08	q	2.056	STEEP
	2	0.510 ± 0.077	0.035 ± 0.013	-2.03	0.80 ± 0.13	1.3×10^8					
J0429+3319	1	0.449 ± 0.030	0.271 ± 0.034	-0.38	0.70 ± 0.01	1.3×10^9	7.25 ± 0.02	0.42 ± 0.03	STEEP
	2	0.150 ± 0.017	0.079 ± 0.018	-0.49	0.41 ± 0.04	1.1×10^9					
J0440-4333	1	1.228 ± 0.189	1.809 ± 0.195	+0.29	0.33 ± 0.01	4.0×10^{10}	36.44 ± 2.43	0.85 ± 2.43	q	2.852	FLAT
	2	1.065 ± 0.221	0.278 ± 0.326	-1.02	6.12 ± 4.85	1.8×10^7					
J0511+0110	1	0.133 ± 0.028	0.168 ± 0.026	+0.17	0.64 ± 0.02	9.8×10^8	23.77 ± 0.22	1.02 ± 0.26	FLAT
	2	0.098 ± 0.025	0.039 ± 0.018	-0.71	2.14 ± 0.45	2.0×10^7					
J0518+4730	1	0.556 ± 0.042	0.156 ± 0.035	-0.96	1.22 ± 0.07	2.5×10^8	3.36 ± 0.04	-0.21 ± 0.05	COINS, GPS v
	2	0.382 ± 0.034	0.134 ± 0.031	-0.79	0.82 ± 0.05	4.8×10^8					

J0620+2102	1	0.433 ± 0.060	0.158 ± 0.027	-0.77	0.77 ± 0.03	6.5×10^8	26.87 ± 0.05	1.39 ± 0.07	COINS, GPS
	2	0.375 ± 0.056	0.082 ± 0.021	-1.16	1.24 ± 0.09	1.3×10^8					
J0736+2604	1	0.107 ± 0.026	0.237 ± 0.025	+0.61	0.18 ± 0.01	1.8×10^{10}	5.91 ± 0.02	0.22 ± 0.09	FLAT
	2	0.188 ± 0.034	0.073 ± 0.014	-0.72	0.59 ± 0.03	5.1×10^8					
J0753+4231	1	0.235 ± 0.036	0.199 ± 0.022	-0.13	0.49 ± 0.01	2.0×10^9	8.70 ± 0.06	-0.49 ± 0.07	q	3.59	COINS, GPS
	2	0.465 ± 0.051	0.072 ± 0.018	-1.42	1.85 ± 0.12	5.1×10^7					
J0814-1806	1	0.225 ± 0.028	0.110 ± 0.027	-0.54	1.73 ± 0.13	8.9×10^7	23.17 ± 0.39	-0.00 ± 0.40	STEEP
	2	0.105 ± 0.019	0.018 ± 0.012	-1.32	2.28 ± 0.77	$> 8.5 \times 10^6$					
J0821-0323	1	0.343 ± 0.048	0.118 ± 0.026	-0.81	0.95 ± 0.05	3.2×10^8	5.69 ± 0.05	0.43 ± 0.10	q	2.352	GPS $v_m=1.46$
	2	0.134 ± 0.030	0.058 ± 0.018	-0.63	0.69 ± 0.08	2.9×10^8					
J0842+1835	1	0.506 ± 0.063	0.371 ± 0.057	-0.24	0.46 ± 0.01	4.2×10^9	12.01 ± 0.05	1.79 ± 0.06	q	1.272	COINS-REJ, C
	2	0.381 ± 0.055	0.093 ± 0.032	-1.07	0.84 ± 0.10	3.2×10^8					
J0932+6507	1	0.154 ± 0.038	0.124 ± 0.022	-0.16	0.50 ± 0.03	1.2×10^9	40.32 ± 0.33	-0.27 ± 0.44	STEEP
	2	0.178 ± 0.053	0.028 ± 0.016	-1.41	2.20 ± 0.66	1.4×10^7					
J0935+3633	1	0.092 ± 0.014	0.121 ± 0.015	+0.21	0.45 ± 0.01	1.4×10^9	4.96 ± 0.01	0.16 ± 0.03	q	2.835	FLAT
	2	0.212 ± 0.021	0.076 ± 0.012	-0.78	0.60 ± 0.02	5.1×10^8					
J1008-0933	1	0.507 ± 0.039	0.212 ± 0.025	-0.66	0.97 ± 0.02	5.5×10^8	7.73 ± 0.02	0.31 ± 0.07	FLAT
	2	0.061 ± 0.014	0.067 ± 0.014	+0.07	0.41 ± 0.03	9.6×10^8					
J1035+5040	1	0.234 ± 0.022	0.129 ± 0.018	-0.45	0.55 ± 0.02	1.0×10^9	10.15 ± 0.13	0.00 ± 0.14	FLAT, GPS-R
	2	0.099 ± 0.015	0.032 ± 0.012	-0.86	1.89 ± 0.27	2.1×10^7					
J1035+5628	1	0.913 ± 0.124	0.383 ± 0.065	-0.66	1.45 ± 0.05	4.4×10^8	32.30 ± 0.09	1.03 ± 0.10	a	0.460	GPS $v_m=1.08$
	2	0.846 ± 0.121	0.268 ± 0.071	-0.87	2.31 ± 0.16	1.2×10^8					
J1036-0605	1	0.146 ± 0.018	0.271 ± 0.028	+0.47	0.64 ± 0.01	1.6×10^9	8.38 ± 0.02	0.77 ± 0.03	GPS $v_m=4.50$
	2	0.305 ± 0.026	0.091 ± 0.017	-0.91	0.71 ± 0.03	4.4×10^8					
J1110-1858	1	0.719 ± 0.058	0.183 ± 0.029	-1.04	1.46 ± 0.04	2.1×10^8	15.75 ± 0.07	-0.43 ± 0.10	a	0.497	STEEP, GPS-
	2	0.146 ± 0.026	0.057 ± 0.016	-0.71	1.41 ± 0.13	6.9×10^7					
J1143+1834	1	0.189 ± 0.024	0.101 ± 0.024	-0.48	0.44 ± 0.05	1.3×10^9	6.89 ± 0.04	-0.14 ± 0.05	COINS, FLAT
	2	0.166 ± 0.022	0.086 ± 0.022	-0.50	0.51 ± 0.06	7.9×10^8					
J1207+2754	1	0.504 ± 0.064	0.334 ± 0.031	-0.31	0.39 ± 0.01	5.3×10^9	10.18 ± 0.18	0.49 ± 0.20	q	2.177	FLAT
	2	0.202 ± 0.042	0.043 ± 0.017	-1.17	2.29 ± 0.35	2.0×10^7					
J1213-1003	1	0.120 ± 0.022	0.213 ± 0.019	+0.44	0.19 ± 0.01	1.4×10^{10}	7.27 ± 0.05	0.28 ± 0.08	b	FLAT

	2	0.182 ± 0.027	0.075 ± 0.015	-0.68	2.19 ± 0.10	3.8×10^7						
J1224+0330	1	0.262 ± 0.027	0.368 ± 0.035	+0.26	0.20 ± 0.01	2.3×10^{10}	3.54 ± 0.01	0.68 ± 0.02	q	0.960	FLAT	
	2	1.021 ± 0.053	0.284 ± 0.031	-0.97	0.87 ± 0.01	9.1×10^8						
J1247+6723	1	0.147 ± 0.016	0.091 ± 0.016	-0.36	0.85 ± 0.03	3.0×10^8	7.69 ± 0.03	0.62 ± 0.04	GPS	
	2	0.104 ± 0.014	0.047 ± 0.011	-0.60	0.68 ± 0.05	2.5×10^8						
J1248-1959	1	1.334 ± 0.274	0.488 ± 0.144	-0.76	2.80 ± 0.25	1.5×10^8	20.08 ± 0.56	1.34 ± 0.62	q	1.275	STEEP	
	2	0.789 ± 0.227	0.381 ± 0.202	-0.55	4.57 ± 1.09	4.4×10^7						
J1259+5140	1	0.113 ± 0.020	0.396 ± 0.027	+0.95	0.15 ± 0.00	4.3×10^{10}	19.98 ± 0.05	0.12 ± 0.10	FLAT	
	2	0.069 ± 0.016	0.019 ± 0.006	-0.96	0.85 ± 0.10	6.5×10^7						
J1302+6902	1	0.122 ± 0.032	0.151 ± 0.021	+0.16	0.42 ± 0.01	2.1×10^9	16.32 ± 0.07	-0.27 ± 0.31	a	0.57	FLAT	
	2	0.043 ± 0.019	0.021 ± 0.008	-0.55	0.84 ± 0.15	7.3×10^7						
J1311+1417	1	0.727 ± 0.079	0.139 ± 0.025	-1.25	1.06 ± 0.04	3.0×10^8	3.62 ± 0.03	-0.38 ± 0.08	q	1.952	COINS, GPS	
	2	0.148 ± 0.035	0.101 ± 0.021	-0.29	0.79 ± 0.04	3.9×10^8						
J1319-0049	1	0.245 ± 0.039	0.208 ± 0.028	-0.13	0.57 ± 0.02	1.5×10^9	45.73 ± 0.42	0.40 ± 0.43	q	0.892	STEEP	
	2	0.156 ± 0.032	0.046 ± 0.025	-0.92	3.27 ± 0.83	1.1×10^7						
J1320+0140	1	0.258 ± 0.039	0.330 ± 0.037	+0.19	0.35 ± 0.01	6.4×10^9	29.16 ± 0.33	0.96 ± 0.35	q	1.232	FLAT	
	2	0.202 ± 0.038	0.098 ± 0.044	-0.55	3.71 ± 0.66	1.7×10^7						
J1324+4048	1	0.367 ± 0.029	0.126 ± 0.017	-0.81	0.62 ± 0.02	7.9×10^8	5.42 ± 0.01	0.10 ± 0.02	q	0.495	GPS $v_m=2.79$	
	2	0.282 ± 0.026	0.118 ± 0.016	-0.66	0.59 ± 0.02	8.2×10^8						
J1335+5844	1	0.199 ± 0.027	0.432 ± 0.040	+0.59	0.43 ± 0.01	5.5×10^9	12.88 ± 0.02	-0.10 ± 0.03	GPS $v_m=6.45$	
	2	0.493 ± 0.043	0.171 ± 0.027	-0.80	1.17 ± 0.03	3.0×10^8						
J1350-2204	1	0.527 ± 0.050	0.191 ± 0.026	-0.77	1.02 ± 0.02	4.4×10^8	27.48 ± 0.21	0.09 ± 0.21	GPS $v_m=0.65$	
	2	0.401 ± 0.045	0.056 ± 0.022	-1.50	2.66 ± 0.41	1.9×10^7						
J1357+4353	1	0.431 ± 0.043	0.227 ± 0.033	-0.49	1.94 ± 0.04	1.5×10^8	11.16 ± 0.04	-0.23 ± 0.06	COINS, GPS	
	2	0.294 ± 0.037	0.105 ± 0.021	-0.78	1.73 ± 0.08	8.4×10^7						
J1358+4737	1	0.453 ± 0.029	0.166 ± 0.024	-0.76	1.02 ± 0.03	3.9×10^8	6.26 ± 0.03	0.92 ± 0.04	a	0.230	GPS $v_m=2.41$	
	2	0.156 ± 0.017	0.056 ± 0.014	-0.78	0.64 ± 0.05	3.3×10^8						
J1443+6332	1	0.192 ± 0.029	0.320 ± 0.028	+0.39	0.24 ± 0.01	1.3×10^{10}	8.48 ± 0.04	0.41 ± 0.05	q	1.380	GPS $v_m=1.53$	
	2	0.536 ± 0.048	0.068 ± 0.016	-1.57	1.49 ± 0.09	7.4×10^7						
J1451+1343	1	0.186 ± 0.048	0.077 ± 0.016	-0.66	0.47 ± 0.04	8.4×10^8	27.10 ± 0.03	-0.16 ± 0.15	STEEP	
	2	0.231 ± 0.055	0.073 ± 0.016	-0.87	0.93 ± 0.06	2.1×10^8						

J1503+0917	1	0.337 ± 0.035	0.185 ± 0.023	-0.45	0.89 ± 0.02	5.7×10^8	13.08 ± 0.10	0.60 ± 0.17	STEEP
	2	0.071 ± 0.017	0.009 ± 0.005	-1.56	0.77 ± 0.20	$> 3.7 \times 10^7$					
J1543-0757	1	1.080 ± 0.159	0.487 ± 0.138	-0.60	4.36 ± 0.34	6.2×10^7	45.69 ± 0.43	2.34 ± 0.47	GPS $v_m=0.72$
	2	0.439 ± 0.107	0.130 ± 0.064	-0.92	3.60 ± 0.78	2.4×10^7					
J1558-1409	1	0.309 ± 0.033	0.156 ± 0.021	-0.52	0.64 ± 0.02	9.4×10^8	6.80 ± 0.01	-0.22 ± 0.03	a	0.097	GPS $v_m=2.39$
	2	0.227 ± 0.028	0.136 ± 0.019	-0.39	0.80 ± 0.02	5.1×10^8					
J1602+2418	1	0.068 ± 0.010	0.093 ± 0.013	+0.24	0.55 ± 0.02	7.4×10^8	7.30 ± 0.02	0.02 ± 0.04	FLAT
	2	0.174 ± 0.016	0.068 ± 0.012	-0.72	0.94 ± 0.03	1.8×10^8					
J1609+2641	1	2.180 ± 0.305	0.406 ± 0.059	-1.27	1.18 ± 0.03	7.1×10^8	49.61 ± 0.20	0.96 ± 0.21	GPS $v_m=0.83$
	2	1.734 ± 0.284	0.284 ± 0.096	-1.37	3.58 ± 0.39	5.3×10^7					
J1656-0206	1	0.090 ± 0.025	0.190 ± 0.027	+0.56	0.36 ± 0.02	3.5×10^9	36.19 ± 0.87	-0.62 ± 0.88	q	2.00	STEEP
	2	0.365 ± 0.052	0.113 ± 0.069	-0.89	5.77 ± 1.73	8.2×10^6					
J1734+0926	1	0.902 ± 0.059	0.305 ± 0.040	-0.82	0.99 ± 0.02	7.4×10^8	13.92 ± 0.02	1.21 ± 0.02	COINS, GPS $v_m=0.72$
	2	0.637 ± 0.049	0.196 ± 0.032	-0.90	1.06 ± 0.03	4.2×10^8					
J1737+0621	1	0.819 ± 0.062	0.701 ± 0.051	-0.12	0.35 ± 0.00	1.4×10^{10}	3.81 ± 0.02	0.33 ± 0.02	q	1.207	COINS-REJ, GPS $v_m=0.72$
	2	0.524 ± 0.050	0.177 ± 0.029	-0.82	1.31 ± 0.04	2.5×10^8					
J1742-1517	1	0.064 ± 0.039	0.109 ± 0.015	+0.40	0.20 ± 0.01	$> 6.7 \times 10^9$	38.74 ± 0.06	0.92 ± 0.57	FLAT ^{XIII, XVI}
	2	0.143 ± 0.057	0.058 ± 0.014	-0.69	1.93 ± 0.12	3.7×10^7					
J1819-0258	1	0.885 ± 0.077	0.354 ± 0.071	-0.70	1.98 ± 0.09	2.2×10^8	16.24 ± 0.85	0.25 ± 0.85	GPS $v_m=1.51$
	2	0.833 ± 0.079	0.247 ± 0.148	-0.92	5.91 ± 1.70	1.7×10^7					
J1921+4333	1	0.110 ± 0.014	0.114 ± 0.019	+0.03	1.24 ± 0.04	1.8×10^8	3.31 ± 0.04	-0.15 ± 0.05	FLAT
	2	0.152 ± 0.017	0.084 ± 0.017	-0.45	1.39 ± 0.06	1.1×10^8					
J1929+0507	1	0.194 ± 0.036	0.107 ± 0.023	-0.45	0.42 ± 0.04	1.4×10^9	12.08 ± 0.38	1.22 ± 0.39	FLAT
	2	0.247 ± 0.039	0.062 ± 0.033	-1.05	3.10 ± 0.75	1.6×10^7					
J1933+1504	1	0.143 ± 0.024	0.095 ± 0.024	-0.32	0.46 ± 0.05	1.1×10^9	7.65 ± 0.11	1.25 ± 0.13	STEEP
	2	0.224 ± 0.030	0.031 ± 0.015	-1.50	0.82 ± 0.21	$> 1.1 \times 10^8$					
J1935-1602	1	0.202 ± 0.030	0.137 ± 0.021	-0.29	0.33 ± 0.02	3.0×10^9	10.28 ± 0.02	0.43 ± 0.13	q	1.460	FLAT
	2	0.069 ± 0.018	0.118 ± 0.020	+0.41	0.92 ± 0.03	3.3×10^8					
J1935+8130	1	0.355 ± 0.034	0.142 ± 0.025	-0.69	0.64 ± 0.03	8.3×10^8	10.05 ± 0.03	0.83 ± 0.04	GPS $v_m=3.41$
	2	0.181 ± 0.024	0.083 ± 0.019	-0.59	0.57 ± 0.04	6.2×10^8					
J1944+5448	1	1.019 ± 0.152	0.309 ± 0.051	-0.90	1.03 ± 0.03	7.1×10^8	40.78 ± 0.05	1.82 ± 0.11	COINS, GPS $v_m=0.72$

	2	0.448 ± 0.098	0.100 ± 0.029	-1.14	0.90 ± 0.09	3.0×10^8						
J1950+0807	1	0.904 ± 0.087	0.474 ± 0.045	-0.49	0.52 ± 0.01	4.2×10^9	22.10 ± 0.01	1.03 ± 0.03	GPS $v_m=2.43$	
	2	0.658 ± 0.074	0.215 ± 0.031	-0.85	0.71 ± 0.02	1.0×10^9						
J1951+5727	1	0.341 ± 0.043	0.176 ± 0.027	-0.50	1.01 ± 0.03	4.2×10^8	13.09 ± 0.42	0.35 ± 0.43	q	0.652	STEEP	
	2	0.117 ± 0.026	0.027 ± 0.017	-1.12	2.51 ± 0.84	1.0×10^7						
J2022+6136	1	1.244 ± 0.140	2.132 ± 0.129	+0.41	0.54 ± 0.00	1.8×10^{10}	6.94 ± 0.00	0.39 ± 0.03	a	0.227	COINS, GPS	
	2	1.489 ± 0.152	0.852 ± 0.082	-0.42	0.62 ± 0.01	5.3×10^9						
J2120+6642	1	0.166 ± 0.019	0.094 ± 0.016	-0.43	0.58 ± 0.02	6.7×10^8	10.02 ± 0.02	0.46 ± 0.04	FLAT	
	2	0.119 ± 0.016	0.051 ± 0.012	-0.64	0.50 ± 0.04	4.9×10^8						
J2123+1007	1	0.446 ± 0.048	0.119 ± 0.033	-1.00	3.21 ± 0.24	2.8×10^7	9.54 ± 0.12	0.31 ± 0.15	q	0.932	STEEP	
	2	0.095 ± 0.022	0.117 ± 0.020	+0.16	0.41 ± 0.03	1.7×10^9						
J2131+8430	1	0.341 ± 0.036	0.131 ± 0.018	-0.72	0.71 ± 0.02	6.3×10^8	13.93 ± 0.09	-0.26 ± 0.10	STEEP ^{XIII,XV}	
	2	0.222 ± 0.029	0.034 ± 0.011	-1.41	1.81 ± 0.18	2.5×10^7						
J2137+3455	1	0.211 ± 0.028	0.084 ± 0.019	-0.70	0.71 ± 0.06	4.0×10^8	6.99 ± 0.21	0.27 ± 0.21	FLAT	
	2	0.125 ± 0.022	0.031 ± 0.014	-1.06	2.11 ± 0.41	1.7×10^7						
J2203+1007	1	0.156 ± 0.032	0.146 ± 0.026	-0.05	0.99 ± 0.04	3.6×10^8	10.06 ± 0.07	0.52 ± 0.16	COINS, GPS	
	2	0.115 ± 0.027	0.055 ± 0.017	-0.56	1.27 ± 0.13	8.2×10^7						
J2253+0236	1	0.196 ± 0.020	0.090 ± 0.017	-0.59	0.79 ± 0.04	3.5×10^8	33.29 ± 0.03	1.18 ± 0.07	FLAT	
	2	0.047 ± 0.010	0.061 ± 0.014	+0.19	0.50 ± 0.05	$> 5.9 \times 10^8$						
J2254+0054	1	0.214 ± 0.041	0.199 ± 0.026	-0.06	0.41 ± 0.01	2.8×10^9	13.50 ± 0.16	0.63 ± 0.19	b	FLAT	
	2	0.188 ± 0.039	0.087 ± 0.029	-0.59	2.80 ± 0.32	2.7×10^7						
J2333+3901	1	0.368 ± 0.060	0.178 ± 0.030	-0.55	0.85 ± 0.03	5.9×10^8	45.45 ± 0.18	0.56 ± 0.20	q	0.319	FLAT	
	2	0.325 ± 0.059	0.085 ± 0.032	-1.02	2.68 ± 0.37	2.9×10^7						
J2347-1856	1	0.493 ± 0.054	0.167 ± 0.040	-0.82	1.02 ± 0.07	3.8×10^8	33.24 ± 0.06	-0.07 ± 0.07	GPS ^{XVII} $v_m=2$	
	2	0.333 ± 0.045	0.127 ± 0.035	-0.73	1.05 ± 0.09	2.8×10^8						
J2355-2125	1	0.305 ± 0.030	0.226 ± 0.025	-0.23	0.73 ± 0.01	1.0×10^9	20.82 ± 0.04	-0.02 ± 0.05	GPS ^{XIII,XV}	
	2	0.219 ± 0.025	0.071 ± 0.014	-0.86	1.57 ± 0.08	6.9×10^7						
J2358+1955	1	0.581 ± 0.048	0.341 ± 0.036	-0.40	0.59 ± 0.01	2.4×10^9	14.27 ± 0.16	0.50 ± 0.16	q	1.066	STEEP	
	2	0.262 ± 0.033	0.081 ± 0.028	-0.89	2.74 ± 0.32	2.6×10^7						

-
- ^ISource J2000 epoch name. Precise VLBI positions of these sources may be obtained from <http://astrogeo.org/rfc/>
- ^{II}Component number. Each source was modeled with two circular Gaussian components. The first component is the one which is brighter at 8 GHz.
- ^{III} F_X (F_S) is the component flux in Jansky measured at 8 GHz (2 GHz).
- ^{IV} α is the component spectral index between 2 and 8 GHz.
- ^V R_X is the component size (FWHM of the Gaussian model) in milliarcseconds measured at 8 GHz.
- ^{VI} $T_{b\ X}$ is the component brightness temperature in Kelvin measured at 8 GHz.
- ^{VII} D_X is the distance in milliarcseconds between CSO components measured at 8 GHz.
- ^{VIII} $D_X - D_S$ is the distance difference (milliarcseconds) between CSO components measured at 8 and 2 GHz.
- ^{IX}_{opt.} — optical classification according to Véron-Cetty & Véron (2006): 'q' stands for quasar, 'a' is an active galaxy, 'b' is a BL Lacertae type object.
- X_z — redshift from Véron-Cetty & Véron (2006).
- ^{XI}Comments: COINS — the source is part of the COINS sample (Peck & Taylor 2000); COINS-REJ — the source was considered as a candidate for the COINS sample but was rejected (Peck & Taylor 2000); GPS — GPS source, part of the RATAN-600 GPS sample Sokolovsky et al. (2009) (unless stated otherwise), for these sources approximate spectral peak frequency (in GHz) is indicated; GPS-REJ the source was reported in the literature as a GPS candidate but was not confirmed by RATAN-600 observations; STEEP — steep spectrum source, FLAT — flat spectrum source.
- ^{XII}To distinguish between resolved and unresolved components we use the criterium proposed by Kovalev, Kellermann, Lister, Homan, Vermeulen, Cohen, Ros, Kadler, Lobanov, Zensus, Kardashev, Gurvits, Aller, & Aller 2005): $\psi > \text{HPBW} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi} \ln \frac{\text{SNR}}{\text{SNR}-1}}$ where ψ is the component best-fit angular size, HPBW is the Half Power Beam Width, SNR is the signal to noise ratio of the component.
- ^{XIII}No RATAN-600 observations available for this source.
- ^{XIV}Reported as GPS by Marecki et al. (1999).
- ^{XV}Reported as GPS by Vollmer et al. (2008b).
- ^{XVI}Spectral classification based on non-simultaneous literature data collected by the CATS database (Verkhodanov et al. 2005).
- ^{XVI}Listed as the confirmed CSO by Taylor & Peck (2003).

5.4 Отождествление молодых радиоисточников видимых с ребра с источниками γ -излучения

Как обсуждалось в Главе 1, γ -излучение от внегалактических источников как правило ассоциировано с релятивистскими джетами направленными близко к лучу зрения. Переменность на коротких временных масштабах наблюдаемая во многих АЯГ ярких в γ -диапазоне также предполагает, что наблюдаемое излучение испытывает релятивистское усиление (и связанное с ним сокращение временных масштабов).

Известны и несколько исключений: 11 АЯГ не являющихся блазарами были недавно протектированы Fermi/LAT: 7 FRI и 4 FRII радиогалактики (Fermi-LAT Collaboration 2010). γ -излучение не связанное с активностью АЯГ было недавно обнаружено от двух галактик с вспышкой звездообразования M82 и NGC 253 (Abdo et al. 2010g). Однако, такие объекты составляют лишь малую часть внегалактических γ -источников известных в настоящее время.

Мы предприняли поиск γ -источников которые могли бы быть ассоциированными с кандидатами в молодые радиоисточники из выборок описанных в разделах 5.1 и 5.3 используя первый каталог γ -источников Fermi (1FGL; Abdo et al. 2010e). Результаты поиска нельзя назвать неожиданными. Ни одного из кандидатов в CSO отобранных на основе морфологии на парсекowych масштабах (Раздел 5.3) не удалось ассоциировать с объектом из каталога 1FGL в пределах 95% эллипса ошибок положения γ -источника. Среди GPS кандидатов отобранных на основе пиковой формы спектра полученного с одиночным радиотелескопом (Раздел 5.1) три объекта удалось идентифицировать с гамма-источниками: квазары PKS 0440–00, PKS 1157–215 и лацертида PKS 1519–273 (Abdo et al. 2010e). Вероятно эти три источника являются блазарами, которые только временно показывают форму спектра напоминающую GPS.

Не обнаружение γ -излучения отобранных кандидатов в молодые радиоисточники подтверждает, что критерии использовавшиеся для отбора кандидатов достаточно надёжны и позволяют эффективно отделить популяцию молодых радиоисточников от популяции блазаров, представляющих большинство компактных радиоисточников.

Реальность различия двух популяций также подтверждается следующими двумя фактами. Во-первых, радиоисточники отобранные на основе пиковой формы спектра являются менее компактными (Раздел 5.2) чем типичные внегалактические радиоисточники которые обнаруживаются в γ -диапазоне (Kovalev 2009; Kovalev et al. 2009). Во-вторых, яркостные температуры доминирующих компонент в CSO кандидатах (Раздел 5.3) систематически ниже значений ассоциированных с ядрами γ -ярких блазаров (Kovalev 2009; Kovalev et al. 2009; Linford et al. 2010). Не обнаружение отобранных кандидатов в молодые радиоисточники, которые, как ожидается, ориентированы близко к картинной плоскости, согласуется с идеей что γ -излучение блазаров ассоциировано с релятивистским выбросом (джетом) ориентированным близко к лучу зрения. Мы наблюдаем эту часть джета как компактное ядро которое слабо или вообще не видимо в CSO источниках, но доминирует в радиоизлучении γ -ярких блазаров.

5.5 Краткое изложение результатов главы

В этой главе представлены две выборки кандидатов в молодые радиои-сточники ориентированные под большими углами к лучу зрения. Большая выборка описанная в Разделе 5.1 была отобрана на основе пиковой формы спектра полученного с одиночного радиотелескопа. Несмотря на использо-вание многоэпоховых наблюдений для отбора кандидатов, результирующая выборка всё ещё может быть значительно загрязнена блазарами излучение которых релятивистски усилено. Эти блазары могли показывать пиковую форму спектра только временно во время вспышки. Вторая выборка пред-ставленная в Разделе 5.3 была отобрана по морфологии радиоисточников на парсековых масштабах на основе большого архива геодезических РСДБ данных. Однако, некоторое загрязнение источниками испытывающими ре-лятивистское усиление возможно и в этой выборке. Найден любопытный эффект зависимости видимого положения горячих пятен ассоциированных с молодыми радиоисточниками. Этот эффект заслуживает более детально-го изучения с помощью специальных многочастотных РСДБ наблюдений. Выборка отобранная на основе морфологии парсековых масштабов долж-на быть более “чистым” списком возможных молодых радиоисточников по сравнению с выборкой на основе формы радиоспектра, что подтверждает-ся не обнаружением γ -ярких объектов среди отобранных по морфологии кандидатов.

Глава 6

Заключение

Проанализированы одновременные мульти-волновые РСДБ наблюдения 38 внегалактических радиоисточников (блазаров) с использованием системы апертурного синтеза VLBA. Наблюдения проводились в ходе двух программ: выборка объектов со значительным “сдвигом ядра” наблюдалась на девяти частотах в интервале 1.4–15.4 ГГц, выборка блазаров ярких в γ -диапазоне наблюдалась на семи частотах в интервале 4.6–43.2 ГГц. Предложена новая методика выделения пространственно разрешённых спектров из РСДБ данных (Глава 2) на основе суммирования CLEAN-компонент. Спектральный излом вызванный синхротронным самопоглощением, обнаружен в ядрах 27 из наблюдавшихся источников, что позволило оценить величину магнитного поля и энергетический спектр частиц (Таблица 2.4 в них. Мы установили верхние пределы проекции индукции магнитного поля на картинную плоскость для этих источников $B_{\perp} \leq 10^{-1} - 10^2$ Г (система отсчёта источника, Таблица 2.4 и 2.5).

Жёсткий спектр ($-0.5 \leq \alpha \leq +0.1$, $F_{\nu} \sim \nu^{\alpha}$) радиоизлучения ядер блазаров выше синхротронного пика может указывать на жёсткий спектр популяции релятивистских электронов джета или быть результатом существенных неоднородностей в излучающей зоне (по параметрам магнитного поля, плазмы или даже оптической глубины).

Для наблюдавшихся источников получены оценки размеров ядер (в пяти случаях только верхние пределы). Учитывая, что γ -излучение блазаров по-видимому рождается в области пространственно близкой к РСДБ-ядру, оценки размера ядра, индукции магнитного поля и энергетического распределения электронов, представленные в Таблице 2.4 могут служить полезными ограничениями для моделирования широкополосного Спектрального Энергетического Распределения (SED, смотри Главу 3).

Значительный сдвиг наблюдаемого положения ядра в зависимости от частоты выявлен и исследован в 20 источниках (Глава 4). Особый интерес этот эффект вызывает в качестве источника информации о физических условиях у основания джета – вероятного местоположения области, порождающей наиболее жёсткую компоненту в излучения блазаров. Также эффект важен для высокоточных астрометрических измерений. Видимое положение ядра, r_c , изменяется как функция частоты, ν , согласно зависимости $r_c \propto \nu^{-1}$, что было предсказано теоретически для случая чистого синхротронного самопоглощения в коническом, равновесном джете.

Таким образом полученные результаты поддерживают интерпретацию парсекового ядра как непрерывного джета Блэнфорда-Кёнигла (Blandford-Königl) с гладкими градиентами физических свойств (включая прозрачность) вдоль направления его распространения.

Не найдено достоверных свидетельств изменения показателя степени с частотой в соотношении $r_c(\nu)$. Тем не менее, некоторые локальные изменения могут присутствовать в некоторых источниках, особенно на самых высоких частотах.

Две выборки кандидатов в молодые радиоисточники наблюдаемые с ребра, представлены в Главе 5. Более обширная выборка, описанная в Разделе 5.1, была составлена на базе радио спектров полученных с одиночным радиотелескопом. Хотя при отборе кандидатов использовались одновременные многочастотные наблюдения, результирующий список может быть заражён блазарами с релятивистской абберацией, показывающими радиоспектр пиковой формы во время вспышек.

Вторая выборка, представленная в Разделе 5.3, отобрана по морфологии на парсековых масштабах с использованием обширного архива геодезических РСДБ-данных. Предполагается, что эта выборка является более “чистым” списком кандидатов в молодые радиоисточники по сравнению с выборкой на основе радиоспектра, что подтверждается отсутствием γ -излучения от отобранных кандидатов.

Обнаружен интересный эффект частотной зависимости положения горячих пятен, ассоциированных с молодыми радиоисточниками. Это явление заслуживает детального исследования специальными многочастотными РСДБ-наблюдениями. Сравнение блазаров, джеты которых направлены под малыми углами к лучу зрения с радиоисточниками, излучающими под большими углами поддерживает мнение, что яркие внегалактические источники γ -излучения связаны с джетами, испытывающими значительную релятивистскую абберацию.

Литература

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010a, *ApJ*, 721, 1425
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010b, accepted to *ApJ*, 0
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010c, submitted to *ApJ*, 0
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Agudo, I., et al. 2010d, submitted to *ApJ*, 0
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010e, *ApJS*, 188, 405
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJ*, 700, 597
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010f, *ApJ*, 710, 810
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010g, *ApJ*, 709, L152
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009a, *Science*, 325, 444
- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009b, *ApJ*, 707, 612
- Acciari, V. A., Aliu, E., Aune, T., et al. 2009c, *ApJ*, 703, 169
- Ackermann, M., Ajello, M., Baldini, L., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1383
- Afanas'ev, V. L., Dodonov, S. N., Moiseev, A. V., et al. 2003, *Astronomy Reports*, 47, 458
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al. 2009, *ApJ*, 696, L150
- Aller, M. F., Aller, H. D., & Hughes, P. A. 1992, *ApJ*, 399, 16
- Aller, M. F., Hughes, P. A., & Aller, H. D. 2010, arXiv:1007.0258
- Anderhub, H., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2009, *ApJ*, 705, 1624
- Angelakis, E., Fuhrmann, L., Nestoras, I., et al. 2010, arXiv:1006.5610
- Angelakis, E., Fuhrmann, L., Zensus, J. A., et al. 2009, arXiv:0910.0643
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Arshakian, T. G., León-Tavares, J., Lobanov, A. P., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 1231
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071

- Bach, U., Kadler, M., Krichbaum, T. P., et al. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 340, *Future Directions in High Resolution Astronomy*, ed. J. Romney & M. Reid, 30
- Bach, U., Krichbaum, T. P., Middelberg, E., Alef, W., & Zensus, A. J. 2008, in *The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy*
- Bach, U., Villata, M., Raiteri, C. M., et al. 2006, *A&A*, 456, 105
- Bai, J. M. & Lee, M. G. 2005, *Journal of Korean Astronomical Society*, 38, 125
- Beasley, A. J., Gordon, D., Peck, A. B., et al. 2002, *ApJS*, 141, 13
- Becker, R. H., White, R. L., & Edwards, A. L. 1991, *ApJS*, 75, 1
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1980, *Nature*, 287, 307
- Bell, M. B. & Comeau, S. P. 2010, *Ap&SS*, 325, 31
- Bianchin, V., Foschini, L., Ghisellini, G., et al. 2009, *A&A*, 496, 423
- Biretta, J. A., Moore, R. L., & Cohen, M. H. 1986, *ApJ*, 308, 93
- Blandford, R. D. & Konigl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Bloom, S. D., Bertsch, D. L., Hartman, R. C., et al. 1997, *ApJ*, 490, L145+
- Boettcher, M. 2010, arXiv:1006.5048
- Bonnoli, G., Ghisellini, G., Foschini, L., Tavecchio, F., & Ghirlanda, G. 2010, *MNRAS*, 1476
- Böttcher, M. 2002, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 30, 115
- Böttcher, M., Marscher, A. P., Rivasio, M., et al. 2003, *ApJ*, 596, 847
- Briggs, D. S., Schwab, F. R., & Sramek, R. A. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 127
- Camenzind, M. & Krockenberger, M. 1992, *A&A*, 255, 59
- Capetti, A., Raiteri, C. M., & Buttiglione, S. 2010, *A&A*, 516, A59+
- Carvalho, J. C. 1994, *A&A*, 292, 392
- Carvalho, J. C. 1998, *A&A*, 329, 845
- Celotti, A. & Ghisellini, G. 2008, *MNRAS*, 385, 283
- Cersosimo, J. C., Santos, M. L., Cintron, S. I., & Quiniento, Z. M. 1994, *ApJS*, 95, 157
- Charlot, P., Gabuzda, D. C., Sol, H., Degrange, B., & Piron, F. 2006, *A&A*, 457, 455

- Chatterjee, R., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1689
- Chen, A. W., D’Ammando, F., Villata, M., et al. 2008, *A&A*, 489, L37
- Collmar, W., Böttcher, M., Krichbaum, T. P., et al. 2010, *A&A*, 522, A66+
- Corbett, E. A., Robinson, A., Axon, D. J., & Hough, J. H. 2000, *MNRAS*, 311, 485
- Corbett, E. A., Robinson, A., Axon, D. J., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 737
- Cornwell, T., Braun, R., & Briggs, D. S. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 151
- Croke, S. M., O’Sullivan, S. P., & Gabuzda, D. C. 2010, *MNRAS*, 402, 259
- Dallacasa, D., Bondi, M., Alef, W., & Mantovani, F. 1998, *A&AS*, 129, 219
- Dallacasa, D., Falomo, R., & Stanghellini, C. 2002, *A&A*, 382, 53
- Dallacasa, D., Stanghellini, C., Centonza, M., & Fanti, R. 2000, *A&A*, 363, 887
- D’Ammando, F., Vercellone, S., Donnarumma, I., et al. 2010, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1248, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. A. Comastri, L. Angelini, & M. Cappi, 415–416
- D’Arcangelo, F. D., Marscher, A. P., Jorstad, S. G., et al. 2007, *ApJ*, 659, L107
- de Vries, N., Snellen, I. A. G., Schilizzi, R. T., Lehnert, M. D., & Bremer, M. N. 2007, *A&A*, 464, 879
- de Vries, W. H., Barthel, P. D., & O’Dea, C. P. 1997, *A&A*, 321, 105
- Dermer, C. D. & Schlickeiser, R. 2002, *ApJ*, 575, 667
- Edwards, P. G. & Tingay, S. J. 2004, *A&A*, 424, 91
- Falcke, H. 2001, in *Reviews in Modern Astronomy*, Vol. 14, *Reviews in Modern Astronomy*, ed. R. E. Schielicke, 15
- Falcke, H., Nagar, N. M., Wilson, A. S., Ho, L. C., & Ulvestad, J. S. 2001, in *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*, ed. L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, & P. A. Woudt, 218
- Fanti, C., Fanti, R., Dallacasa, D., et al. 1995, *A&A*, 302, 317
- Fermi-LAT Collaboration. 2010, *ArXiv e-prints*
- Fey, A. L. & Charlot, P. 1997, *ApJS*, 111, 95
- Fey, A. L., Clegg, A. W., & Fomalont, E. B. 1996, *ApJS*, 105, 299
- Fey, A. L., Ma, C., Arias, E. F., et al. 2004, *AJ*, 127, 3587
- Finke, J. D. & Dermer, C. D. 2010, *ApJ*, 714, L303
- Finke, J. D., Shields, J. C., Böttcher, M., & Basu, S. 2008, *A&A*, 477, 513

- Fomalont, E. B. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 301
- Fomalont, E. B., Petrov, L., MacMillan, D. S., Gordon, D., & Ma, C. 2003, *AJ*, 126, 2562
- Ghisellini, G. & Maraschi, L. 1989, *ApJ*, 340, 181
- Ghisellini, G. & Tavecchio, F. 2009, *MNRAS*, 397, 985
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- Giroletti, M., Reimer, A., Fuhrmann, L., Pavlidou, V., & Richards, J. L. 2010, arXiv:1001.5123
- Giuliani, A., D'Ammando, F., Vercellone, S., et al. 2009, *A&A*, 494, 509
- González-Pérez, J. N., Kidger, M. R., & Martín-Luis, F. 2001, *AJ*, 122, 2055
- Gopal-Krishna, Patnaik, A. R., & Steppe, H. 1983, *A&A*, 123, 107
- Gopal-Krishna & Spoelstra, T. A. T. 1993, *A&A*, 271, 101
- Gorham, P. W., van Zee, L., Unwin, S. C., & Jacobs, C. 2000, *AJ*, 119, 1677
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Greisen, E. W. 1990, in *Acquisition, Processing and Archiving of Astronomical Images*, ed. G. Longo & G. Sedmak, 125–142
- Greisen, E. W. 2003, *Information Handling in Astronomy - Historical Vistas*, 285, 109
- Guetta, D., Ghisellini, G., Lazzati, D., & Celotti, A. 2004, *A&A*, 421, 877
- Gugliucci, N. E., Taylor, G. B., Peck, A. B., & Giroletti, M. 2005, *ApJ*, 622, 136
- Gugliucci, N. E., Taylor, G. B., Peck, A. B., & Giroletti, M. 2007, *ApJ*, 661, 78
- Gupta, N., Salter, C. J., Saikia, D. J., Ghosh, T., & Jeyakumar, S. 2006, *MNRAS*, 373, 972
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Hildebrand, C. E., Iijima, B. A., Kroger, P. M., Folkner, W. M., & Edwards, C. D. 1994, in *In its The Telecommunications and Data Acquisition Report*, ed. J. H. Yuen, 46–82
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Homan, D. & Kovalev, Y. Y. 2010, in preparation, 0, 0
- Hovatta, T., Nieppola, E., Tornikoski, M., et al. 2008, *A&A*, 485, 51
- Hovatta, T., Valtaoja, E., Tornikoski, M., & Lähteenmäki, A. 2009, *A&A*, 494, 527

- Hughes, P. A., Aller, H. D., & Aller, M. F. 1985, *ApJ*, 298, 301
- Hujeirat, A., Livio, M., Camenzind, M., & Burkert, A. 2003, *A&A*, 408, 415
- Ishibashi, W. & Courvoisier, T. 2010, arXiv:1010.5591
- Jackson, N. & Browne, I. W. A. 1991, *MNRAS*, 250, 414
- Jauncey, D. L., King, E. A., Bignall, H. E., et al. 2003, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 20, 151
- Jones, T. W., O'dell, S. L., & Stein, W. A. 1974, *ApJ*, 188, 353
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Larionov, V. M., et al. 2010, *ApJ*, 715, 362
- Jorstad, S. G., Marscher, A. P., Mattox, J. R., et al. 2001, *ApJ*, 556, 738
- Kadler, M., Ros, E., Lobanov, A. P., Falcke, H., & Zensus, J. A. 2004, *A&A*, 426, 481
- Kardashev, N. S., Kuz'min, A. D., & Syrovatskii, S. I. 1962, *Soviet Ast.*, 6, 167
- Kellermann, K. I., Sramek, R. A., Schmidt, M., Green, R. F., & Shaffer, D. B. 1994, *AJ*, 108, 1163
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, *ApJS*, 180, 330
- Konigl, A. 1981, *ApJ*, 243, 700
- Königl, A. 2007, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Vol. 27, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, 91–101
- Kovalev, Y. A. & Kovalev, Y. Y. 2006, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 360, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. C. M. Gaskell, I. M. McHardy, B. M. Peterson, & S. G. Sergeev , 137
- Kovalev, Y. A., Kovalev, Y. Y., & Nizhelsky, N. A. 2000, *PASJ*, 52, 1027
- Kovalev, Y. Y. 2005, *Baltic Astronomy*, 14, 413
- Kovalev, Y. Y. 2009, *ApJ*, 707, L56
- Kovalev, Y. Y., Aller, H. D., Aller, M. F., et al. 2009, *ApJ*, 696, L17
- Kovalev, Y. Y., Kellermann, K. I., Lister, M. L., et al. 2005, *AJ*, 130, 2473
- Kovalev, Y. Y., Kovalev, Y. A., Nizhelsky, N. A., & Bogdantsov, A. B. 2002, *PASA*, 19, 83
- Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., & Pushkarev, A. B. 2008a, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 79, 1153
- Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Pushkarev, A. B., & Zensus, J. A. 2008b, *A&A*, 483, 759
- Kovalev, Y. Y., Nizhelsky, N. A., Kovalev, Y. A., et al. 1999a, *A&AS*, 139, 545

- Kovalev, Y. Y., Nizhelsky, N. A., Kovalev, Y. A., et al. 1999b, in IAU Symposium, Vol. 194, Activity in Galaxies and Related Phenomena, ed. Y. Terzian, E. Khachikian, & D. Weedman, 177
- Kovalev, Y. Y., Petrov, L., Fomalont, E. B., & Gordon, D. 2007, AJ, 133, 1236
- Kraus, J. D., Scheer, D. J., Dixon, R. S., Fitch, L. T., & Andrew, B. H. 1968, ApJ, 152, L35+
- Krolik, J. H. 1999, Active galactic nuclei : from the central black hole to the galactic environment, ed. Krolik, J. H.
- Kuehr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K., & Nauber, U. 1981, A&AS, 45, 367
- Labiano, A., Barthel, P. D., O’Dea, C. P., et al. 2007, A&A, 463, 97
- Lähteenmäki, A. & Valtaoja, E. 2003, ApJ, 590, 95
- Lee, S., Lobanov, A. P., Krichbaum, T. P., et al. 2008, AJ, 136, 159
- León-Tavares, J., Lobanov, A. P., Chavushyan, V. H., et al. 2010, ApJ, 715, 355
- Lindgren, L. 2007, Highlights of Astronomy, 14, 481
- Linford, J. D., Taylor, G. B., Romani, R., et al. 2010, ArXiv e-prints
- Lister, M. L., Cohen, M. H., Homan, D. C., et al. 2009, AJ, 138, 1874
- Lister, M. L., Kellermann, K. I., & Pauliny-Toth, I. I. K. 2002, in Proceedings of the 6th EVN Symposium, ed. E. Ros, R. W. Porcas, A. P. Lobanov, & J. A. Zensus, 135
- Lo, K. Y. 2005, ARA&A, 43, 625
- Lobanov, A. 2007, Ap&SS, 311, 263
- Lobanov, A. 2010a, arXiv:1010.2856
- Lobanov, A. P. 1998a, A&AS, 132, 261
- Lobanov, A. P. 1998b, A&A, 330, 79
- Lobanov, A. P. 2005, arXiv:astro-ph/0503225
- Lobanov, A. P. 2010b, arXiv:1011.0572
- Lobanov, A. P. & Zensus, J. A. 1998, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 144, IAU Colloq. 164: Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources, ed. J. A. Zensus, G. B. Taylor, & J. M. Wrobel, 53
- Lobanov, A. P. & Zensus, J. A. 2001, Science, 294, 128
- Ma, C., Arias, E. F., Eubanks, T. M., et al. 1998, AJ, 116, 516
- Madejski, G. M., Sikora, M., Jaffe, T., et al. 1999, ApJ, 521, 145

- Marcaide, J. M. & Shapiro, I. I. 1984, *ApJ*, 276, 56
- Marcaide, J. M., Shapiro, I. I., Corey, B. E., et al. 1985, *A&A*, 142, 71
- Marecki, A., Falcke, H., Niezgoda, J., Garrington, S. T., & Patnaik, A. R. 1999, *A&AS*, 135, 273
- Marscher, A. P. 1980, *Nature*, 288, 12
- Marscher, A. P. 1983, *ApJ*, 264, 296
- Marscher, A. P. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 110, *Blazar Continuum Variability*, ed. H. R. Miller, J. R. Webb, & J. C. Noble, 248
- Marscher, A. P. 2006a, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 856, *Relativistic Jets: The Common Physics of AGN, Microquasars, and Gamma-Ray Bursts*, ed. P. A. Hughes & J. N. Bregman, 1–22
- Marscher, A. P. 2006b, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement*, 6, 010000
- Marscher, A. P. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 386, *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray*, ed. T. A. Rector & D. S. De Young, 437
- Marscher, A. P. 2009, arXiv:0909.2576
- Marscher, A. P. & Gear, W. K. 1985, *ApJ*, 298, 114
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2010a, arXiv:1002.0806
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., D’Arcangelo, F. D., et al. 2008, *Nature*, 452, 966
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2010b, *ApJ*, 710, L126
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Larionov, V. M., et al. 2009, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 41, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 382
- Max-Moerbeck, W., for the Fermi-LAT Collaboration, & for the F-GAMMA collaboration. 2009, arXiv:0912.3817
- Mendenhall, W., Wackerly, D. D., & L., S. R. 1989, 15: *Nonparametric statistics*
- Mücke, A. & Protheroe, R. J. 2001, *Astroparticle Physics*, 15, 121
- Mücke, A., Protheroe, R. J., Engel, R., Rachen, J. P., & Stanev, T. 2003, *Astroparticle Physics*, 18, 593
- Muecke, A., Pohl, M., Reich, P., et al. 1997, *A&A*, 320, 33
- Napier, P. J. 1994, in *IAU Symposium*, Vol. 158, *Very High Angular Resolution Imaging*, ed. J. G. Robertson & W. J. Tango, 117
- Narayan, R. 2005, *New Journal of Physics*, 7, 199

- Nilsson, K., Pursimo, T., Sillanpää, A., Takalo, L. O., & Lindfors, E. 2008, *A&A*, 487, L29
- O'Dea, C. P. 1998, *PASP*, 110, 493
- O'Dea, C. P., Baum, S. A., & Stanghellini, C. 1991, *ApJ*, 380, 66
- O'Dea, C. P., Baum, S. A., Stanghellini, C., et al. 1990, *A&AS*, 84, 549
- Ojha, R., Kadler, M., Böck, M., et al. 2010, *A&A*, 519, A45+
- Ostorero, L., Moderski, R., Stawarz, Ł., et al. 2010, *ApJ*, 715, 1071
- O'Sullivan, S. P. & Gabuzda, D. C. 2009, *MNRAS*, 400, 26
- Otterbein, K., Krichbaum, T. P., Kraus, A., et al. 1998, *A&A*, 334, 489
- Owsianik, I. & Conway, J. E. 1998, *A&A*, 337, 69
- Pacciani, L., Donnarumma, I., Vittorini, V., et al. 2009, *A&A*, 494, 49
- Pacciani, L., Vittorini, V., Tavani, M., et al. 2010, *ApJ*, 716, L170
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*, ed. Pacholczyk, A. G.
- Panajian, V. G. 1998, *Afz*, 41, 246
- Pearson, T. J. & Readhead, A. C. S. 1988, *ApJ*, 328, 114
- Peck, A. B. & Taylor, G. B. 2000, *ApJ*, 534, 90
- Peck, A. B., Taylor, G. B., & Conway, J. E. 1999, *ApJ*, 521, 103
- Peck, A. B., Taylor, G. B., Fassnacht, C. D., Readhead, A. C. S., & Vermeulen, R. C. 2000, *ApJ*, 534, 104
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, *A&A*, 369, 339
- Perucho, M. & Martí, J. M. 2002, *ApJ*, 568, 639
- Petrov, L., Gordon, D., Gipson, J., et al. 2009, *Journal of Geodesy*, 83, 859
- Petrov, L., Kovalev, Y. Y., Fomalont, E. B., & Gordon, D. 2005, *AJ*, 129, 1163
- Petrov, L., Kovalev, Y. Y., Fomalont, E. B., & Gordon, D. 2006, *AJ*, 131, 1872
- Petrov, L., Kovalev, Y. Y., Fomalont, E. B., & Gordon, D. 2008, *AJ*, 136, 580
- Phillips, R. B. & Mutel, R. L. 1982, *A&A*, 106, 21
- Pihlström, Y. M., Conway, J. E., & Vermeulen, R. C. 2003, *A&A*, 404, 871
- Piner, B. G. & Edwards, P. G. 2004, *ApJ*, 600, 115
- Pogrebenko, S. V., Gurvits, L. I., Avruch, I. M., & Cimo, G. 2009, in *European Planetary Science Congress 2009*, 199
- Polatidis, A. G. 2009, *Astronomische Nachrichten*, 330, 149

- Polatidis, A. G. & Conway, J. E. 2003, *PASA*, 20, 69
- Porcas, R. 2008, in 2nd MCCT-SKADS Training School. Radio Astronomy: Fundamentals and the New Instruments
- Porcas, R. W. 2009, *A&A*, 505, L1
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2002, *Numerical Recipes in C*, second edition, ed. Press, W. H. and Teukolsky, S. A. and Vetterling, W. T. and Flannery, B. P.
- Pushkarev, A. & Kovalev, Y. 2008, in *The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy*
- Pushkarev, A. B. & Kovalev, Y. Y. 2010, in preparation, 0, 0
- Pushkarev, A. B., Kovalev, Y. Y., & Lister, M. L. 2010, *ApJ*, 722, L7
- Raiteri, C. M., Villata, M., Capetti, A., et al. 2009, *A&A*, 507, 769
- Ravasio, M., Tagliaferri, G., Ghisellini, G., et al. 2003, *A&A*, 408, 479
- Readhead, A. C. S., Taylor, G. B., Pearson, T. J., & Wilkinson, P. N. 1996a, *ApJ*, 460, 634
- Readhead, A. C. S., Taylor, G. B., Xu, W., et al. 1996b, *ApJ*, 460, 612
- Richards, J. L., Max-Moerbeck, W., Pavlidou, V., et al. 2010, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1248, American Institute of Physics Conference Series, ed. A. Comastri, L. Angelini, & M. Cappi, 503–504
- Rioja, M. J., Dodson, R., Porcas, R. W., Suda, H., & Colomer, F. 2005, [arXiv:astro-ph/0505475](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505475)
- Rioja, M. J., Marcaide, J. M., Elosegui, P., & Shapiro, I. I. 1997, *A&A*, 325, 383
- Rodriguez, C., Taylor, G. B., Zavala, R. T., et al. 2006, *ApJ*, 646, 49
- Ros, E. & Lobanov, A. P. 2002, [arXiv:astro-ph/0211200](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211200)
- Rossetti, A., Mantovani, F., Fanti, C., & Fanti, R. 2003, *PASA*, 20, 35
- Sambruna, R. M., Ghisellini, G., Hooper, E., et al. 1999, *ApJ*, 515, 140
- Savolainen, T., Homan, D. C., Hovatta, T., et al. 2010, *A&A*, 512, A24+
- Savolainen, T., Wiik, K., Valtaoja, E., & Tornikoski, M. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 386, *Extragalactic Jets: Theory and Observation from Radio to Gamma Ray*, ed. T. A. Rector & D. S. De Young, 451
- Sekido, M., Ichikawa, R., Osaki, H., et al. 2004, in *International VLBI Service for Geodesy and Astrometry 2004 General Meeting Proceedings*, ed. N. R. Vandenberg & K. D. Baver, 258

- Shepherd, M. C. 1997, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 125, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, ed. G. Hunt & H. Payne, 77
- Shepherd, M. C., Pearson, T. J., & Taylor, G. B. 1994, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 26, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 987–989
- Sikora, M., Begelman, M. C., Madejski, G. M., & Lasota, J. 2005, *ApJ*, 625, 72
- Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. 1994, *ApJ*, 421, 153
- Sikora, M., Błażejowski, M., Moderski, R., & Madejski, G. M. 2002, *ApJ*, 577, 78
- Sligh, V. I. 1963, *Nature*, 199, 682
- Snellen, I. A. G., Lehnert, M. D., Bremer, M. N., & Schilizzi, R. T. 2002, *MNRAS*, 337, 981
- Snellen, I. A. G., Schilizzi, R. T., Bremer, M. N., et al. 1998a, *MNRAS*, 301, 985
- Snellen, I. A. G., Schilizzi, R. T., Bremer, M. N., et al. 1999, *MNRAS*, 307, 149
- Snellen, I. A. G., Schilizzi, R. T., de Bruyn, A. G., et al. 1998b, *A&AS*, 131, 435
- Snellen, I. A. G., Zhang, M., Schilizzi, R. T., et al. 1995, *A&A*, 300, 359
- Sokolovsky, K. & Kovalev, Y. 2008, in *The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy*
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Kovalev, Y. A., Nizhelskiy, N. A., & Zhekanis, G. V. 2009, *Astronomische Nachrichten*, 330, 199
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., et al. 2010a, arXiv:1006.3084
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., et al. 2010b, arXiv:1001.2591
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Mimica, P., & Perucho, M. 2010c, *A&A* submitted, 0, 0
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., & Lobanov, A. P. 2010d, *A&A* submitted, 0, 0
- Soldi, S., Türler, M., Paltani, S., et al. 2008, *A&A*, 486, 411
- Spoelstra, T. A. T., Patnaik, A. R., & Gopal-Krishna. 1985, *A&A*, 152, 38
- Stanghellini, C. 2003, *PASA*, 20, 118
- Stanghellini, C., Baum, S. A., O’Dea, C. P., & Morris, G. B. 1990, *A&A*, 233, 379
- Stanghellini, C., Bondi, M., Dallacasa, D., et al. 1997a, *A&A*, 318, 376

- Stanghellini, C., Dallacasa, D., O’Dea, C. P., et al. 2001, *A&A*, 377, 377
- Stanghellini, C., O’Dea, C. P., Baum, S. A., et al. 1997b, *A&A*, 325, 943
- Stanghellini, C., O’Dea, C. P., Dallacasa, D., et al. 1998, *A&AS*, 131, 303
- Stickel, M., Fried, J. W., & Kuehr, H. 1993, *A&AS*, 98, 393
- Tadhunter, C. N., Morganti, R., di Serego-Alighieri, S., Fosbury, R. A. E., & Danziger, I. J. 1993, *MNRAS*, 263, 999
- Tagliaferri, G., Foschini, L., Ghisellini, G., et al. 2008, *ApJ*, 679, 1029
- Taylor, G. B., Marr, J. M., Pearson, T. J., & Readhead, A. C. S. 2000, *ApJ*, 541, 112
- Taylor, G. B., O’Dea, C. P., Peck, A. B., & Koekemoer, A. M. 1999, *ApJ*, 512, L27
- Taylor, G. B. & Peck, A. B. 2003, *ApJ*, 597, 157
- Taylor, G. B., Readhead, A. C. S., & Pearson, T. J. 1996, *ApJ*, 463, 95
- Taylor, G. B., Vermeulen, R. C., Pearson, T. J., et al. 1994, *ApJS*, 95, 345
- Teräsranta, H., Wiren, S., & Koivisto, P. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 299, *High Energy Blazar Astronomy*, ed. L. O. Takalo & E. Valtaoja, 235
- Thompson, A. R. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 180, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 11
- Thompson, D. J., Djorgovski, S., & de Carvalho, R. 1990, *PASP*, 102, 1235
- Tingay, S. J., Edwards, P. G., & Tzioumis, A. K. 2003, *MNRAS*, 346, 327
- Tinti, S., Dallacasa, D., de Zotti, G., Celotti, A., & Stanghellini, C. 2005, *A&A*, 432, 31
- Torniainen, I., Tornikoski, M., Lähteenmäki, A., et al. 2007, *A&A*, 469, 451
- Torniainen, I., Tornikoski, M., Teräsranta, H., Aller, M. F., & Aller, H. D. 2005, *A&A*, 435, 839
- Tornikoski, M., Jussila, I., Johansson, P., Lainela, M., & Valtaoja, E. 2001, *AJ*, 121, 1306
- Tremblay, S. E., Taylor, G. B., Helmboldt, J. F., Fassnacht, C. D., & Romani, R. W. 2009, *Astronomische Nachrichten*, 330, 206
- Unwin, S. C., Wehrle, A. E., Lobanov, A. P., et al. 1997, *ApJ*, 480, 596
- Unwin, S. C., Wehrle, A. E., Urry, C. M., et al. 1994, *ApJ*, 432, 103
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Valtonen, M. J., Lehto, H. J., Nilsson, K., et al. 2008, *Nature*, 452, 851

- Vercellone, S., D'Ammando, F., Vittorini, V., et al. 2010, *ApJ*, 712, 405
- Verkhodanov, O. V., Trushkin, S. A., Andernach, H., & Chernenkov, V. N. 2005, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, 58, 118
- Vermeulen, R. C., Ogle, P. M., Tran, H. D., et al. 1995, *ApJ*, 452, L5+
- Véron-Cetty, M. & Véron, P. 2006, *A&A*, 455, 773
- Véron-Cetty, M. & Véron, P. 2010, *A&A*, 518, A10+
- Villata, M. & Raiteri, C. M. 1999, *A&A*, 347, 30
- Villata, M., Raiteri, C. M., Aller, H. D., et al. 2004, *A&A*, 424, 497
- Villata, M., Raiteri, C. M., Kurtanidze, O. M., et al. 2002, *A&A*, 390, 407
- Villata, M., Raiteri, C. M., Larionov, V. M., et al. 2009, *A&A*, 501, 455
- Virtanen, J. J. P. & Vainio, R. 2005, *ApJ*, 621, 313
- Vollmer, B., Krichbaum, T., Angelakis, E., & Kovalev, Y. 2008a, *A&A* submitted, 0, 53
- Vollmer, B., Krichbaum, T. P., Angelakis, E., & Kovalev, Y. Y. 2008b, *A&A*, 489, 49
- Walker, R. C., Dhawan, V., Romney, J. D., Kellermann, K. I., & Vermeulen, R. C. 2000, *ApJ*, 530, 233
- Wilkinson, P. N., Polatidis, A. G., Readhead, A. C. S., Xu, W., & Pearson, T. J. 1994, *ApJ*, 432, L87
- Willett, K. W., Stocke, J. T., Darling, J., & Perlman, E. S. 2010, *ApJ*, 713, 1393
- Wilson, A. S. & Colbert, E. J. M. 1995, *ApJ*, 438, 62
- Wright, A. & Otrupcek, R. 1990, in *PKS Catalog (1990)*, 0
- Xiang, L., Dallacasa, D., Cassaro, P., Jiang, D., & Reynolds, C. 2005, *A&A*, 434, 123
- Xiang, L., Reynolds, C., Strom, R. G., & Dallacasa, D. 2006, *A&A*, 454, 729
- Yang, J., Gurvits, L. I., Frey, S., & Lobanov, A. P. 2008, *arXiv:0811.2926*
- Zensus, J. A. 1997, *ARA&A*, 35, 607
- Zensus, J. A., Cohen, M. H., & Unwin, S. C. 1995, *ApJ*, 443, 35
- Zensus, J. A., Krichbaum, T. P., & Britzen, S. 2006, *arXiv:astro-ph/0610712*

Список публикаций

- Sokolovsky, K. V. and Kovalev, Y. Y. and Pushkarev, A. B. and Lobanov, A. P. 2010 A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets I. Evidence for dominating synchrotron opacity submitted to *Astronomy & Astrophysics*.
- Sokolovsky, K. V. and Kovalev, Y. Y. and Mimica, P. and Perucho, M. 2010 A VLBI-selected sample of Compact Symmetric Object candidates and frequency dependent position of hotspots submitted to *Astronomy & Astrophysics*.
- Abdo, A. A., et al. 2010. The first Fermi multifrequency campaign on BL Lac: characterizing the low activity state of the eponymous blazar submitted to *The Astrophysical Journal*.
- Abdo, A. A., et al. 2010. Fermi-LAT observations of Markarian 421: the missing piece of its Spectral Energy Distribution submitted to *The Astrophysical Journal*.
- Abdo, A. A., et al. 2010. Insights Into the High-energy γ -ray Emission of Markarian 501 from Extensive Multifrequency Observations in the Fermi Era accepted to *The Astrophysical Journal*.
- Abdo, A. A., et al. 2010. Fermi Large Area Telescope and Multi-wavelength Observations of the Flaring Activity of PKS 1510-089 between 2008 September and 2009 June. *The Astrophysical Journal* 721, 1425-1447.
- Sokolovsky, K. V., et al. 2010. Constraints on the gamma-ray emitting region in blazars from multi-frequency VLBI measurements. Proceedings of the Workshop "Fermi meets Jansky - AGN in Radio and Gamma-Rays Savolainen, T., Ros, E., Porcas, R.W. & Zensus, J.A. (eds.), MPIfR, Bonn p.167 arXiv:1006.3084.
- Vercellone, S., et al. 2010. Multiwavelength Observations of 3C 454.3. III. Eighteen Months of Agile Monitoring of the "Crazy Diamond". *The Astrophysical Journal* 712, 405-420.
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Lobanov, A. P., Savolainen, T., Pushkarev, A. B., Kadler, M. 2010. Constraining the magnetic field in the parsec-scale jets of the brightest Fermi blazars with multifrequency VLBI observations. 2009 Fermi Symposium, Washington, DC, Nov 2-5; eConf Proceedings C091122; arXiv:1001.2591.
- Sokolovsky, K. V., Kovalev, Y. Y., Kovalev, Y. A., Nizhelskiy, N. A., Zhekanis, G. V. 2009. A sample of GHz-peaked spectrum sources selected at RATAN-600: Spectral and variability properties. Proceedings of the Fourth Workshop on Compact Steep Spectrum and GHz-Peaked Spectrum Radio Sources, held in Riccione, Italy, from May 26 to 29, 2008. Editors: K.-H. Mack, D. Dallacasa, and C. P. O'Dea *Astronomische Nachrichten* 330, 199.
- Sokolovsky, K., Kovalev, Y. 2008. Parsec-scale properties of GHz-Peaked Spectrum sources from 2.3 and 8.6 GHz VLBI surveys. Published in Proceedings of Science, The 9th European VLBI Network Symposium: The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy.

Kovalev, Y., Pushkarev, A., Lobanov, A., Sokolovsky, K. 2008. Opacity in parsec-scale jets of active galactic nuclei: VLBA study from 1.4 to 15 GHz. Published in Proceedings of Science, The 9th European VLBI Network Symposium: The role of VLBI in the Golden Age for Radio Astronomy.