

Методы оценки физических параметров
релятивистских струйных выбросов из
активных ядер галактик на основе
аналитического моделирования и
наблюдений

Нохрина Елена

к.ф.-м.н., доцент

с.н.с. Лаборатории релятивистской астрофизики МФТИ

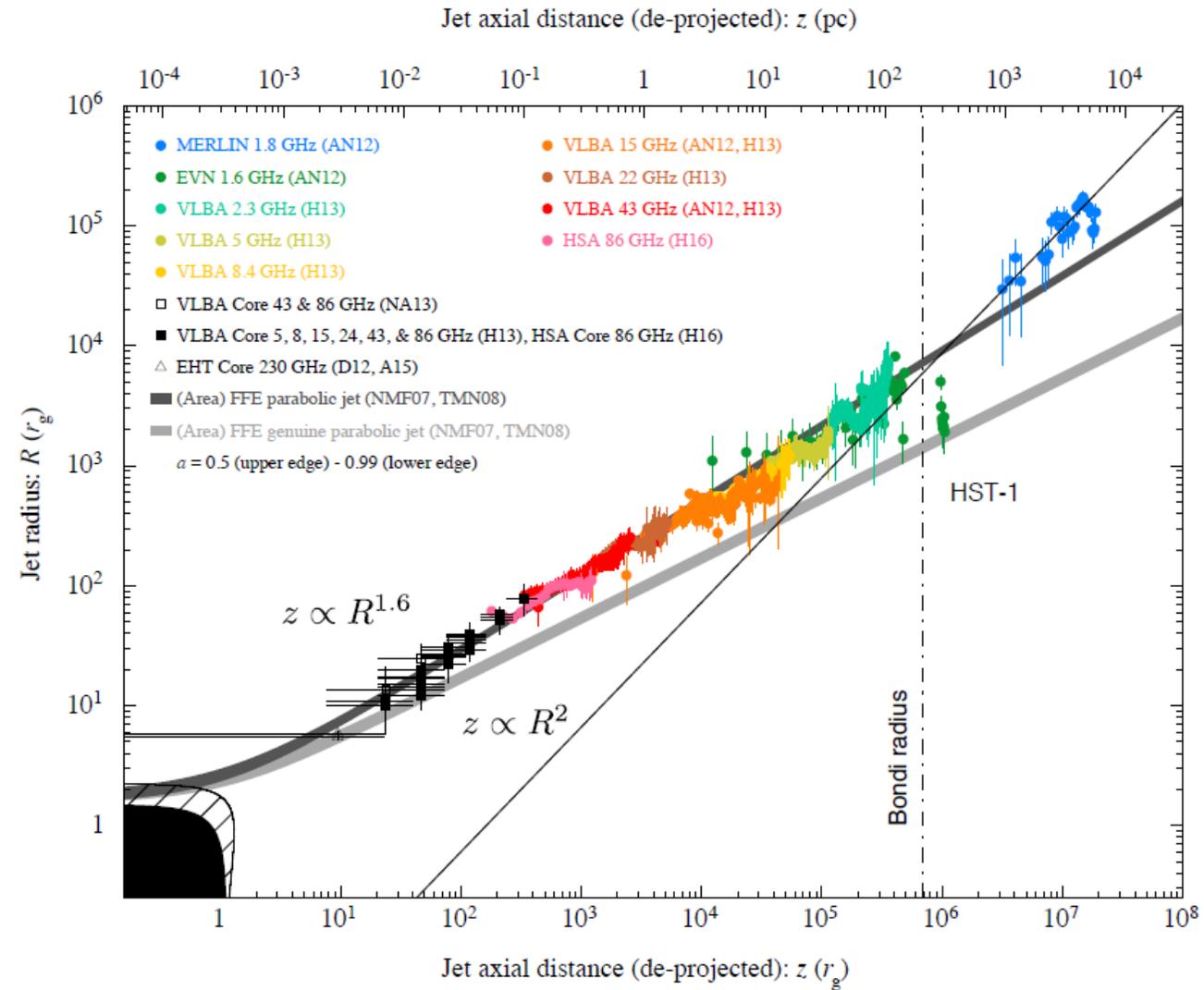
Содержание

1. Определение физических параметров джетов по наблюдаемому излому в форме
2. Использование эффекта видимого сдвига ядра для определения параметров релятивистских струйных выбросов
3. Экстремальные яркостные температуры — оценки параметров плазмы в выбросах
4. Влияние нагружения массой на ускорение и торможение джетов
5. Положения, выносимые на защиту
6. Публикации, содержащие основные результаты диссертации

Изломы в джетах

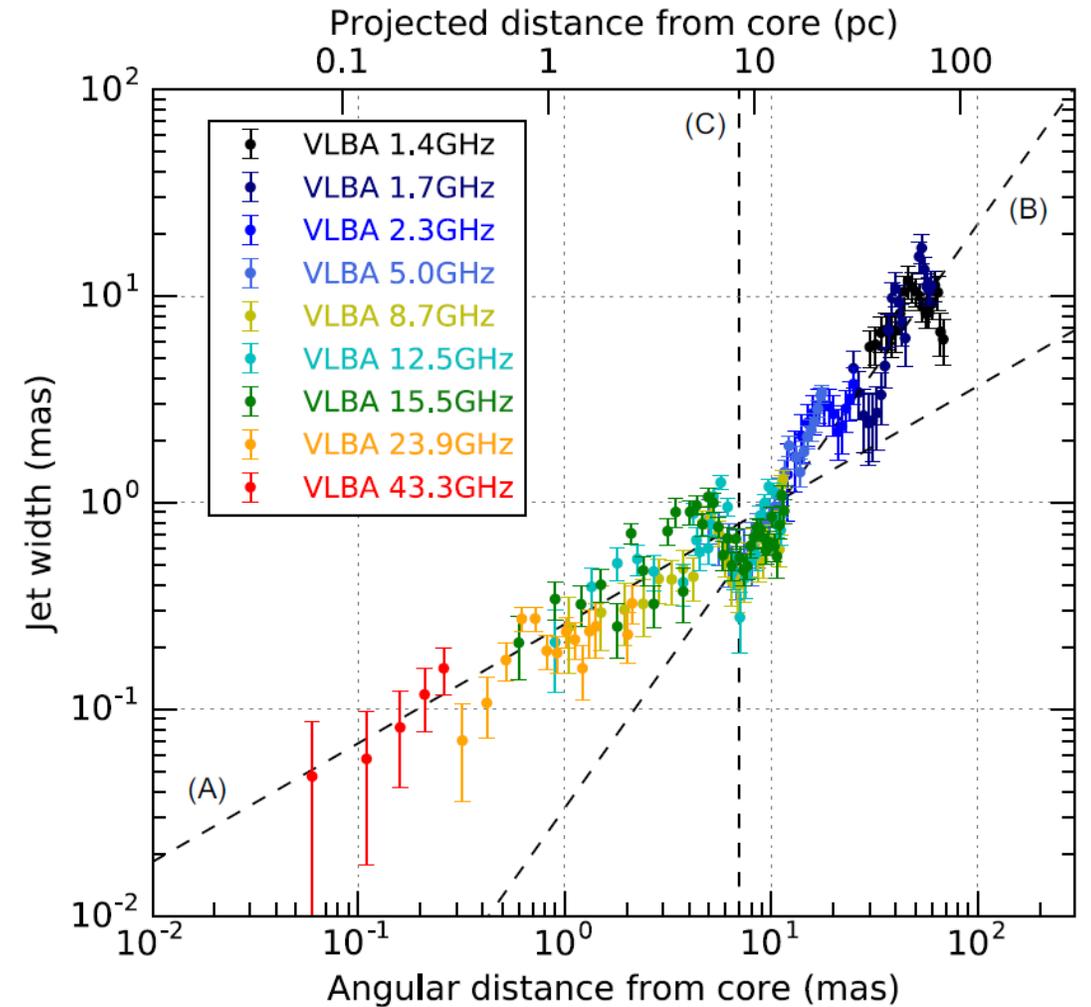
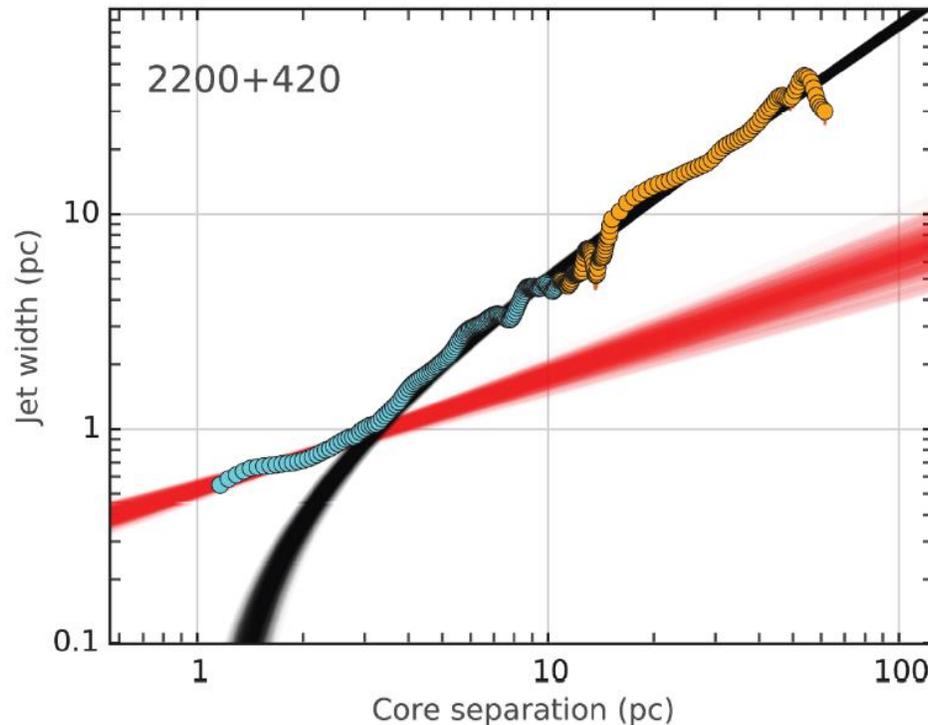
- Переход от квазипараболической к квазиконической форме выброса
- Впервые обнаружен для M87 в работе Asada & Nakamura (2012)

$$d \propto r^{0.5} \rightarrow d \propto r^{1.0}$$



Изломы в джетах

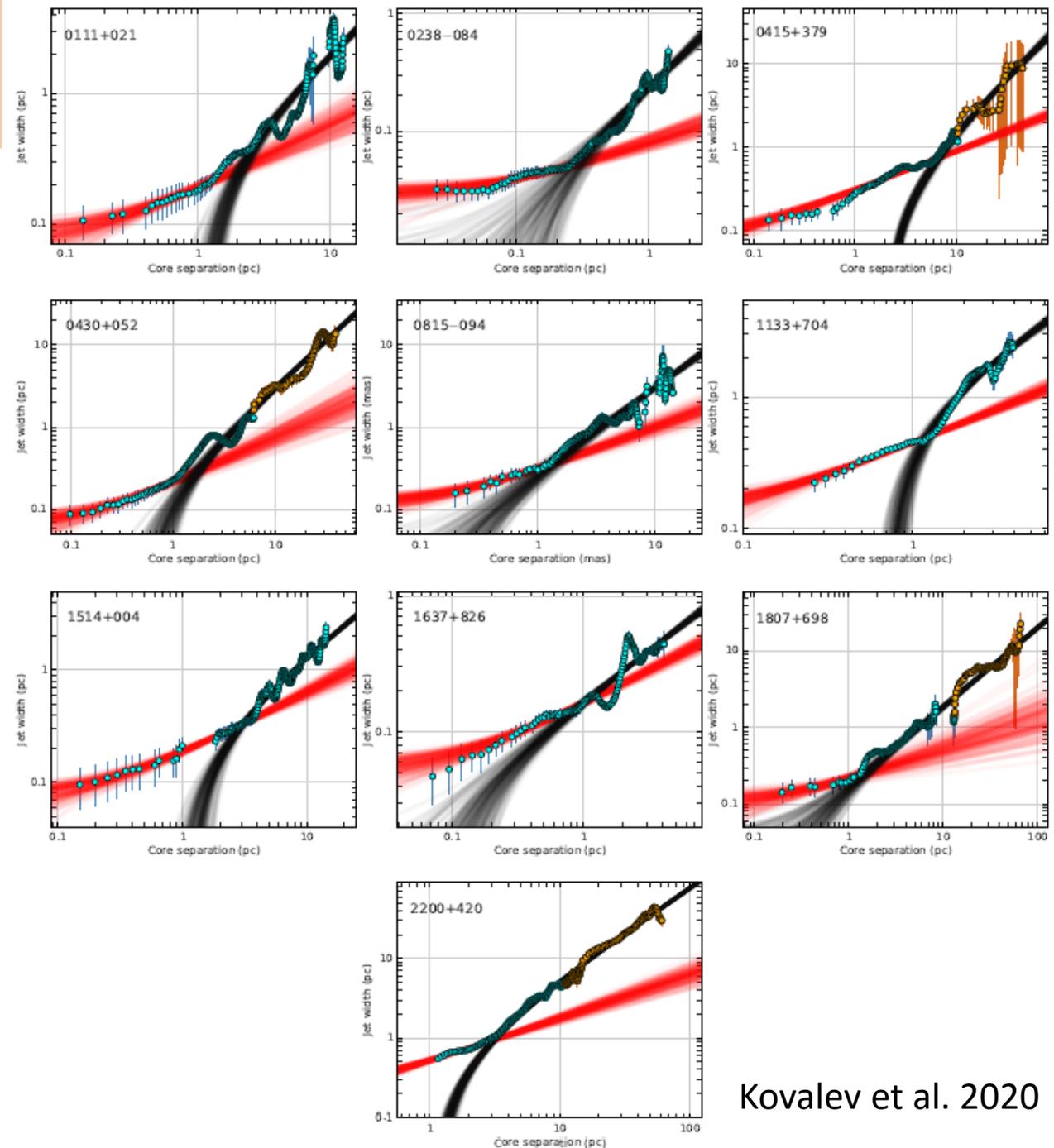
- Переход от квазипараболической к квазиконической форме выброса
- Впервые обнаружен для M87 в работе Asada & Nakamura (2012)
- Источники разных типов (угол наблюдения): радио галактики, блазары, Сейферты с узкими линиями



Изломы в джетах

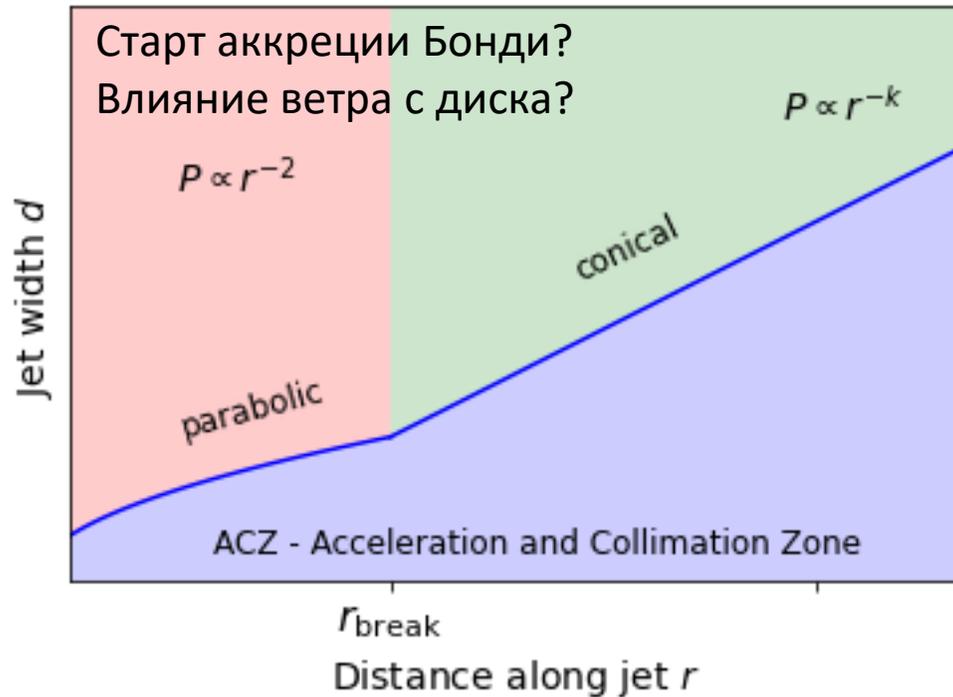
- Переход от квазипараболической к квазиконической форме выброса
- Впервые обнаружен для M87 в работе Asada & Nakamura (2012)
- Источники разных типов (угол наблюдения): радио галактики, блазары, Сейферты с узкими линиями
- Источники разных типов по классификации Fanaroff-Riley
- По одноэпоховым и стаковым картам
- Обнаружен в самых близких источниках, что, вероятно, связано с недостаточным разрешением для более далеких источников

Это указывает на универсальность механизма, отвечающего за это явление



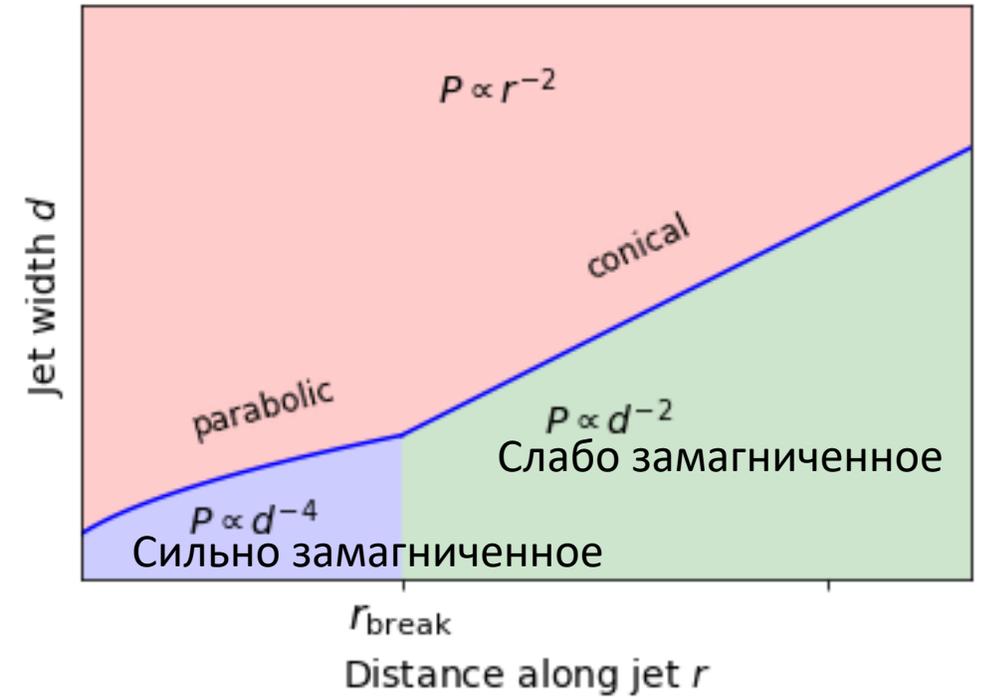
Изломы в джетах

Излом из-за изменения профиля внешнего давления:



Asada & Nakamura 2012, Levinson & Globus 2017, Boccardi+ 2021

Излом из-за изменения режима самого течения:



Lyubarsky 2009, Beskin+ 2017, Kovalev+ 2020

В любом случае измерение, моделирование и анализ излома позволит получить новую информацию о

- внешней среде
- ускорение / замагниченность / коллимация джетов
- параметры черной дыры

Изломы в джетах

Методы:

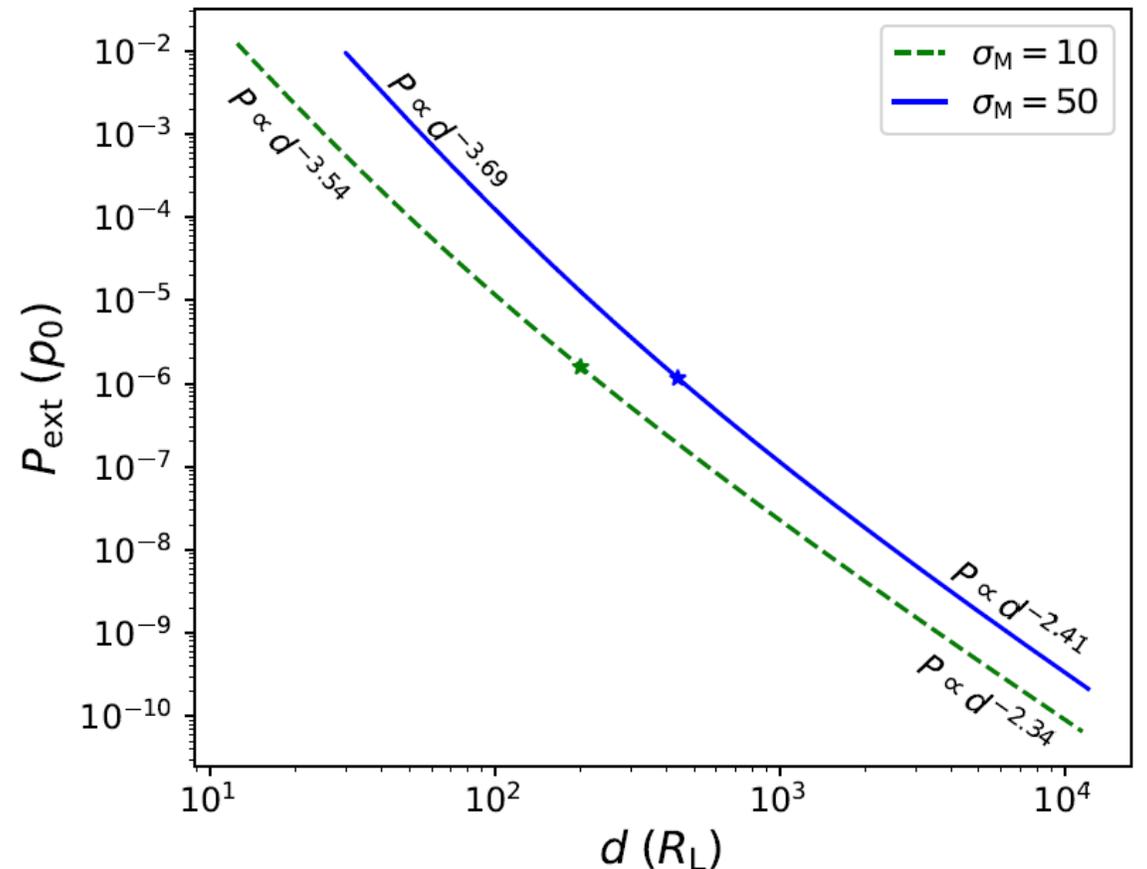
Модель джета с замкнутым электрическим током (Beskin et al. 2017):

- Электрический ток полностью замыкается внутри выброса; γ на границе нет токового слоя, есть гидродинамический контактный разрыв
- В силу выбора интегралов, электрическое и магнитное поля и скорость плазмы исчезают на границе
- Внешнее давление должно быть сбалансировано тепловым давлением внутри джета

Модель джета с постоянной угловой скоростью (Beskin & Nokhrina 2006, Lyubarsky 2009, Komissarov et al. 2009).

Обе модели дают одну и ту же зависимость давления джета от ширины на его границе (в том числе с учетом температуры, Beskin et al. 2017, с учетом температуры – в работе Kovalev et al. 2020, с постоянной угловой скоростью – в работе Nokhrina et al. 2022)

Зависимость давления внешней среды P от ширины джета d



Изломы в джетах

Для моделирования формы границы нужно знать (предположить) зависимость внешнего давления от расстояния от центральной ЧД r . При сферически-симметричной аккреции Бонди

$$P = P_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-b}$$

Показатель степени может быть $b \sim 1 - 2.5$ (Quataert & Narayan 2000, Shcherbakov 2008, Narayan & Fabian 2011).

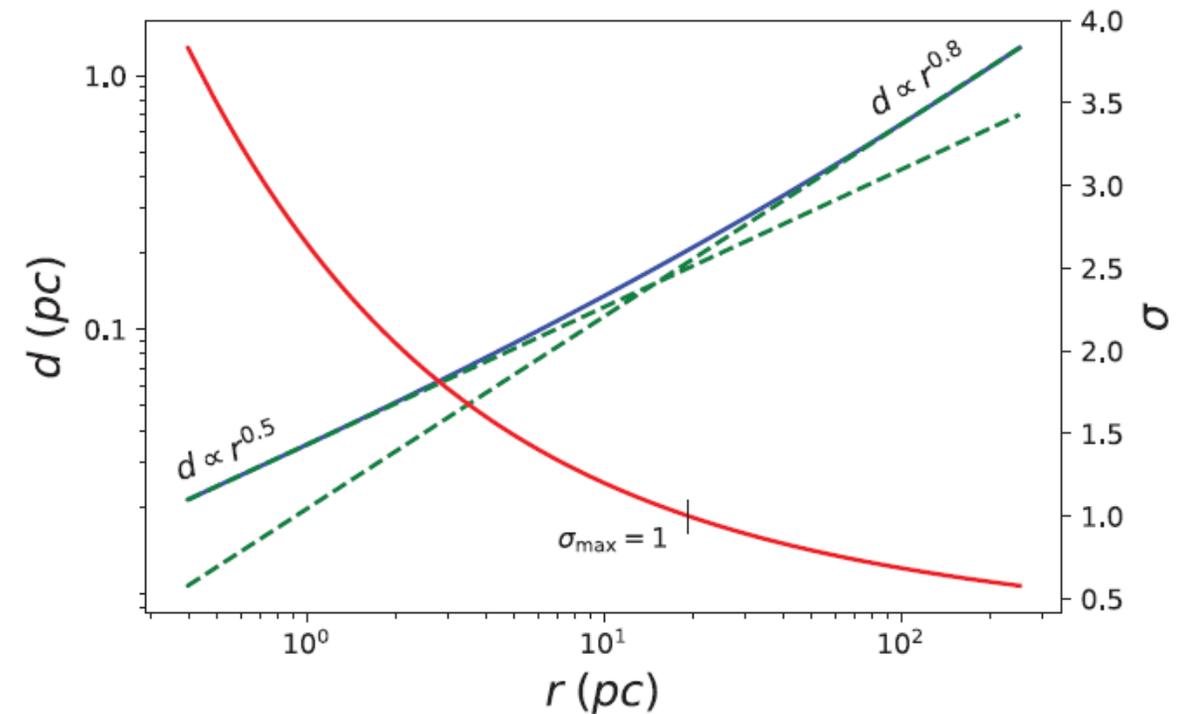
В этом случае получаются две степенные зависимости ширины джета от расстояния:

- ближе к основанию источника $d \propto r^{0.54}$
- дальше от начала течения $d \propto r^{0.83}$

При универсальном профиле внешнего давления естественно получаются две различных формы границы выброса.

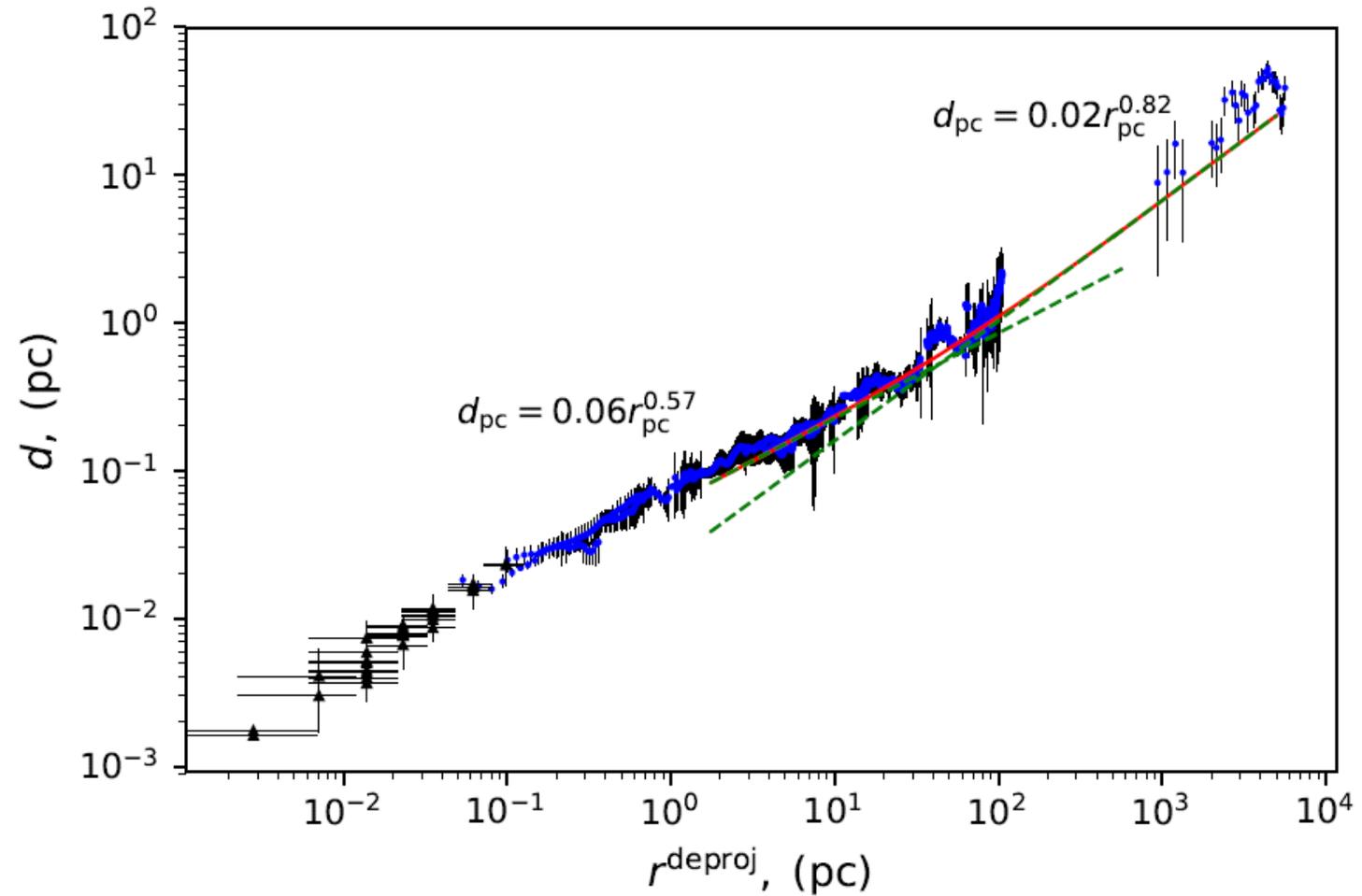
Точка излома – точка пересечения двух степенных зависимостей – совпадает с расстоянием вдоль выброса, на котором максимальная замагниченность становится равной единице.

Излом происходит при переходе течения от сильно-к слабо замагниченному.

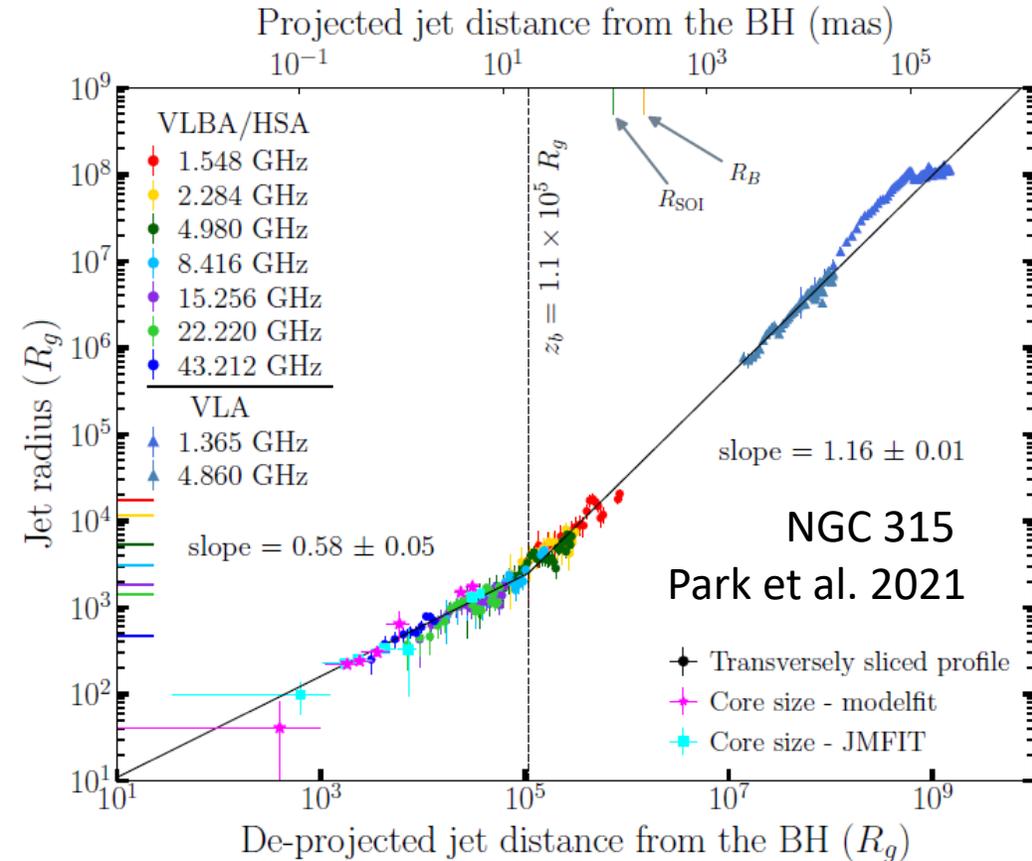
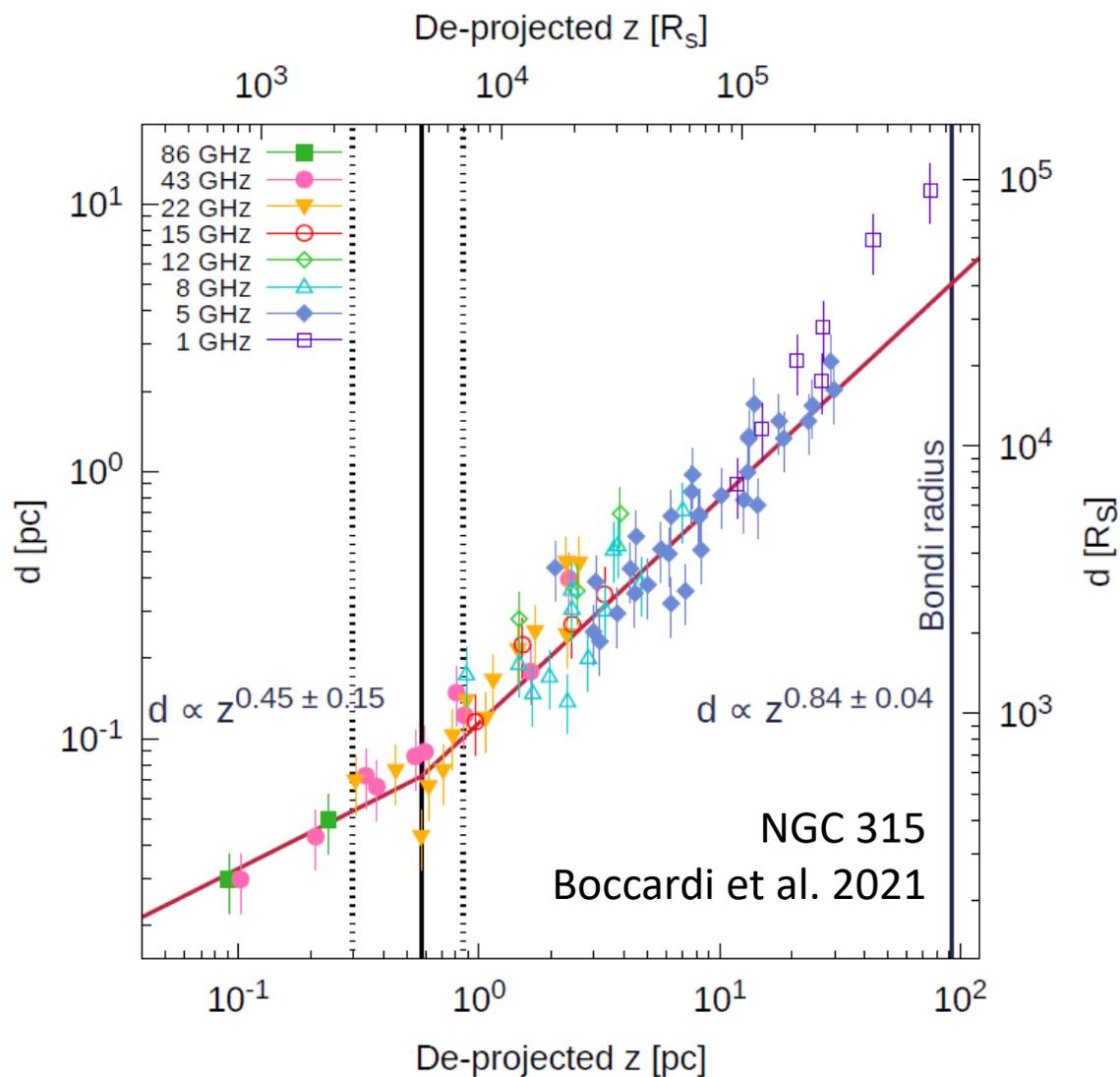


Изломы в джетах

- M87 – наиболее исследованное АЯГ из-за своей близости
- Данные наблюдений позволяют проследить форму выброса на расстояниях пяти порядков масштаба расстояния (и еще один порядок для данных по ширинам ядер, имеющим неопределенность в положении из-за эффекта видимого сдвига ядра)
- По данным измерений ширин удалось воспроизвести форму выброса, включая параболический участок, излом и конический участок, на четырех порядках масштаба расстояния



Изломы в джетах



Выводы:

- Переход границы джета от параболической к конической может быть объяснен изменением режима течения при одном и том же профиле внешнего давления на всех расстояниях.
- Это подтверждается обнаружением излома выброса внутри сферы Бонди.

Изломы в джетах

Оценки параметров черной дыры, выброса и внешней среды по геометрии излома. Зависимость безразмерных на характерные масштабы величин: давления \tilde{p} от ширины \tilde{d} единственный параметр, определяющий кривую – это начальная замагниченность σ_M .

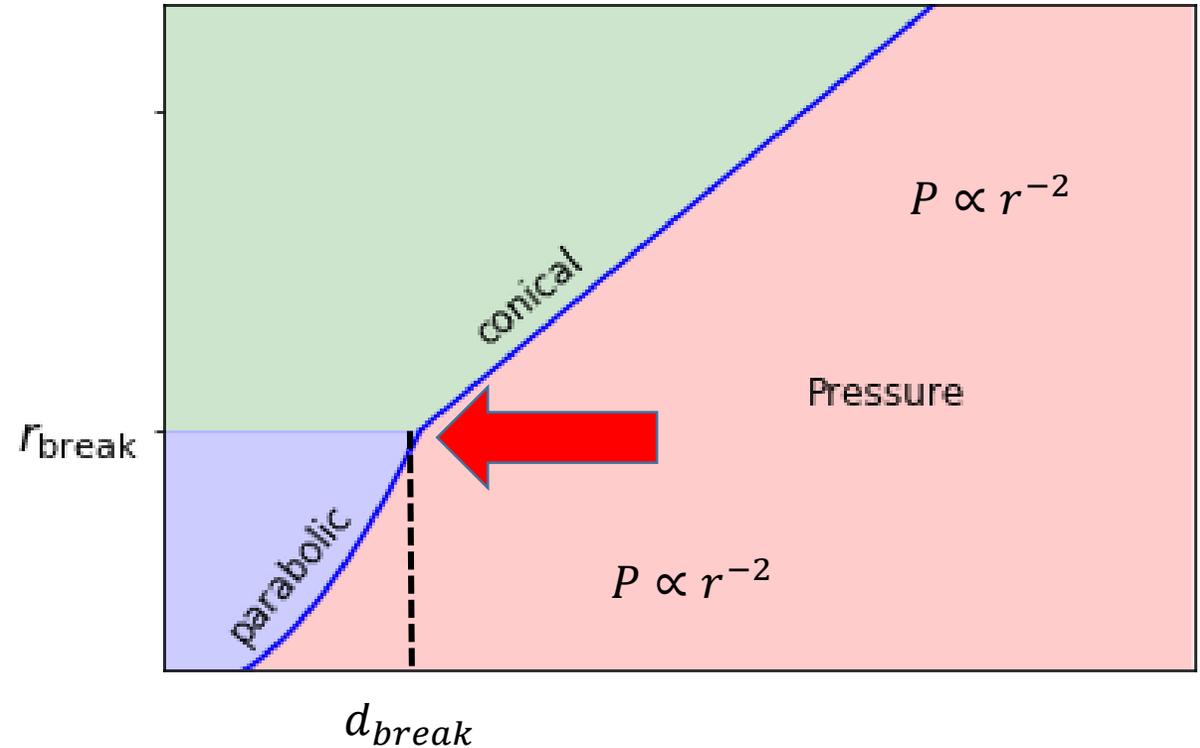
Радиус светового цилиндра R_L

Ширина джета в изломе

$$d_{break} = 2R_L d_*(\sigma_M)$$

Для $\sigma_M \approx 5 - 50$ разброс значений d_* примерно от 30 до 130.

Значит, с этой же точностью определяем размер светового цилиндра.



Изломы в джетах

Спин a_*

$$a_* = \frac{8 r_g / R_L}{1 + 16 (r_g / R_L)^2}$$

Значение спина определяется R_L и зависит в большей степени от массы черной дыры.

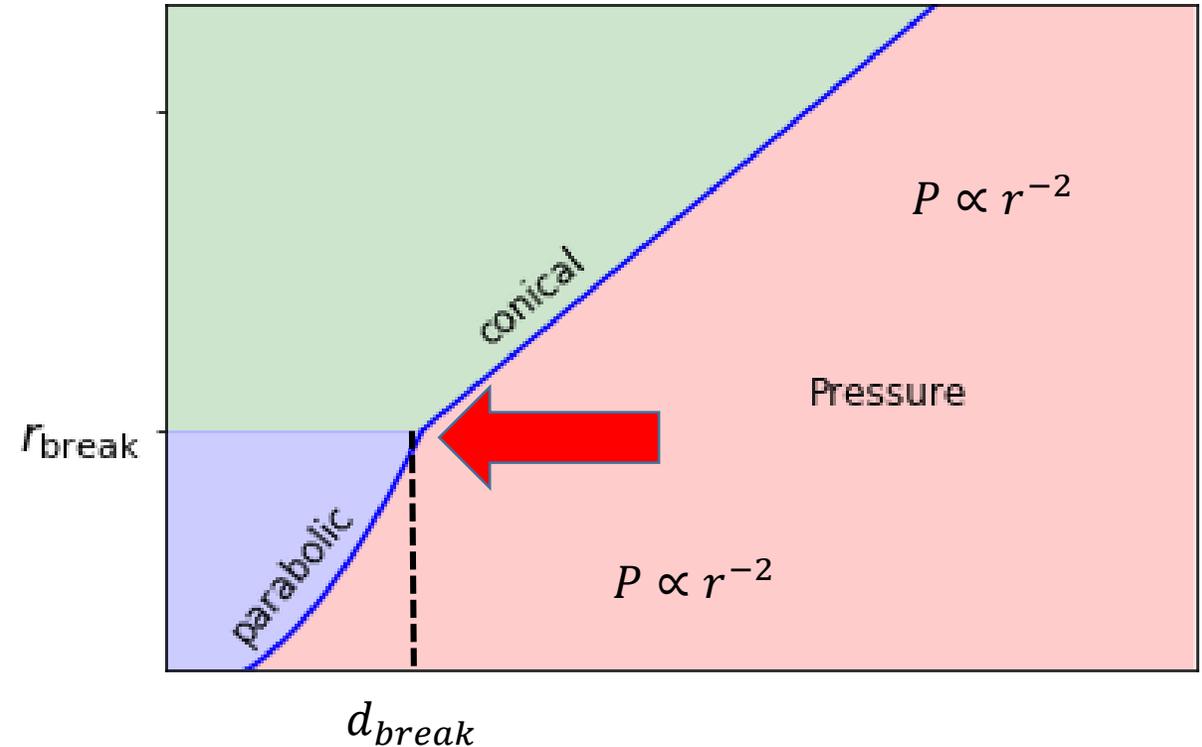
Методы оценки масс:

(явным методом)

- по прямому измерению кинематики (звезд, звездных скоплений, газа)
- реверберационное картографирование

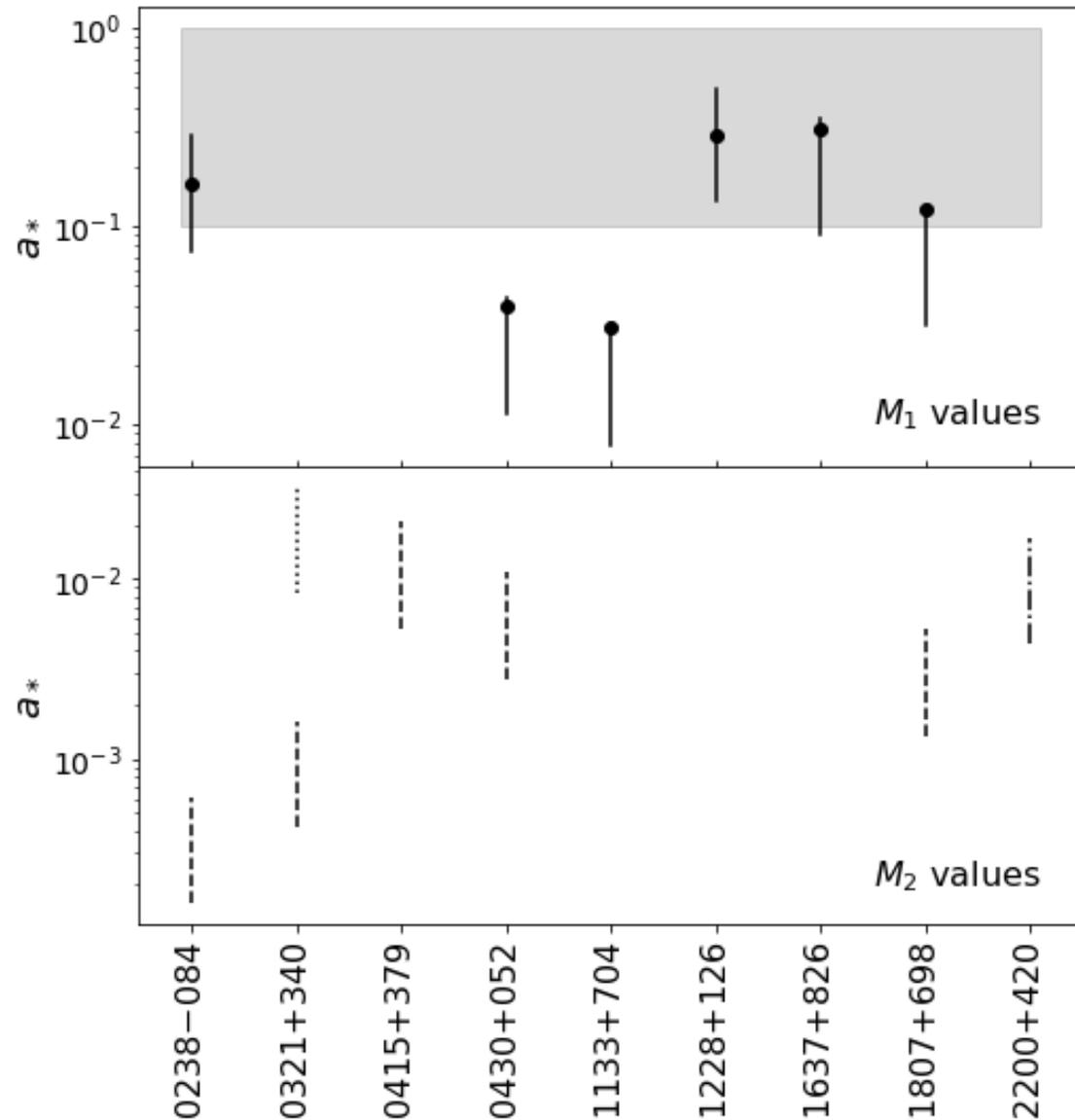
(неявным методом)

- по оценке размера BLR по эмпирической зависимости от светимости в линиях
- по корреляции массы СМЧД и светимости сфероида
- по эмпирической связи параметров балджа с дисперсией скоростей



Выборка источников: 10 источников из Kovalev et al. 2020 + M87 (Nokhrina et al. 2019) + 1H 0321+342 (Hada et al. 2018). Для двух источников этой выборки неизвестны масса или красное смещение.

Изломы в джетах



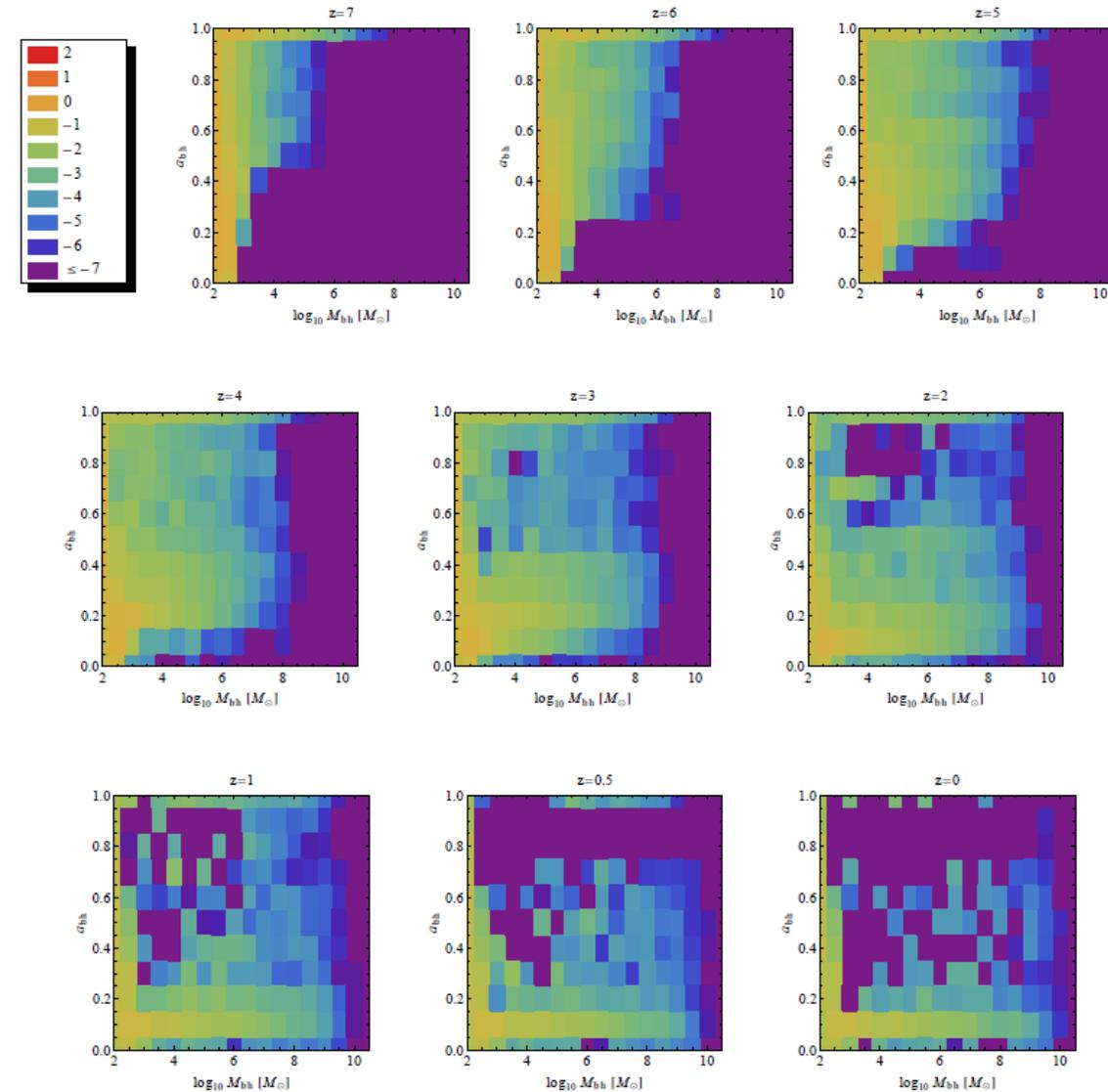
- Серая полоса – ожидаемые значения спинов от 0.1 до 0.99
- Верхний конец отметки соответствует $\sigma_M = 50$, нижний конец – $\sigma_M = 5$
- Тип отметки отражает способ определения массы СМЧД:
 - по прямому измерению кинематики (звезд, звездных скоплений, газа)
 - по оценке размера BLR по эмпирической зависимости от светимости в линиях
 - по корреляции массы СМЧД и светимости сфероида
 - по эмпирической связи параметров балджа с дисперсией скоростей

Для источников с массой по дисперсии скоростей медианное и среднее значение спина = 0.13.

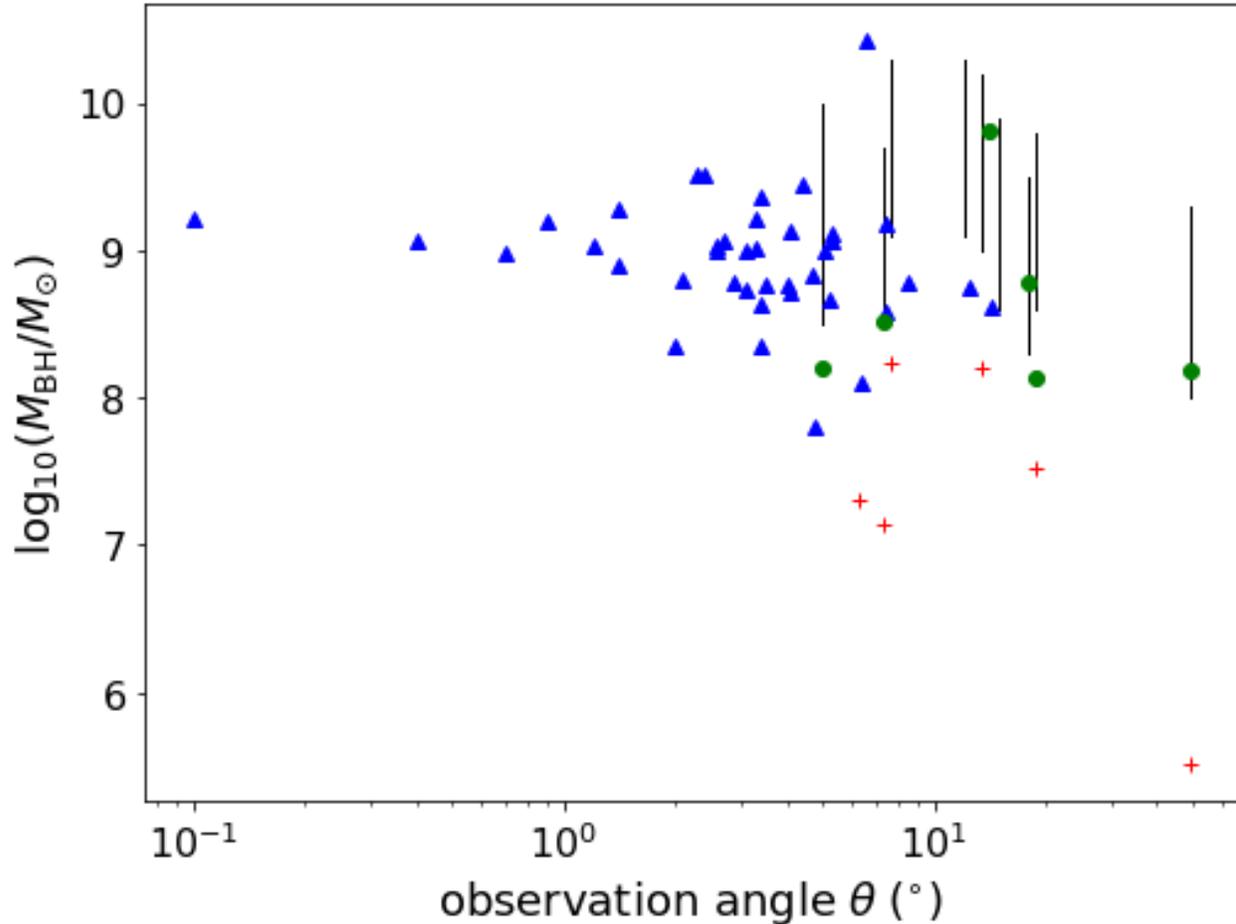
Изломы в джетах

Что известно про спины ближайших галактик?

- Численные моделирования джетов использует большие спины $a_* > 0.9$, в том числе, для эффективной работы механизма Блэндфорда-Знайека (McKinney+ 2012, ENT 2019).
- Модели эволюции предсказывают экстремальные спины для $z > 2$, и небольшие ($a_* > 0.1$) для $z < 2$. Для эллиптических галактик спины меньше (Barausse 2012, Volonteri+ 2013, Sesana+ 2014).



Изломы в джетах



- Есть корреляция масс, определенных по эмпирической связи размера BLR со светимостью линий, с углом: $k = -0.44$, $p = 0.0026$.
- Это значит, что нужно относиться с осторожностью к неявным методам оценки масс черных дыр для источников со значительным (порядка 10 градусов и больше) углом наблюдения
- Мы можем предложить метод оценки массы с точностью примерно 1.5 порядка (при текущей лучшей точности других методов около порядка): спин лежит в интервале 0.1-0.99.

- ▲ – массы M_2 источников без излома.
- ✚ – массы M_2 источников с изломом.
- – массы M_1 источников с изломом.
- ┆ – наши оценки массы.

Изломы в джетах

Выводы второй части:

- Однозначное определение радиуса светового цилиндра R_L по ширине джета в изломе. Оценка слабо зависит от предположения о величине σ_M (фактор до четырех). Если есть ограничения на σ_M , то это надежная оценка.
- Оценки спинов сильно зависят от оценок масс ЧД.
- Спины для источников с изломом и массой, определенной по дисперсии скоростей, соответствуют эволюционному моделированию.
- Не видим экстремальные спины.

Возможные причины небольших величин спинов:

- Есть эффект селекции.

Но: недавняя публикация (Ricci et al. 2022):

оценка спина в NGC 315 по данным измерения ширины выброса в изломе

$$a_* = 0.86_{-0.14}^{+0.13} \text{ для } \sigma_M = 10 \text{ и}$$

$$a_* = 0.99_{-0.08}^{+0.04} \text{ для } \sigma_M = 20$$

Изломы в джетах

Зависимость давления от параметров джета:

$$P_{break} = P_*(\sigma_M) \left(\frac{\Psi}{2\pi R_L^2 \sigma_M} \right)^2$$

Максимальный разброс величин P_* для диапазона σ_M 5-50 составляет ~ 3 .

Мы используем “внешнюю” оценку для магнитного потока.

Cavagnolo et al. 2010: есть корреляция между мощностью джета и потоком на 200-400 MHz. Мы вычисляем мощности, пользуясь данными CATS (Verkhodanov et al. 1997) и связью мощности с магнитным потоком

$$W_j = \frac{c}{8} \left(\frac{\Psi}{\pi R_L} \right)^2$$

Давление на расстоянии $10^5 r_g$ отражает внешнюю среду + саму СМЧД

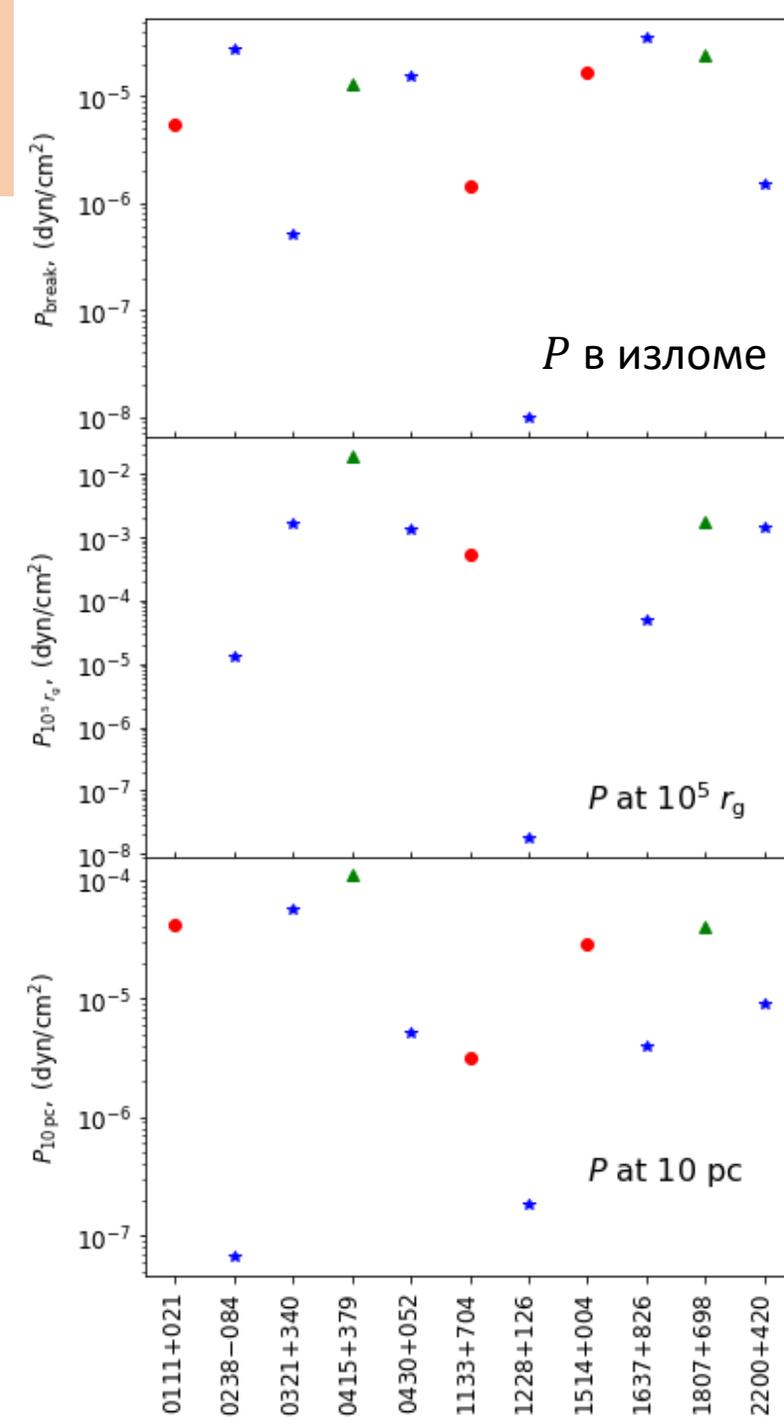
Давление на 10 пк отражает свойства только среды. Минимальный разброс в значениях, есть указания, что давление около FRII больше, чем около FRI.

★ FRI ▲ FRII ● unknown

Независимая проверка: 1637+826

Измерения (Evans et al. 2005) $P \sim (2 - 4) \times 10^{-10}$ дин/см² на $r \sim 480$ пк.

Наши оценки на том же расстоянии $P \sim 19 \times 10^{-10}$ дин/см².



Изломы в джетах

M87 – наиболее исследованное АЯГ из-за своей близости

- Давление внешней среды, Russell & Fabian (2015): $P \sim 0.45 \times 10^{-9}$ дин/см² на $r \sim 220$ пк.
- Масса $6.5 \times 10^9 M_{\odot}$
- Оценка темпа аккреции (Kuo et al. 2014):
 $\dot{M} = 9.2 \times 10^{-4} M_{\odot}$

Оценки параметров по излому:

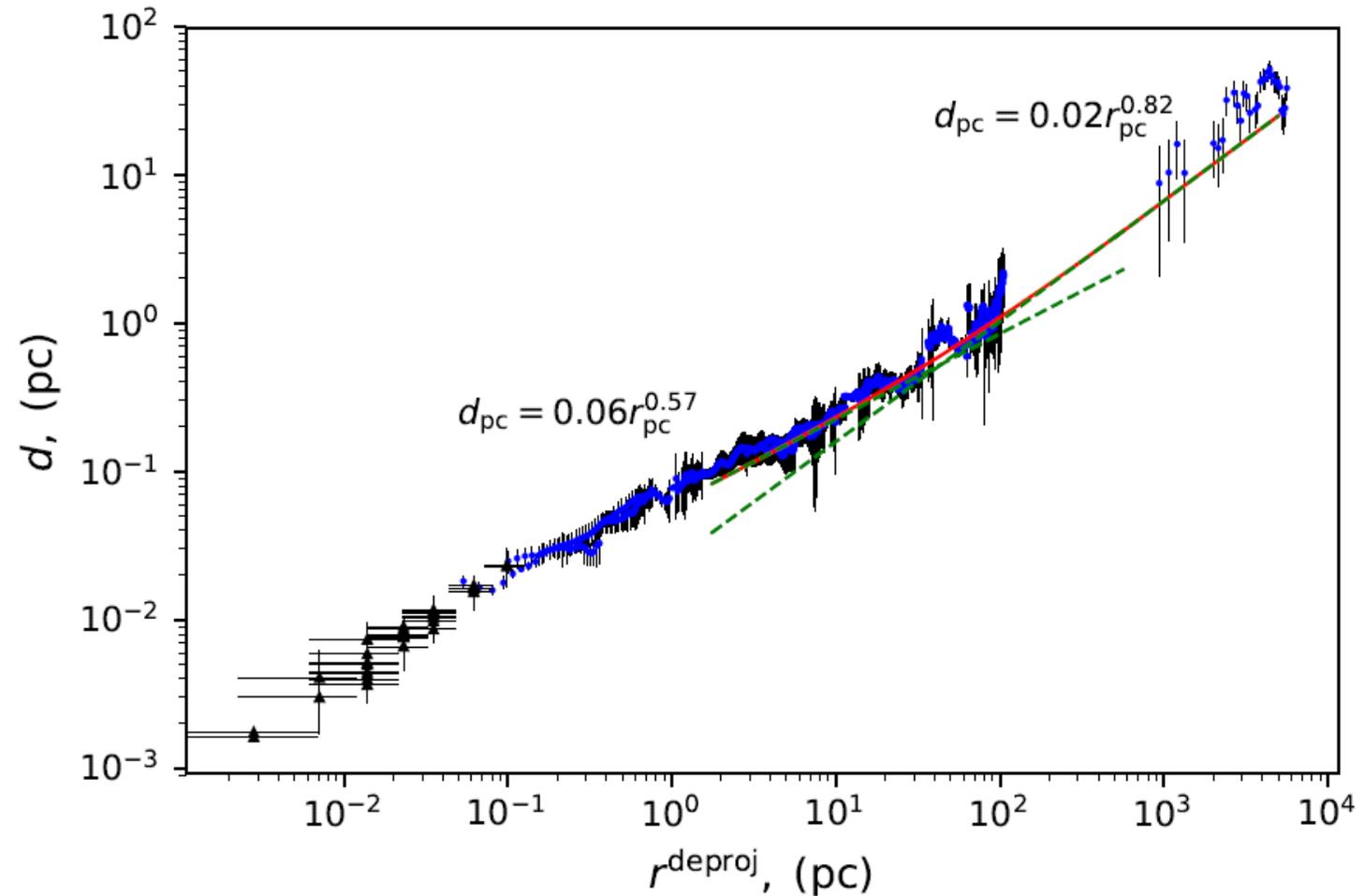
- Спин $a_* \approx 0.21 - 0.32$ ($\sigma_M = 10 - 20$).
- $\Psi = 3 \times 10^{33}$ Гс · см² (не зависит от оценок σ_M или R_L).
- Мощность $(2.3 - 5.7) \times 10^{42}$ эрг/с.
- Состояние диска:

$$\Psi = \phi r_g \sqrt{\dot{M} c}$$

$\phi \sim 3 - 10$ нормальное состояние диска

$\phi \sim 50$ магнитоарестованное состояние диска

мы получаем $\phi \approx 75$ в хорошем согласии с результатами телескопа Горизонта Событий.



Изломы в джетах

Для далеких источников (или источников, видимых под малыми углами) непосредственные измерения формы требуют высокого разрешения.

Был предложен неявный метод оценки формы джета.

Измерения:

- положения ядер на 8 и 15 ГГц
- оценки скоростей – по задержкам вспышек в ядрах на 15 ГГц и на 8 ГГц (Kudryavtseva et al. 2011) – мы предполагаем, что эти скорости отражают максимальные скорости в течении.
- $\Gamma = (2.7 \pm 0.5) \times r^{0.52 \pm 0.03}$

Теория:

$$\Gamma = \begin{cases} r_{\perp}/R_L, & r_{\perp} < \Gamma_{max}R_L/2, \\ \Gamma_{max}/2, & r_{\perp} > \Gamma_{max}R_L/2. \end{cases}$$

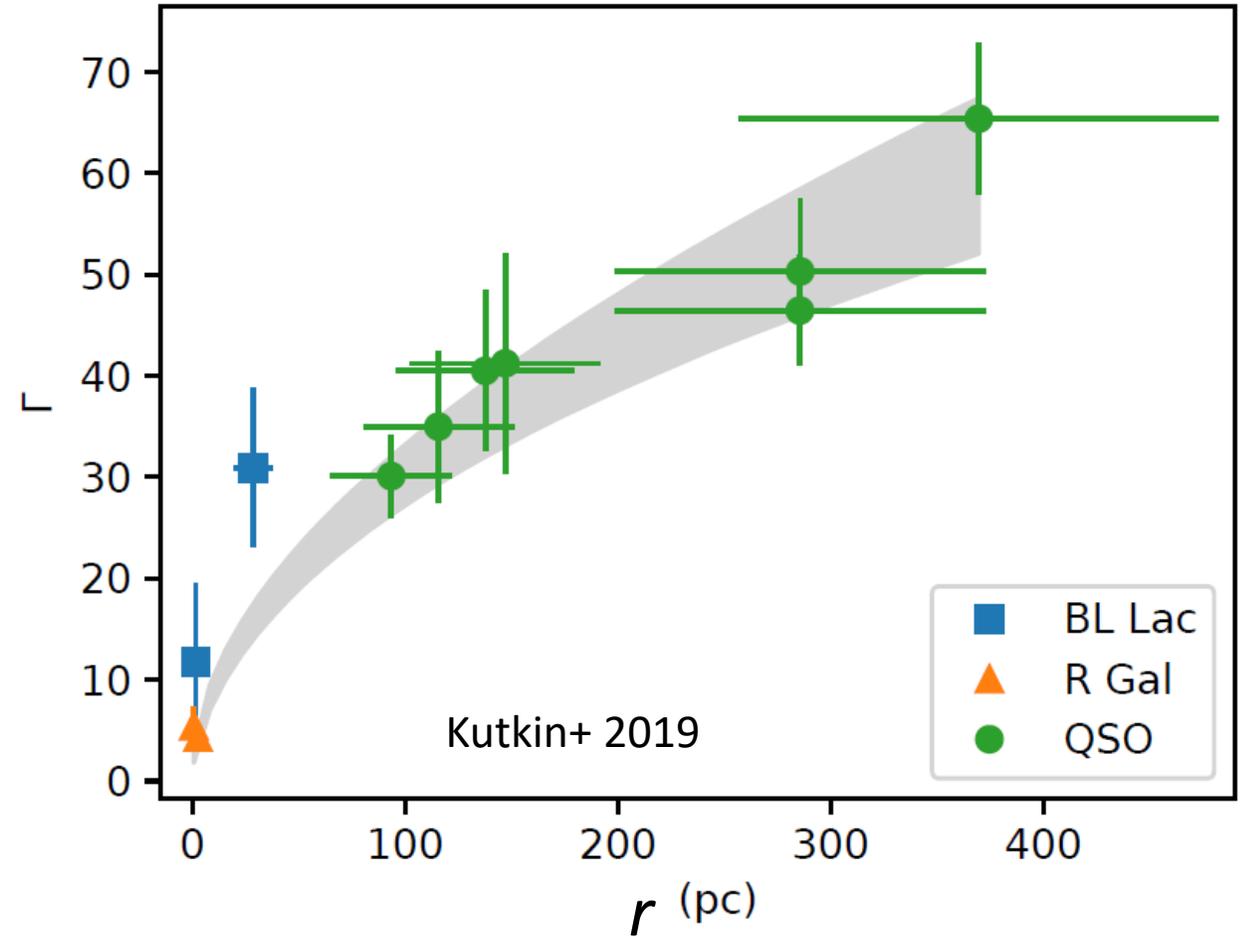


Figure 8. Lorentz factors on various de-projected jet scales. The shaded area shows 95% of posterior samples obtained with MCMC. The horizontal bars denote $R_{15} - R_8$ distance.

Изломы в джетах

Если ядра лежат в параболической части джета и в области эффективного ускорения, то на плоскости $\Gamma - r$ они должны лежать в одной полосе (в K19 это было предположением)

- Предположим, внешнее давление $P \propto r^{-2}$ (аккреция Бонди)
- Если джет имеет параболическую форму $d \propto r^{0.5}$, то $P \propto d^{-4}$.

У основания джета можно оценить $P = \frac{B_g^2}{8\pi}$, так что

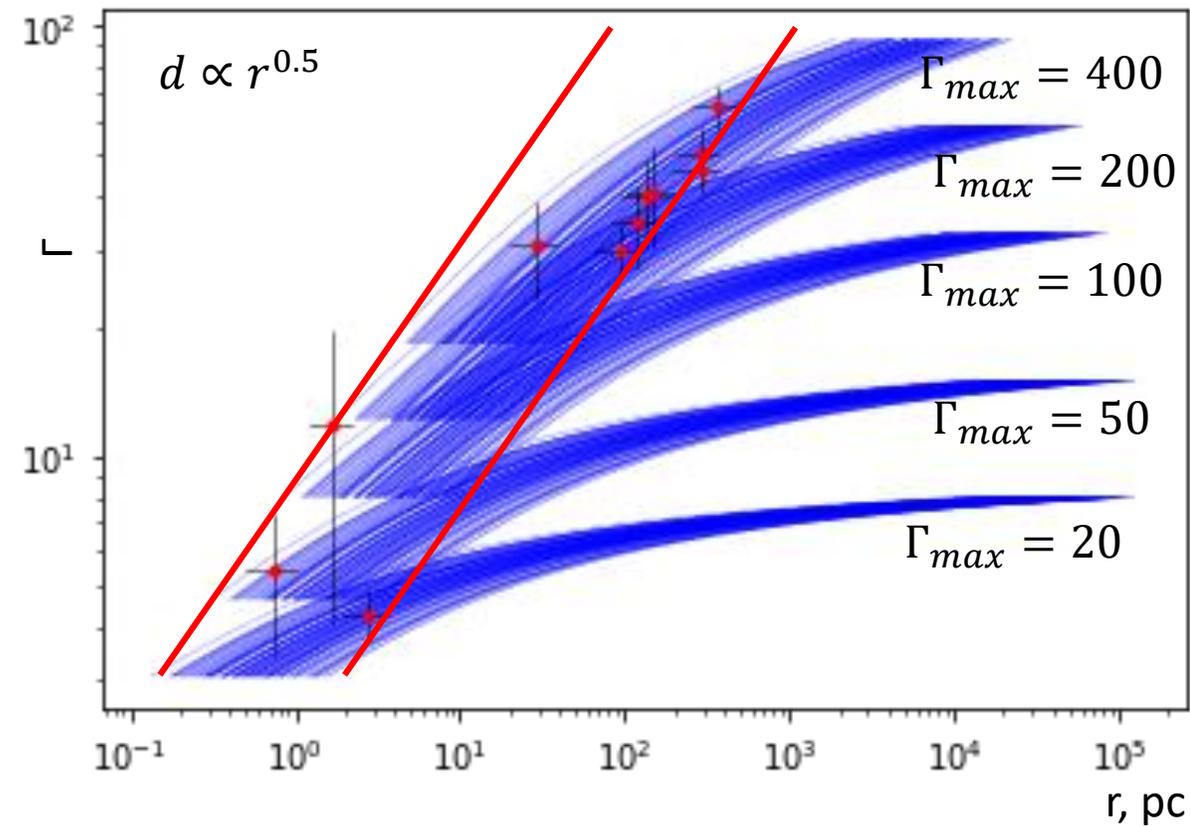
$$const = \frac{P_{break} d_{break}^4}{\frac{B_g^2}{8\pi} r^4} = 8\pi^3 \frac{P_{break} d_{break}^4}{\Psi^2}$$

Тогда $\frac{P_{ext} d^4}{\Psi^2} \approx 0.63$ (Nokhrina et al. 2020)

и это значение не зависит от Γ_{max}

Отсюда

$$\frac{\Gamma}{\sqrt{r}} = 0.63 \left(\frac{B_L^2}{P_0 r_0^2} \right)^{1/4}$$



На рисунке:

- $\Psi = 10^{32} - 10^{33} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$
- $R_L = 8 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-3} \text{ пк}$
- $P_{10} = 2.2 \times 10^{-5} - 2.2 \times 10^{-3} \text{ дин/см}^2$

Изломы в джетах

Параболическая форма джета в области ядер может повлиять на зависимость $\Delta r \propto v^{-1/k_r}$.

Для формы границы $d \propto r^k$ для джета с постоянной скоростью $\Delta r \propto v^{-1/k}$. Для ускоряющегося $k_r = 4k/3$.

Это наблюдается:

- 3C 454.3 $k_r = 0.6 - 0.8$ (Porth+ 2011, Kutkin+ 2014);
- MOJAVE: $\langle k_r \rangle = 0.84$ (Kravchenko+ in prep.);
- NGC 315 $k_r = 0.77$ (Park+ 2021).

Для NGC 315 (Park et al. 2021):

$$k = 0.58 \pm 0.05,$$

$$k_r = 0.72 \pm 0.11,$$

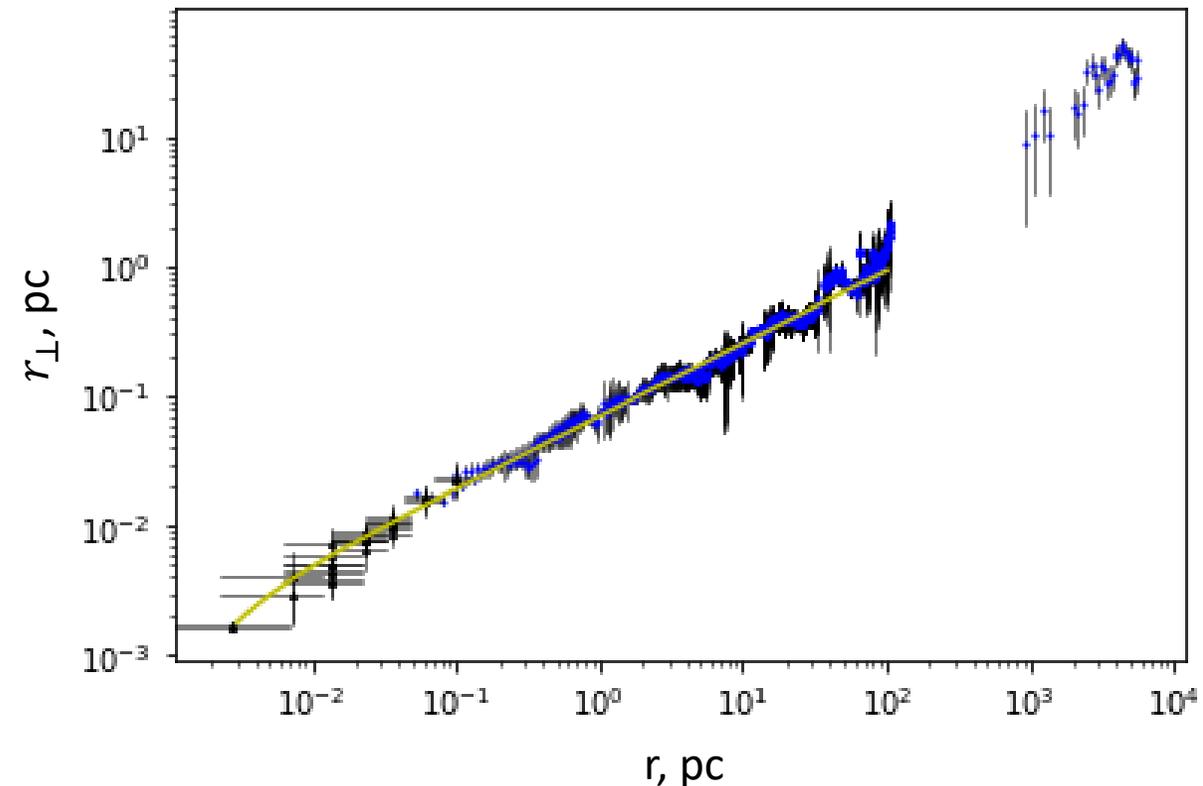
$$4k/3 = 0.77 \pm 0.07.$$

Переоценка расстояния от основания джета из-за параболической формы.

M87 (Hada et al. 2011, 2013):

$$k = 0.77, k_r = 1.06, 4k/3 = 1.03$$

$$r_{\perp} = 0.07(r_{pc} - 0.00153)^{0.56} \text{ (сдвиг на } 5r_g)$$



Параметры σ_M и λ

Задача:

Модельно независимое определение величины параметра множественности λ и определение параметра Майкеля σ_M для максимально возможной выборки источников по измерениям частотно-зависимого сдвига ядра.

Мотивация:

Параметр множественности $\lambda = n/n_{GJ}$.

Оценки его величины:

- $\lambda \sim 10^{10} - 10^{13}$, механизм двухфотонной конверсии от излучения диска (Moscibrodzka et al. 2011, численное моделирование аккреции);
- $\lambda \sim 10^2 - 10^3$, механизм каскадного образования пар (Бескин, Истомин и Парьев 1992, Hirotani & Okamoto 1998).

Важна независимая оценка этого параметра из наблюдений.

Параметр замагниченности Майкеля σ_M является одним из ключевых параметров релятивистских струйных выбросов (джетов) из активных ядер галактик (АЯГ) при моделировании в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД).

Смысл – максимальный фактор Лоренца Γ_{max} , который может быть достигнут течением, если вся энергия электромагнитного поля перекачана в энергию общего движения плазмы.

Важно получить как оценки величин, так и распределение для сравнения с распределением фактора Лоренца, оцененного из наблюдений по кинематике.

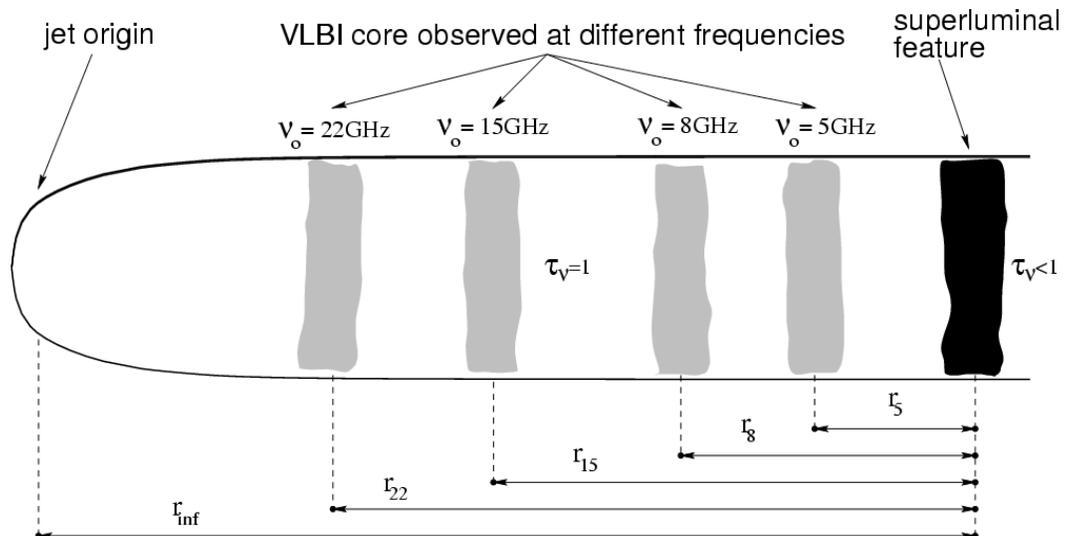
Параметры σ_M и λ

Методы:

Используем связь параметров замагниченности и множественности (Бескин 2010)

$$\sigma_M \approx \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{W_{jet}}{m^2 c^5 / e^2}}$$

Наблюдения: используем измерения частотно-зависимого видимого сдвига ядра (Lobanov 1998, Hirotani 2005, O'Sullivan & Gabuzda 2009) для оценки λ .



Для определения σ_M

$$\sigma_M = 1.4 \left[\left(\frac{\eta}{\text{mas GHz}} \right) \left(\frac{D_L}{\text{Gpc}} \right) \frac{\chi}{1+z} \right]^{-3/4} \times \sqrt{\delta \sin \varphi} (\xi \gamma_{\min})^{1/4} \sqrt{\frac{W_{jet}}{10^{45} \text{ erg s}^{-1}}} =$$

оценки средней мощности джета (Cavagnolo 2010):

$$\left(\frac{W_{jet}}{10^{43} \text{ эрг/с}} \right) = 3.5 \left(\frac{W_{200-400}}{10^{40} \text{ эрг/с}} \right)^{0.64}$$

Светимости на частотах 200 – 400 ГГц взяты из базы CATS (Verkhodanov et al. 1997).

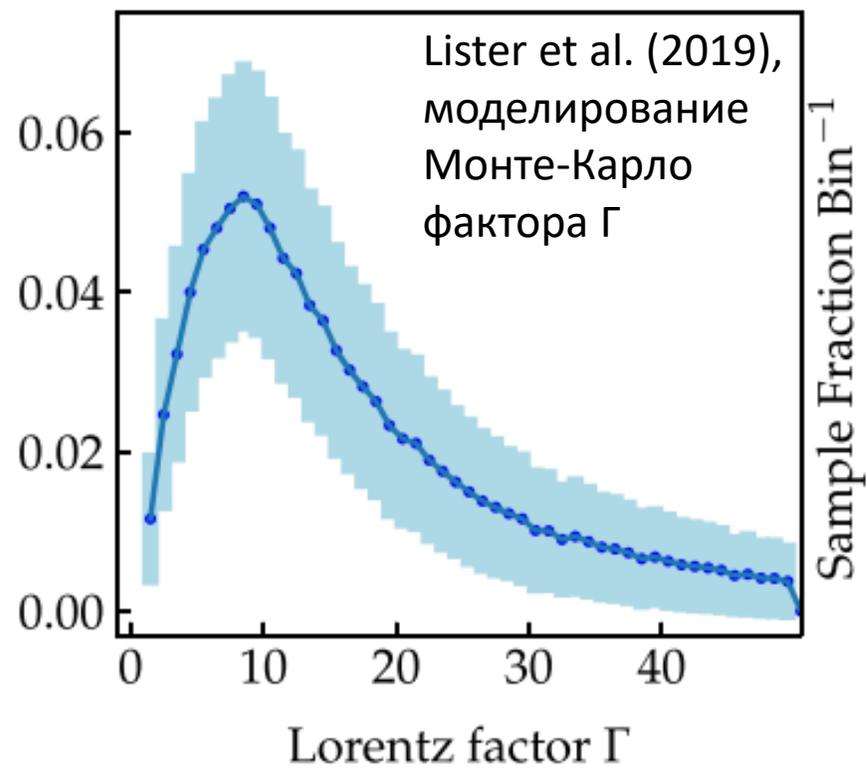
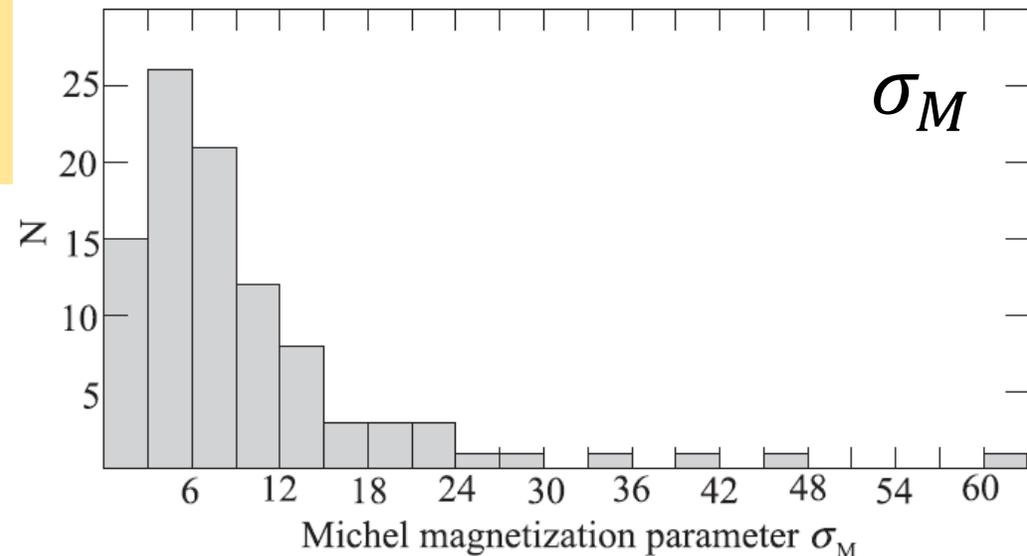
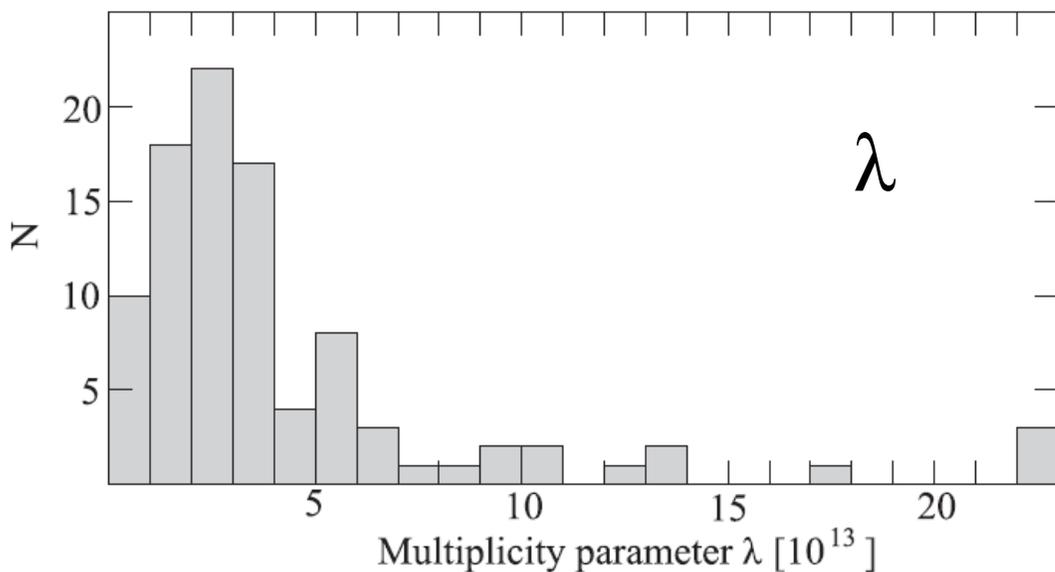
Параметры σ_M и λ

Результаты:

Выборка из 97 источников, 104 измерения сдвига ядра.

Table 1. Jet parameters and derived multiplication and magnetization parameters.

Source	z	β_{app} (c)	χ_{app} ($^\circ$)	$S_{0.3}$ (Jy)	P_{jet} ($10^{45} \text{ erg s}^{-1}$)	Reference for $S_{0.3}$	Δr_{core} (mas)	Epoch for Δr_{core}	λ (10^{13})	σ
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
0003-066	0.347	8.40	16.3	2.17	1.07	2	0.035	2006-07-07	1.21	9.69
0106+013	2.099	24.37	23.6	2.85	10.50	6	0.005	2006-07-07	2.02	23.67
0119+115	0.570	18.57	15.6	2.24	1.86	6	0.347	2006-06-15	3.84	4.27
0133+476	0.859	15.36	21.7	1.63	2.54	8	0.131	2006-08-09	3.52	5.80
0202+149	0.405	15.89	16.4	6.25	2.39	3	0.122	2006-09-06	1.63	10.90
0202+319	1.466	10.15	13.4	0.76	2.99	8	0.013	2006-08-09	2.17	11.13
0212+735	2.367	6.55	16.4	1.54	5.17	8	0.149	2006-07-07	9.82	4.41
0215+015	1.715	25.06	36.7	0.88	3.90	5	0.088	2006-04-28	3.75	7.54



Экстремальные температуры

Задача:

Оценки параметров джетов, находящихся в состоянии, далеком от равнораспределения. Исследование роли поперечной неоднородности джета. Оценки полного магнитного потока в джетах.

Мотивация:

Некоторые методы оценки параметров выбросов, например, метод видимого сдвига ядра, предполагают равенство плотностей энергии излучающей плазмы и электромагнитного поля.

Это условие накладывает ограничение на яркостную температуру источника.

Яркостная температура: вводится формально как

$$S_\nu = \frac{2\pi\nu^2\theta^2}{c^2} k_B T_b$$

Температура равнораспределения: $T_{eq} \approx 6.7 \times 10^{10}$ К (Readhead 1994)

RadioAstron:

BL Lac $T_b = 7.9 \times 10^{12}$ К (Gomez et al. 2016)

3C 273 $T_b = 13 \times 10^{12}$ К (Kovalev et al. 2016)

Предлагается метод оценки параметров, в предположение о равнораспределении заменяется на данные измерения яркостной температуры.

Исследуется влияние на оценки учета поперечной структуры выброса.

При оценках магнитного поля из наблюдений мы получаем тороидальную компоненту. В то же время, для определения состояния диска (нормальная эволюция, магнитно-арестованный диск) и мощности процесса Блэндфорда – Знайека (1977) нужно иметь оценку полного магнитного потока в джете, определяемого полоидальной компонентой. Для этого необходимо учитывать поперечную неоднородность выброса.

Экстремальные температуры

Методы:

В рамках модели однородного джета получены формулы для определения величины магнитного поля и концентрации плазмы по измерениям яркостной температуры и величины видимого сдвига ядра.

Мы использовали два источника, BL Lac (Gomez et al. 2016) и 3C 273 (Kovalev et al. 2016), так как для точного измерения яркостной температуры необходимо, чтобы ядра были разрешены, и это условие выполнено для наблюдений на наземно-космическом телескопе *РадиоАстрон* (Спектр-Р).

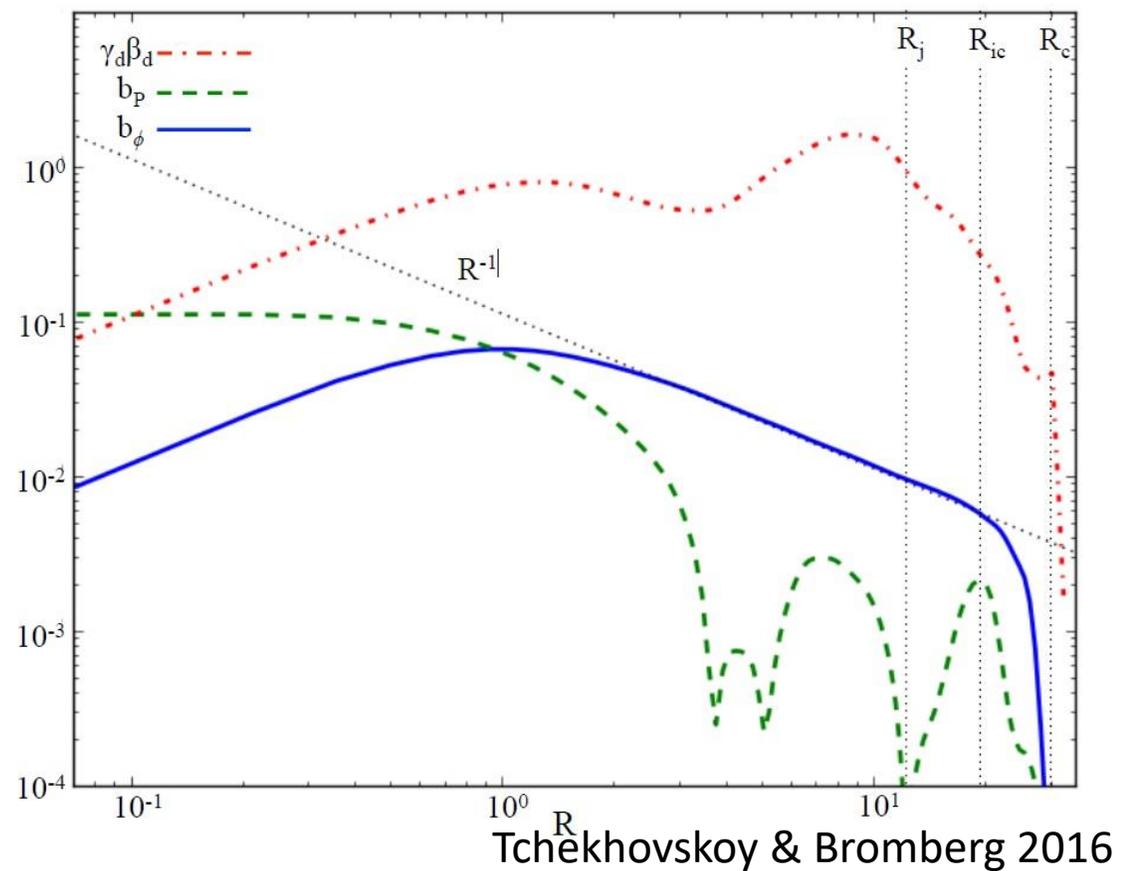
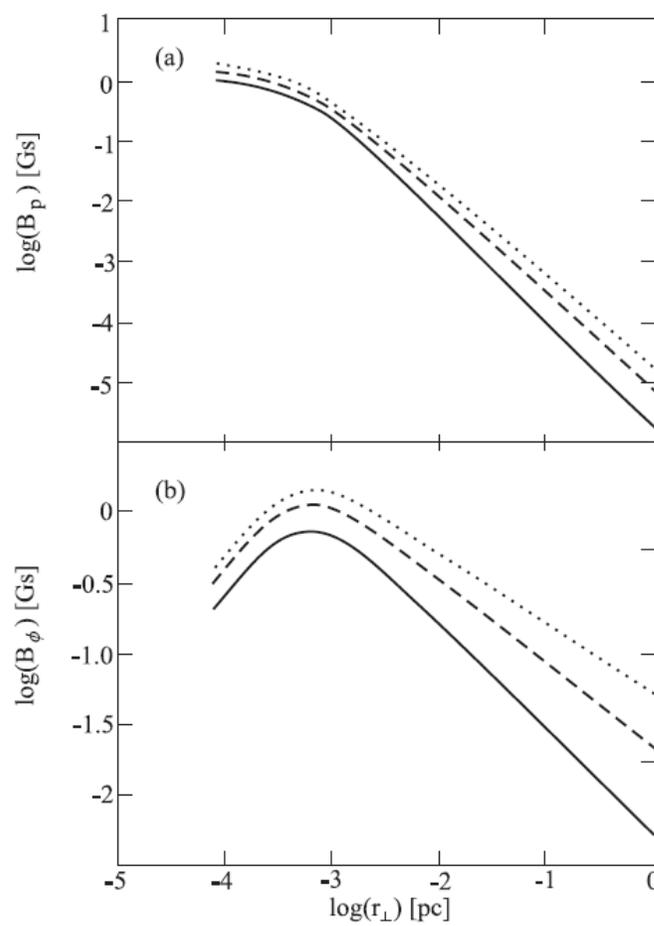
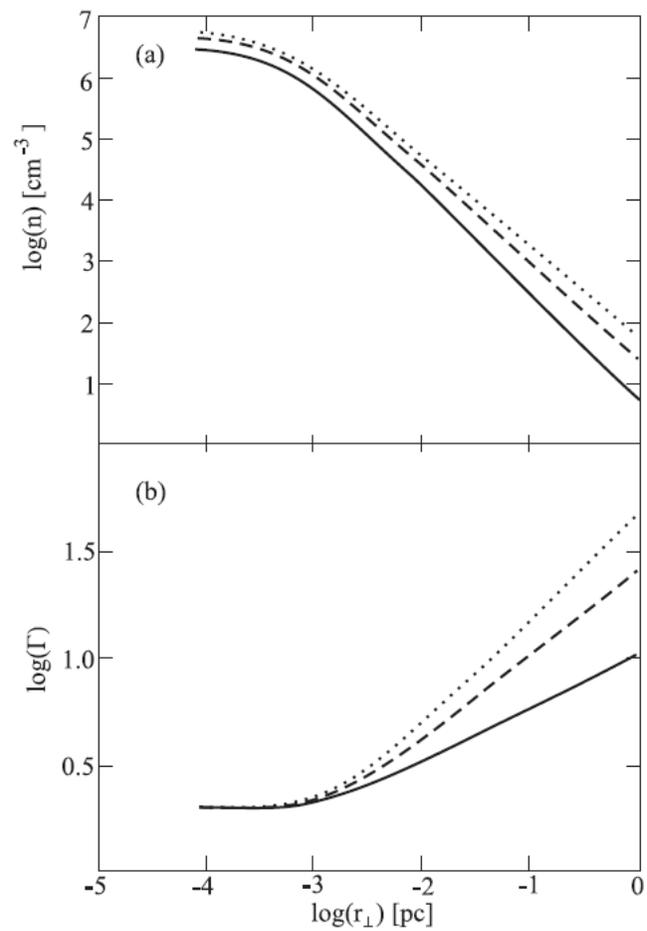
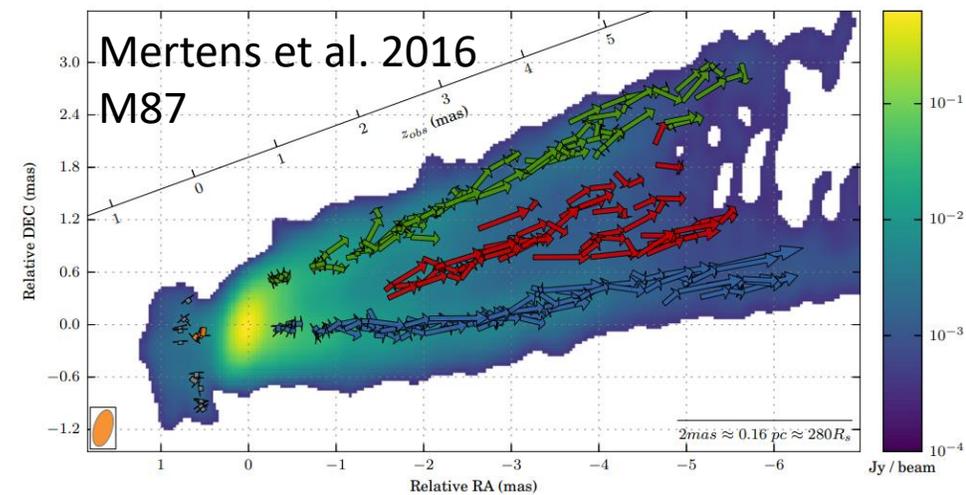
	BL Lac (15 ГГц)	3C 273 (4.8 ГГц)
B , Гс	3.3×10^{-2}	8.1×10^{-3}
n , см ⁻³	3.4×10^7	1.4×10^7
Σ	1.3×10^{-5}	1.9×10^{-6}

Применение поперечной структуры выброса для получения

- оценки амплитуды магнитного поля по экстремальной температуре;
- оценки полного магнитного потока в джета;
- полной мощности джета.

Данные: 48 источников для оценки потока и мощности и сравнения с результатами работы Zamaninasab et al. (2014).

Экстремальные температуры



Nokhrina et al. 2015

Экстремальные температуры

Результаты:

Получены формулы для величины магнитного поля, локальной замагниченности и концентрации. Они протестированы на источниках с предполагаемым равномерным распределением. В случае экстремальных температур эта модель дает значения, противоречащие другим оценкам (мощности). Необходим учет неоднородности джета.

$$\left(\frac{B_0}{G}\right) = 6.4 \times 10^{-4} \Gamma \frac{R_j}{R_L} \frac{\delta}{1+z} \left(\frac{\nu_{obs}}{GHz}\right) \left(\frac{T_{b,obs}}{10^{12} K}\right)^{-2}$$

BL Lac: $B_0 = 3$ Гс в области ядра на 15 ГГц.

3C 273: $B_0 = 0.7$ Гс в области ядра на 4.8 ГГц.

Используя соотношение между величинами полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля, получаем оценку на полный магнитный поток в джете по данным частотно-зависимого сдвига ядра:

$$\Psi = 4.1 \times 10^{32} \frac{B_{cs} \chi}{\Gamma c} \frac{R_L}{10^{-3} \text{ПК}} f \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$$

Величина потока зависит от оценок R_L .

Мощность (Blandford & Znajek 1977, Moderski & Sikora 1996, Beskin 2010) от оценок R_L :

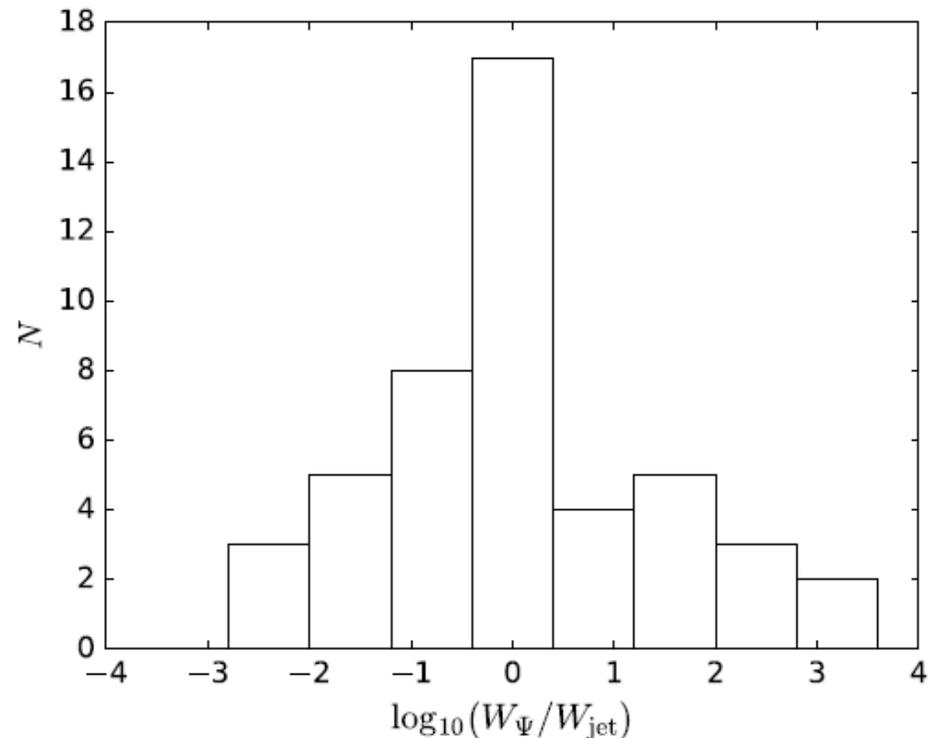
$$W_j = \frac{c}{8} \left(\frac{\Psi}{\pi R_L}\right)^2$$

$$W_{jet} \approx 2.5 \times 10^{46} \left(\frac{B_{cs} \chi}{\Gamma c} f\right)^2 \text{ эрг/с}$$

Экстремальные температуры

TABLE 1 | Jet important observed and derived parameters.

Source (1)	z (2)	Ψ_{MAD} G cm ² (3)	Ψ_{br} G cm ² (4)	Ψ_{cs} G cm ² (5)	P_{Ψ} [erg s ⁻¹] (6)	P_{jet} [erg s ⁻¹] (7)
0133+476	0.859	5.51×10^{33}	1.17×10^{31}	5.34×10^{32}	1.92×10^{46}	2.54×10^{45}
0212+735	2.367	5.77×10^{35}	5.97×10^{32}	8.93×10^{32}	8.10×10^{43}	5.17×10^{45}
0234+285	1.206	5.71×10^{34}	1.24×10^{34}	5.31×10^{32}	8.65×10^{44}	3.52×10^{45}
0333+321	1.259	9.36×10^{34}	6.00×10^{32}	3.81×10^{32}	3.88×10^{44}	6.72×10^{45}
0336-019	0.852	1.55×10^{34}	1.45×10^{32}	2.12×10^{33}	6.31×10^{46}	3.26×10^{45}
0403-132	0.571	3.00×10^{34}	4.34×10^{33}	1.09×10^{33}	6.89×10^{45}	4.45×10^{45}
0528+134	2.070	6.05×10^{34}	1.61×10^{30}	3.24×10^{32}	7.75×10^{44}	5.85×10^{45}
0605-085	0.870	1.68×10^{34}	9.94×10^{33}	1.70×10^{33}	4.45×10^{46}	2.39×10^{45}
0736+017	0.189	6.94×10^{32}	3.86×10^{30}	1.29×10^{33}	2.68×10^{48}	4.20×10^{44}
0738+313	0.631	1.48×10^{35}	3.22×10^{33}	2.71×10^{33}	4.51×10^{45}	1.48×10^{45}



Выводы:

- В рамках однородной модели джета получены оценки магнитного поля и концентрации плазмы для источников с экстремальными температурами. Из энергетических соображений, эти оценки переоценивают концентрацию и недооценивают магнитное поле. Результаты в согласии с соответствующими оценками в работе Zdziarski et al. (2015).
- Впервые показана важность учета поперечной неоднородности выброса для оценки магнитного поля в источниках с экстремальной температурой и получены оценки для двух источников.
- Аккуратная работа даже с простой моделью поперечной структуры дает возможность оценивать полный магнитный поток в выбросе по данным видимого сдвига ядра. Эта оценка зависит от R_L . Полученные потоки меньше, чем в работе Zamaninasab et al. (2014) из-за переоценки угла раскрыва джетов в последней работе.
- Мощность, вычисленная по сдвигам ядра, не зависит от R_L , и для большинства источников совпадает с оценками средней мощности джетов.

Нагружение массой

Задача:

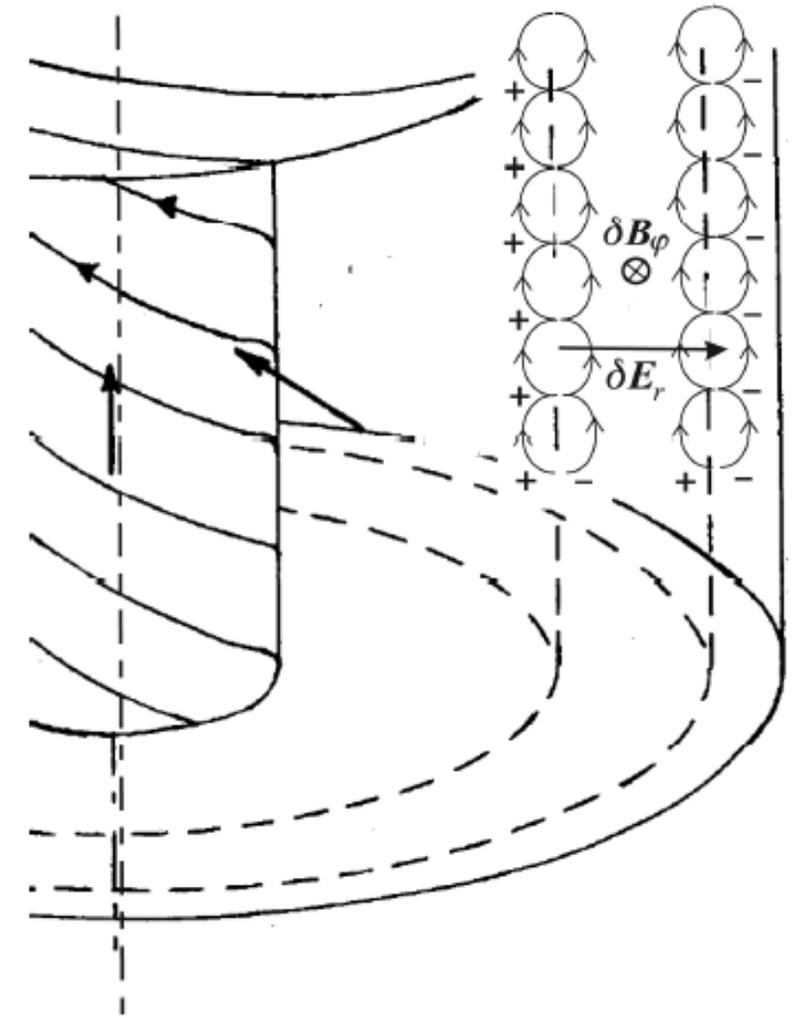
Исследование влияния нагружения джета вторичными парами в результате двух-фотонной конверсии на динамику выброса.

Мотивация:

До этого исследовалось только влияние нагружения массой без учета движения заряженных пар в электрическом и магнитном полях.

Методы:

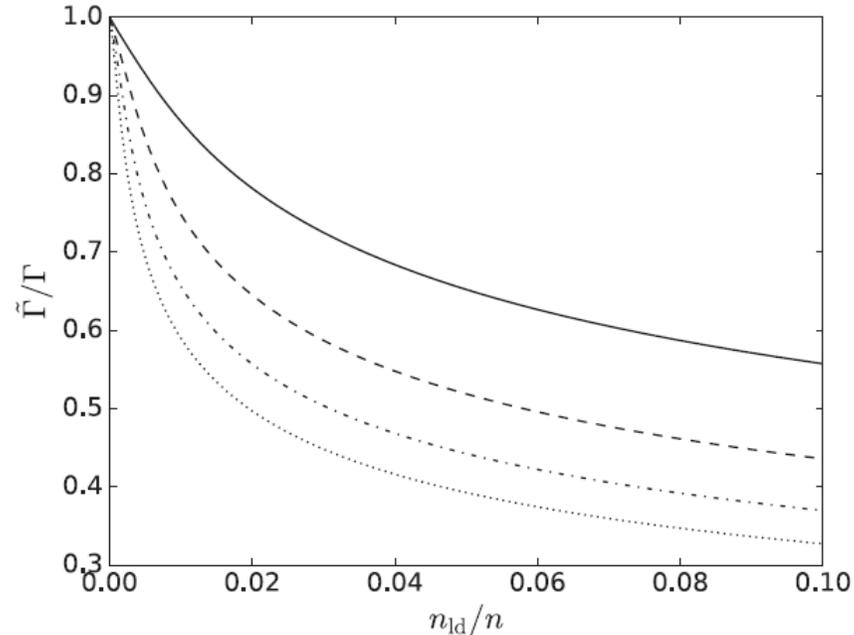
- Самосогласованно рассматривается специфическое движение пар, имеющих изначально различные скорости центра масс относительно фоновой плазмы джета.
- Вычисляются компоненты тензора энергии-импульса нагруженной плазмы.
- Вычисляются возмущения электрического и магнитного поля вследствие нагружения зарядами.
- Получены результаты для изменения величины фактора Лоренца нагруженной плазмы с учетом изменений величин тока и угловой скорости вращения, связанной с нагружением джета зарядами



Нагрузка массой

Результаты:

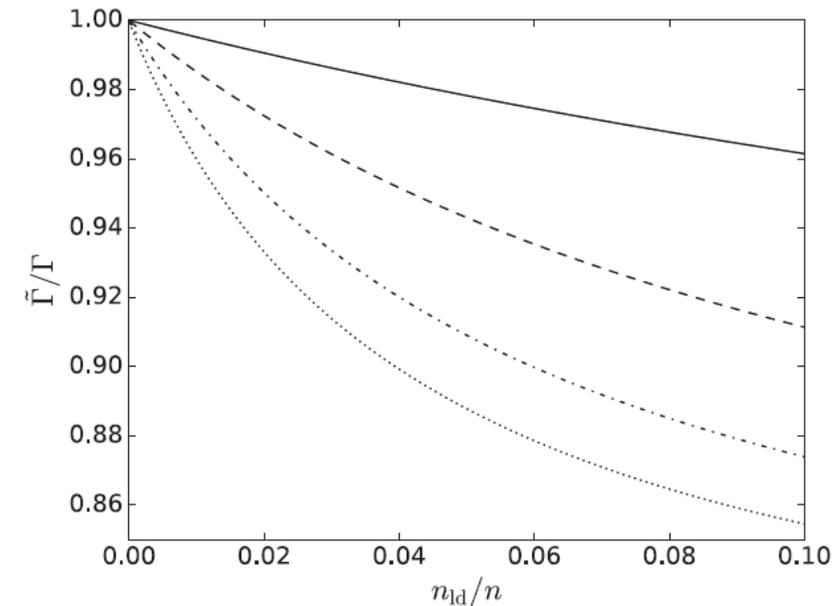
Центр масс частиц в покое относительно ядра



Сплошная кривая $\Gamma=5$, штриховая $\Gamma=10$, штрих-пунктирная $\Gamma=15$ и пунктирная $\Gamma=20$.

Электрическое поле экранируется сильнее магнитного, отсюда падение дрейфовой скорости и торможение.

Центр масс частиц в покое относительно течения

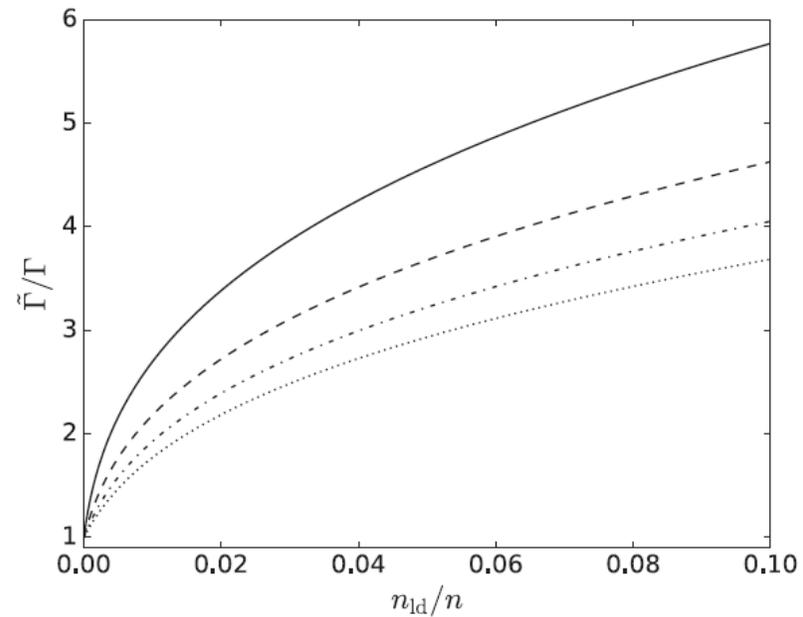


Сплошная кривая $\Gamma=5$, штриховая $\Gamma=10$, штрих-пунктирная $\Gamma=15$ и пунктирная $\Gamma=20$

Нет экранирования полей, изменение фактора Лоренца связано с нагрузкой массой.

Нагружение массой

Центр масс частиц в скорость больше скорости течения ($\Gamma' = 10^3$)



Сплошная кривая $\Gamma=5$, штриховая $\Gamma=10$, штрих-пунктирная $\Gamma=15$ и пунктирная $\Gamma=20$

Нагрузка массой

Для объяснения наблюдаемых величин ускорений / замедлений $\dot{\Gamma}/\Gamma \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ в год (Homan et al. 2015) требуются светимости:

- Реакция гамма-квантов джета на внешних мягких фотонах

$$\dot{n}_{\gamma\gamma} = 8.8 \times 10^{-10} \Gamma^2 \frac{L_{\text{soft}, 45} L_{\gamma, 45}}{R_{\text{soft}, \text{pc}}^2 R_{\gamma, \text{pc}}^2} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$$

$$\dot{n} = 2.9 \times 10^{-13} \text{fn cm}^{-3} \text{s}^{-1}$$

Это возможно при светимости в ТэВ диапазоне $\sim 10^{40}$ эрг/с.

- Двухфотонная конверсия излучения выброса

$$\dot{n}_{\gamma\gamma} = 8.8 \times 10^{-12} L_{\gamma, 45}^2 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$$

На масштабах 10 пк требуется светимость в МэВ диапазоне порядка $\sim 10^{44}$ эрг/с

Выводы:

- Рассмотрены эффекты нагрузки джетов вторичной плазмой в результате двухфотонной конверсии.
- Впервые показана важность нагрузки зарядами – это приводит к возмущениям электрического и магнитного полей.
- Рассмотрены три динамически различных случая.
- Вычислены светимости, необходимые для объяснения наблюдаемых ускорений / замедлений джетов.

Заключение

1. Предложен метод оценки начальной замагниченности течения σ_M и параметра множественности λ по измерениям видимого сдвига ядра. По результатам анализа величин сдвигов ядер для выборки из 97 источников получены распределения источников по параметрам замагниченности и множественности. Показано, что максимальные факторы Лоренца течения плазмы в большинстве источников выборки должны иметь значения в пределах 20 – 50. Полученная характерная величина $10^{12} - 10^{15}$ параметра множественности позволяет выдвинуть аргумент в пользу модели рождения электрон-позитронных пар в результате двухфотонной конверсии в магнитосфере черной дыры.
2. Предложен метод оценки величины магнитного поля, концентрации плазмы и локальной замагниченности в рамках модели однородного джета по измерениям яркостной температуры и видимого сдвига ядра. Показано, что при оценке параметров источников с наблюдаемой яркостной температурой, превышающей равновесное значение, важен учет поперечной неоднородности выброса. Получено выражение для оценки магнитного поля по яркостной температуре в рамках модели неоднородного джета. Предложен метод оценки полного магнитного потока в струйном выбросе по данным измерений видимого сдвига ядра и яркостной температуры. Для выборки из 48 источников показано, что для большинства из них, их средняя мощность может быть объяснена механизмом Блэндфорда–Знайека.

Заключение

3. Исследованы эффекты нагружения джетов электрон-позитронной плазмой в результате двухфотонной конверсии. Впервые исследовано влияние нагружения джета зарядами. Получены выражения для внутренней энергии и анизотропного давления вторичной плазмы. Показано, что нагружение массой локально способно замедлять выброс. Нагружение джета зарядами возмущает электрическое и магнитное поля в джете и способно как локально замедлять, так и ускорять плазму. Этот процесс может играть важную роль в развитии неустойчивостей во внешних частях джетов.

4. На основе аналитического моделирования с учетом конечной температуры показано, что наблюдаемое в ряде источников изменение формы выброса с параболической на коническую может быть объяснено изменением состояния выброса: переходом джета от сильно замагниченного к слабо замагниченному режиму. По данным измерения ширины джета в изломе и положения излома, предложен метод оценки ключевых параметров активного ядра галактики: радиуса светового цилиндра выброса, спина и массы черной дыры, величины давления внешней среды, удерживающей выброс. Для источников с массами, измеренными методом дисперсии скоростей, величины большинства спинов лежат в интервале 0.1 – 0.3, что хорошо согласуется с моделями запуска джетов и моделями эволюции спинов для близких источников. Для источников с наблюдаемым изломом получены величины давления внешней среды, необходимого для удержания выбросов.

Заключение

5. Для исследования характерных масштабов положения изломов в выбросах в физических единицах проведен анализ масс черных дыр для выборки из 44 источников. Показано, что массы, полученные с использованием соотношения между размером области формирования широких линий и светимостью в линиях, имеют значимую отрицательную корреляцию с углом наблюдения. Это фактор необходимо учитывать при оценках данным методом масс черных дыр в близких активных ядрах галактик, так как он может давать заниженные значения. Предложен метод оценки масс черных дыр по измеренной ширине джета в изломе. Показано, что массы, определенные этим методом для источников с обнаруженным изломом, находятся в хорошем согласии с оценками масс по кинематике – одним из наиболее точных методов определения масс черных дыр в АЯГ.

6. Проведено аналитическое моделирование формы границы джета в галактике M87, которое точно воспроизвело форму выброса на масштабах от 1 до 10^4 парсек. Получены оценки радиуса светового цилиндра, спина черной дыры 0.1 – 0.3, полного магнитного потока в выбросе и мощности джета. По данным измерений формы границы, темпа аккреции и величины внешнего давления предложен метод оценки массы черной дыры. Показано, что ожидаемый темп аккреции согласуется с наличием магнитоарестованного диска около черной дыры в M87.

Заключение

7. На основе аналитического моделирования и использования данных измерения видимого сдвига ядра и характерной скорости плазмы по запаздыванию вспышек, подтверждено наличие параболической части начала джета в далеких источниках, недоступных для прямых измерений формы выброса в силу конечной разрешающей способности инструментов. Вычислен ожидаемый показатель степени для частотно-зависимого видимого сдвига ядра с учетом параболичности. Он находится в хорошем согласии с последними данными наблюдений.

Публикации

1. *Nokhrina, E.E., Beskin, V.S., Kovalev, Y.Y., Zheltoukhov, A.A.* Intrinsic physical conditions and structure of relativistic jets in active galactic nuclei // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 447.— P. 2726–2737.
2. *Hawley, J.F., Fendt, C., Hardcastle, M., Nokhrina, E., Tchekhovskoy, A.*, Disks and Jets - Gravity, Rotation and Magnetic Fields // Space Science Reviews. — 2015. — Vol. 191. — P. 441–469.
3. *Nokhrina, E.* Brightness temperature — obtaining physical properties of non-equipartition plasma // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 468(2). — P. 2372–2381.
4. *Nokhrina E.E., Beskin V.S.* On the acceleration and deceleration of relativistic jets in active galactic nuclei – II. Mass-loading // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 469(4). — P.3840–3850.
5. *Beskin V.S., Chernoglazov A.V., Kiselev A.M., Nokhrina E.E.* On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 472. — P.3971–3978.
6. *Nokhrina E.E.* The Correlation between the Total Magnetic Flux and the Total Jet Power // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. — 2017. —Vol. 4. — P. 63.
7. *Nokhrina E.E., Gurvits L.I., Beskin V.S., Nakamura M., Asada K., Hada K.* M87 black hole mass and spin estimate through the position of the jet boundary shape break // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Vol. 489(1). — P. 1197–1205.
8. *Kovalev Y.Y., Pushkarev A.B., Nokhrina E.E., Plavin A.V., Beskin V.S., Chernoglazov A.V., Lister M.L., Savolainen T. A.* A transition from parabolic to conical shape as a common effect in nearby AGN jets // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — Vol.495. — P. 3576–3591.
9. *Nokhrina E.E., Kovalev Y.Y., Pushkarev A.B.* Physical parameters of active galactic nuclei derived from properties of the jet geometry transition region // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. —Vol. 498. — P. 2532–2543.
10. *Nokhrina E.E., Pashchenko I.N., Kutkin A.M.* Parabolic jet shape on parsec scales in high redshift AGN // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Vol. 509. — P. 1899–1918.

Ответы на замечания к диссертации

Одним из важных параметров теории является гравитационный радиус черной дыры. В диссертации он вводится как $r_g = GM/c^2$. Такое определение правильно для предельно быстро вращающейся черной дыры. В диссертации же, в основном, рассмотрены медленно вращающиеся черные дыры, а их радиус в два раза больше. Такой подход сразу вносит неопределенность (типа множителя 2) в радиус черной дыры, что транслируется в неопределенность (типа множителя 16) в оценке (1.5) мощности джета. А формула (1.5) используется далее в теоретических построениях, например, на стр. 31 и 80. Это еще раз подтверждает оценочный характер проделанного анализа, но никак не ставит под сомнение основные результаты, поскольку неопределенности анализа подробно обсуждаются в разных разделах работы (см., например, разделы 4.3.4 и 4.3.6).

> В этой и других работах, гравитационный радиус – это масштаб длины при работе с черными дырами. Все используемые формулы учитывают отличие гравитационного радиуса от шварцшильдовского и численный коэффициент явным образом.

Ответы на замечания к диссертации

На стр.23 написано: ``Тогда оценочная формула для мощности джета совпадет с точностью до коэффициента с формулой из [21]``, т.е. из работы Блэндфорда-Знаека (1977) и приводится формула (1.5). В работе Блэндфорда-Знаека очень много формул, но такой, как и слова ``джет`` (jet) у них нет.

> Имеется в виду формула (4.5) для радиальной компоненты потока энергии, переписанная в виде мощности уже в работе Moderski & Sikora (1996) MNRAS, 283, 854-864, формула (3). Несмотря на отсутствие в статье Блэндфорда и Знаека (1977) прямого упоминания джета, но вычисления проводятся для вращающейся черной дыры, погруженной в регулярное магнитное поле, а в разделе 8 обсуждается применение результатов к активным ядрам галактик.

На стр.27 делается предположение ``о равенстве плотности потока электромагнитной энергии и энергии плазмы в области излучения``. Т.е. предполагается равенство величин разных размерностей?

> Опечатка. Здесь имеется в виду равенство плотностей энергий в системе отсчета плазмы. Ниже употребляются правильные термины.

На той же странице дана связь параметров α и p , причём выше на стр.21 упоминались значения p из набора 2.4, 2.5 и 3. Тогда α должно попадать в интервал от -0.7 до -1. Почему же ниже на стр.28 принимается $\alpha = -0.5$ вне этого интервала?

> Здесь для сохранения преемственности с другими работами было взято классическое значение показателя степенного распределения электронов по энергиям $p=2$ (что соответствует $\alpha = -0.5$) при ускорении с помощью механизма Ферми первого рода на ударных волнах.

Ответы на замечания к диссертации

На стр.45 получено малое значение замагниченности, что ``находится в противоречии с начальным предположением сильно замагниченного режима''. Неясно, какой же вывод следует из этого противоречия? Двумя строками ниже параметр множественности ошибочно назван параметром замагниченности.

> Формула, полученная в предположении о сильно замагниченном течении на расстояниях порядка положения радиоядра, наблюдаемого на частотах 8-15 ГГц, при подстановке наблюдаемых параметров дает характерное значение параметра замагниченности порядка 100. Так как с точностью до фактора 2 это максимальный Лоренц фактор течения, то для характерных ширин ядер, течение в этой области должно быть слабо замагниченным.

В Главе 1 используется параметр эффективности ускорения $\xi=0.01$ (взят из результатов PIC симуляций), при ускорении частиц в остатках сверхновых эта эффективность может достигать значений на порядок больше. Из работы не ясно, как изменятся результаты при больших значениях параметра ξ .

> В работе это действительно не обсуждалось. Финальные формулы для параметров множественности и замагниченности зависят от параметра ξ в степени 0.25, что является слабой зависимостью.

В разделе 1.3 не дано физическое обоснование выбора величины γ_{min} .

> Согласно. В работе Wardle D. и др. (1998) на основе поляризации джета из 3C 279 сделан вывод о том, что $\gamma_{min} \ll 100$. Тем не менее, зависимость от этого параметра также слабая: степень 0.25.

Ответы на замечания к диссертации

На странице 56 делается противоречивое утверждение, что параметр множественности находится в хорошем согласии с моделью рождения пар в магнитосферах ЧД. Последнее не верно для моделей с зазором. Это может реализоваться для некоторых видов аккреционных дисков, при узких наборах параметров. Подобные значения параметра множественности возникают при загрузке джета на поздних стадиях (Глава 3), но автор не упоминает об этом механизме.

> Согласна. Действительно, механизм “фотонного бридинга” (Штерн и Путанен, 2006 и 2008 годы) может отвечать за каскадный процесс рождения плазмы.

Ответы на замечания к диссертации

Не понятно почему в формуле 2.44 автор увеличивает Лоренц фактор до полной величины Майкелевской магнетизации, а не до ее половины. В таблице 2.1 присутствуют 6 источников с $\Psi_{MAD} < \Psi_{CS}$, в отдельных случаях более чем на порядок. Автор полностью игнорирует такие случаи, хотя естественно было бы обратить на них внимание и обсудить возможные причины возникновения такой конфигурации. Так же автор не обсуждает огромный разброс по мощностям джетов, который составляет 7 порядков, что хорошо было бы сделать более подробно.

> Такая оценка использовалась по порядку величины. Для оценки Ψ_{MAD} здесь уже использовалась формула $\Psi_{MAD} = 50 \sqrt{\dot{M} r_g^2 c}$ (McKinney et al. 2012), с оценкой $L_{acc} \approx 0.1 \dot{M} c$ (Zamaninasab et al. 2014). Величина Ψ_{CS} определялась по оценкам величины сдвига ядра, угла раскрыва джета и угла наблюдения. Эти данные различны и могут быть не согласованы с максимальной оценкой для потока, полученной в рамках модели магнитоарестованного диска. Разброс в мощностях джетов по оценке величины магнитного поля составляет 4 порядка величины, тогда как разброс средних мощностей составляет 3 порядка. Это связано как с неточностями применения формулы, полученной для корреляции; с точностью определения параметров выброса, например, величины сдвига ядра; с точностью предположений, сделанных в модели. Кроме того, важным фактором различия и разброса может быть изменение мощности джета в процессе эволюции и значимого отличия текущей мощности от средней. Основным результатом здесь является хорошо выраженный пик отношения величин около единицы.

Ответы на замечания к диссертации

При решении задачи о нагрузке джетов не учитывалось влияние комптонизации, и из-за несамосогласованности процесса загрузки, могло привести к нефизичному ускорению джета и увеличению магнетизации при произвольных начальных значениях энергий и направлений впрыскиваемых в течение пар. Описанный автором эффект ускорения джета возможен при наполнении струи парами рожденными в горячем аккреционном диске, последнее согласуется с численными МГД расчетами (к примеру см. Комиссаров 2009). Однако, ускорение джета при самосогласованной загрузке (photon breeding) ожидать трудно.

> Да, задача решалась без учета комптоновских потерь.

В разделе 4.3 обсуждается мощность джета M87 $1.e43$ эрг/с. В ряде работ (см. Owen 2000) обсуждаются значения в 10-100 раз больше, на уровне несколько $1.e44$ эрг/с. Также большие значения мощности джета, на уровне $1.e44-1.e45$ эрг/с (Barkov 2012), требуются для объяснения ярких $1.e42$ эрг/с и коротких (длительность день) вспышек в жестком гамма диапазоне (ТэВ) и постоянного потока на 100 МэВ на уровне $>1.e42$ эрг/с. Вероятно, такая корректировка благотворно бы повлияла бы на непротиворечивость предложенной модели в разделе 4.3.7.

> Согласна. Такая корректировка зависит от параметров, например, от величины внешнего давления в области ускорения. Это исследование необходимо провести и, желательно, на нескольких источниках.

Ответы на замечания к диссертации

На рисунке 4.12 не приведено значение радиуса светового цилиндра, последний отвечает за сдвиг теоретических кривых влево-вправо. Т.к. часть наблюдаемых точек, явно лежат вне теоретических кривых, выбор значения этого параметра стоило обосновать в тексте.

> Выбранные огибающие взяты из работы Кутькин и др. (2019) как интервал апостериорной вероятности. Дальше в работе этот интервал использовался для оценок интервалов значений спина как функции радиуса светового цилиндра. Это сделано для трех источников с измеренной непосредственно формой джетов.

Формула 4.64 для ускоряющегося джета, в случае M87 не применима на расстоянии 220 пк.

> На масштабы 220 пк экстраполировано значение внешнего давления в предположении, что в этой области давление уже подчиняется степенному закону, соответствующему режиму аккреции Бонди.