

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

На правах рукописи
УДК 524.7, 537.5

Нохрина Елена Евгеньевна

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

Специальность 01.03.02 —
«Астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Список рисунков	6
Список таблиц	8
Введение	9
Глава 1. Использование эффекта видимого сдвига ядра для определения параметров релятивистских струйных выбросов	21
1.1 Некоторые основные понятия	21
1.1.1 Синхротронное излучение	21
1.1.2 Замагниченность течения и параметр множественности . .	23
1.1.3 Режимы ускорения плазмы	25
1.2 Постановка задачи	27
1.2.1 Режим насыщения	32
1.2.2 Режим сильно замагниченного течения — эффективное ускорение	34
1.3 Наблюдательные данные	35
1.4 Результаты	36
1.5 Профили физических величин в выбросах	46
1.6 Исследование причинной связности цилиндрических струйных выбросов	49
1.7 Результаты и обсуждение	55
Глава 2. Экстремальные яркостные температуры — оценки параметров плазмы в выбросах	58
2.1 Параметры джета — модель Блэндфорда–Кенигла	59
2.1.1 Магнитное поле	60
2.1.2 Мера равновесности	62
2.1.3 Концентрация излучающей плазмы	66
2.2 Физические параметры в источниках, демонстрирующий экстремальные яркостные температуры	67
2.2.1 Параметры BL Lac.	68
2.2.2 Параметры 3C273.	69

	Стр.
2.3	Неоднородная модель струйного выброса 71
2.3.1	Модель с однородной скоростью поперек джета. 71
2.3.2	Предельные параметры. 73
2.3.3	Оптическая толщина для малых углов наблюдения. 74
2.3.4	Неоднородная скорость поперек джета. 75
2.3.5	Наблюдаемая плотность потока 78
2.4	Астрофизические приложения. 79
2.5	Соотношение между потоком Вектора Пойнтинга и полной мощностью джета 81
2.5.1	Оценка магнитного потока в джете 83
2.5.2	Оценки магнитного потока и мощности струйного выброса 84
2.5.3	Обсуждение результатов 86
 Глава 3. Влияние нагружения массой на ускорение и торможение	
	джетов 91
3.1	Основные понятия 91
3.2	Нагружение массой — пары, рождающиеся в покое 93
3.2.1	Движение частиц 93
3.2.2	Параметры нагруженного течения 97
3.2.3	Замагниченность нагруженного течения 100
3.3	Эффекты нагружения парами с произвольной скоростью относительно общего движения плазмы 105
3.3.1	Торможение вдоль джета вследствие экранирования электрического и магнитного полей. 107
3.3.2	Чистое нагружение массой 107
3.3.3	Ускорение джета вследствие усиления электрического и магнитного полей. 109
3.4	Астрофизические приложения 115
3.5	Обсуждение результатов 117
3.6	Алгебраическое уравнение для самосогласованного определения фактора Лоренца нагруженного течения. 120
 Глава 4. Определение физических параметров джетов по	
	наблюдаемому излому в форме 122

	Стр.
4.1	Моделирование релятивистского выброса с изломом формы 124
4.1.1	Аналитическая модель 125
4.1.2	Моделирование излома формы джетов с учетом конечной температуры плазмы 126
4.1.3	Переход от сильно к слабо замагниченному течению 130
4.1.4	Замагниченность 133
4.1.5	Роль сферы Бонди 135
4.1.6	Предсказание эволюции ускорения джетов 136
4.1.7	Заключение 138
4.2	Определение параметров черной дыры и выброса по геометрическим параметрам излома формы 139
4.2.1	Методы оценки масс черных дыр в выборке 147
4.2.2	Оценки спинов черных дыр 148
4.2.3	Анализ оценок масс черных дыр 156
4.2.4	Внешнее давление и магнитный поток 160
4.2.5	Заключение 167
4.3	Выброс в галактике M87 170
4.3.1	Наблюдательные данные 171
4.3.2	Определение массы и спина черной дыры 172
4.3.3	Излом в форме границы выброса из M87 174
4.3.4	Оценки ошибок 175
4.3.5	Масса черной дыры в M87 178
4.3.6	Обсуждение результатов 181
4.3.7	Согласие с результатами Телескопа Горизонта Событий . . 184
4.4	Далекie источники 185
4.4.1	Универсальный характер ускорения 186
4.4.2	Связь максимального значения фактора Лоренца с параметром замагниченности для различных моделей. . . . 188
4.4.3	Наблюдательные данные 190
4.4.4	Оценка формы джетов неявным методом 191
4.4.5	Теоретическое обоснование однородности выборки 192
4.4.6	Режим эффективного ускорения — параболический джет . . 195
4.4.7	Режим эффективного ускорения — конический джет 197

	Стр.
4.4.8 Режим насыщения — параболический и конический джеты	201
4.4.9 Источники с измеренными ранее изломами	203
4.4.10 Возможные поправки к результатам	206
4.4.11 Фактор Лоренца ускоряющегося течения	208
4.4.12 Влияние на видимый сдвиг ядра	209
4.4.13 Обсуждение	212
4.4.14 Заключение	213
Заключение	216
Список литературы	220

Список рисунков

1.1	Распределение параметра множественности	37
1.2	Распределение параметра замагниченности	46
1.3	Поперечные профили Γ и n	47
1.4	Поперечные профили B_p и B_ϕ	48
1.5	Зависимость фактора Лоренца Γ от расстояния вдоль выброса	50
1.6	Функция причинной связности f	52
1.7	Пучки характеристик для различных форм границы джета	54
2.1	Распределение мощности выбросов	90
3.1	Схематичный рисунок движения вторичных пар	97
3.2	Фактор Лоренца для случая рождения вторичных пар в покое относительно ядра	101
3.3	Замагниченность для случая рождения вторичных пар в покое относительно ядра	103
3.4	Фактор Лоренца для случая рождения вторичных пар в покое относительно плазмы	110
3.5	Замагниченность для случая рождения вторичных пар в покое относительно плазмы	111
3.6	Фактор Лоренца для случая рождения вторичных пар с ц.м., движущимся относительно фоновой плазмы	112
3.7	Замагниченность течения для случая рождения вторичных пар с ц.м., движущимся относительно фоновой плазмы	114
4.1	Давление внешней среды как функция ширины джета	131
4.2	Форма границы джета с изломом	134
4.3	Схематический рисунок формы границы выброса	135
4.4	Фактор Лоренца и замагниченность для джета с изломом	137
4.5	Оценки спинов для источников с изломами	151
4.6	Оценки спинов по ширине ядра	152
4.7	Распределение масс черных дыр как функции красного смещения	158
4.8	Распределение масс черных дыр как функции угла наблюдения	159
4.9	Оценки индексов k как функций истинного расстояния	161
4.10	Оценки давления для источников с изломом	165
4.11	Данные наблюдений и моделирования формы границы выброса из M87	177

4.12	Моделирование огибающей для факторов Лоренца параболических джетов	194
4.13	Фактор Лоренца: моделирование и эмпирическая зависимость	197
4.14	Величины спинов ЧД для источников с известными оценками масс	198
4.15	Фактор Лоренца: сценарий конической формы выброса, переход к насыщению ускорения	200
4.16	Пример подгонки данных наблюдений в предположении конического эффективно ускоряющегося джета для далеких ядер	201
4.17	Сценарий конической формы выброса	202
4.18	Подгонка фактора Лоренца для VL Lас с помощью аналитического моделирования и дополнительных наблюдательных данных.	205

Список таблиц

1.1	Параметры источников.	38
1.2	Измеренный сдвиг ядра и оценки физических параметров источников.	42
2.1	Магнитный поток и мощность джетов	88
4.1	Параметры источников с изломом: массы ЧД и координаты излома	144
4.2	Параметры источников с изломом: индексы k и FR класс	145
4.3	Модельные и оцененные параметры черных дыр и выбросов для источников с известной массой: радиус светового цилиндра и спин ЧД	153
4.4	Модельные и оцененные параметры черных дыр и выбросов для источников с известной массой: магнитный поток, амплитуда давления внешней среды и масса ЧД	154
4.5	Моделирование индексов k для четырех источников из выборки.	166
4.6	Безразмерные параметры, определяющие положение излома	172
4.7	Параметры модели и оценки параметров М87: масса и спин ЧД	176
4.8	Параметры модели и оценки параметров источника М87: радиус светового цилиндра, магнитный поток и мощность выброса	178
4.9	Параметры ЧД и джета в М87 для массы $M = 6.5 \times 10^9 M_{\odot}$	184
4.10	Сравнение видимых скоростей фотосферы, измеренных с помощью переменности сдвига ядра из [232] и оценки скоростей между ядрами из [230].	191

Введение

Активные ядра галактик (АЯГ) доминирует в излучении практически во всех диапазонах электромагнитного спектра. Наблюдаемые высокие мощности, демонстрируемые АЯГ, объясняются эффективным механизмом аккреции вещества на сверхмассивную черную дыру (СМЧД), находящуюся в центрах таких галактик. Самым ярким проявлением активности является наличие хорошо сколламированного выброса плазмы, распространяющегося с релятивистскими скоростями, — релятивистского струйного выброса (джета).

В настоящий момент магнитогиродинамическая (МГД) модель активности компактных объектов является общепринятой [1]. В ее основе лежит идея сверхмассивной Керровской черной дыры, погруженной в регулярное магнитное поле, предположительно создаваемое и/или принесенное аккреционным диском [2; 3]. При этом появляется индуцированное электрическое поле и ток, создающий тороидальное магнитное поле и поток вектора Пойнтинга, который, как считается, играет основную роль в переносе энергии у основания выброса. При этом по мере распространения джета происходит ускорение плазмы и трансформация энергии электромагнитного поля в кинетическую энергию частиц. Такая МГД модель успешно объясняет многие процессы в АЯГ.

В рамках этого подхода была успешно применена модель синхротронного излучения с самопоглощением плазмы в магнитном поле для объяснения наблюдений в радиодиапазоне [4—7]. В частности, исследована связь наблюдаемой плотности потока с параметрами излучающей области [5], проведено теоретическое и аналитическое исследование поляризации излучения [5; 7]. Предложены модели, объясняющие наблюдаемые на тот момент ограничения в измеренной яркостной температуре [4; 6]. Позже именно эти работы легли в основу метода оценки магнитного поля и концентрации плазмы в выбросах по данным измерений видимого сдвига ядра [8], где существенным предположением является предположение о равномерном распределении плотностей энергий магнитного поля и излучающей плазмы [5; 6].

Исследование структуры выбросов проводилось как аналитически, так и численно. Были исследованы условия эффективного ускорения плазмы в джетах. Показано, что в монополярном магнитном поле ускорение плазмы происходит неэффективно, а выброс остается сильно замагниченным на сколь угодно дале-

ких расстояниях [9]. При этом эффективное ускорение возможно на магнитных поверхностях вблизи оси джета при условии их дифференциального уплотнения [10]. Для различных форм границ выбросов показано, что эффективное ускорение плазмы возможно в хорошо сколламированных течениях [9—15]. В частности, аналитически [16—18] и численно [10; 11; 19] было показано наличие плотного кора для достаточной большого давления внешней среды. Первые аналитические и численные результаты по изменению формы границы выброса получены непосредственно в [14] и через изменение характера давления в джете при его распространении в работах [13; 20]. Эти успехи связаны как с формулировкой теории, позволяющей относительно просто описывать явление АЯГ [21; 22], так и с бурным развитием численного моделирования [10; 11; 19; 23].

Одновременно, исследования релятивистских струйных выбросов методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) позволили сильно продвинуться в понимании физических условий в джетах. Измерения частотно зависимого сдвига ядра [5; 24; 25] дали инструмент оценки величин магнитного поля и концентрации плазмы в джетах [8; 26; 27], и были использованы для оценки магнитного потока выбросов и состояния аккреционного диска [28]. Измерения яркостной температуры дали возможность независимой оценки величины магнитного поля [29], а результаты наземно-космического телескопа “Радиоастрон” дали указания на возможное неравновесное состояние плазмы в излучающей области [6]. Исследование кинематики джетов [30—34] дали информацию о величинах характерных скоростей в выбросах и о систематике в их ускорениях, а карты скоростей поперек выброса [35] показали их ярко выраженную поперечную структуру. Исследование форм выбросов в ближайших источниках [36—47], в том числе с применением метода стаковых карт к анализу изображений джетов [48], открыло новое явление — изменение формы выбросов с параболической на коническую, что может быть универсальным свойством всех джетов [A1].

Методы оценки параметров активных ядер галактик, как правило, опираются на теоретические модели выбросов и механизмов их запуска. Широко используемый в настоящий момент метод измерения сдвига ядра [24] для оценки величины магнитного поля [8] основан на модели Блэндфорда–Кенигла [5] и использует предположение о равномерном распределении [5; 6]. С другой стороны, предположение о наличии в окрестности черной дыры динамически важного магнитного поля [19; 28; 49—52] дает возможность оценивать величину магнитного поля по данным наблюдений светимости аккреционного диска (см., например,

[28]) или темпу аккреции [19]. Для источников с яркостной температурой, не превышающей предел равномерного распределения, также предложен метод оценки величины магнитного поля [29].

Оценки масс черных дыр важны для определения большинства параметров АЯГ. Самыми надежными и модельно независимыми являются оценки по кинематике газа, звезд или шаровых скоплений (см. [53] и ссылки в этой работе). Еще один метод оценки масс ЧД в АЯГ основан на методе реверберационного картографирования, когда скорость движения в области формирования широких линий оцениваются по ширине линий, а размер этой области — по запаздыванию переменности в светимости диска и в линиях (см., например, [54; 55]). Менее точным, но применимым к большому числу АЯГ, является метод, в котором размер области формирования широких линий связывается со светимостью в линиях [53; 56]. На этом предположении основаны оценки масс в работах [57; 58].

Давление внешней среды, играющей, видимо, ключевую роль в удержании выбросов [11; 13—15; 20; 59; 60] было измерено с помощью наблюдений в рентгеновском диапазоне лишь для нескольких АЯГ [61—63] на расстояниях в несколько сотен парсек от черной дыры. С теоретической точки зрения, поведение давления внешней среды рассматривалось в рамках модели сферически симметричной аккреции Бонди [64—66] или в связи с течением с диска [60].

Целями настоящей работы является оценка ключевых параметров активных ядер галактик. В частности:

- уточнение методов оценки параметров с помощью результатов аналитического моделирования в рамках идеальной магнитной гидродинамики;
- оценка давления внешней среды, необходимого для коллимации и удержания струйных выбросов;
- оценка ключевых физических параметров центральной машины, определяющих ее активность;
- оценка ключевых параметров струйного выброса, определяющих его основные свойства;
- проверка результатов аналитического моделирования по данным наблюдений.

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

- Разработать метод оценки параметров множественности и замагниченности по наблюдательным данным. По данным измерений видимого сдвига

- ядра определить распределение АЯГ по начальной замагниченности течения и определить характерную величину параметра множественности.
- Исследовать причинную связность джетов с границей различной формы.
 - Разработать метод оценки параметров (замагниченность, величина магнитного поля и концентрация плазмы) источников, демонстрирующих экстремальную величину яркостной температуры. Так как излучающая область таких источников находится в состоянии, далеком от энергетического равнораспределения, то необходимо решить задачу без стандартного предположения о равнораспределении и привлечь к оценкам параметров данные дополнительных измерений.
 - Исследовать влияние неоднородности релятивистского струйного выброса на оценку величины магнитного поля по яркостной температуре.
 - Используя модель неоднородной структуры выброса, предложить метод оценки полного магнитного потока в выбросах — одного из ключевых параметров, определяющих мощность джетов.
 - По данным измерений видимого сдвига ядра и яркостной температуры оценить магнитный поток для данной выборки источников. Провести сравнение мощности джета, определенного по величине магнитного потока, со средней мощностью джета. По результатам сравнения оценок магнитного потока с его значениями для магнитоарестованного диска, исследовать возможное состояние дисков в выборке источников.
 - Исследовать влияние вторичной плазмы, образующейся в результате двухфотонной конверсии, на динамику релятивистского струйного выброса. Исследовать роль нагружения массой и нагружения зарядами в процессах локального ускорения и торможения джетов. Провести оценки светимостей, необходимых для объяснения наблюдаемых ускорений.
 - Исследовать роль конечной температуры в модели джета с замкнутым электрическим током. Показать связь изменения геометрии выброса с переходом течения от сильно к слабо замагниченному режиму. Исследовать возможные кинематические признаки наличия излома.
 - Используя связь геометрии выброса в изломе с его внутренними характеристиками, предложить метод оценки ключевых параметров джета, черной дыры и внешней среды (радиуса светового цилиндра, спина черной дыры, полного магнитного потока, мощности выброса и величины

- давления внешней среды). Провести оценки этих параметров для источников с обнаруженным изломом.
- Предложить новый метод оценки масс черных дыр в АЯГ с изменением геометрии джета с точностью до одного порядка величины.
 - Для наиболее хорошо исследованной галактики М87 воспроизвести форму выброса и на основании этого моделирования независимо определить спин, массу, магнитный поток и мощность выброса. В том числе определить состояние диска и сравнить результаты с результатами наблюдений и моделирования Телескопа Горизонта Событий.
 - Предложить неявный метод оценки формы выбросов в далеких источниках по результатам моделирования и данным наблюдений. Оценить влияние параболической формы на показатель степени частотно-зависимого видимого сдвига ядра.

Научная новизна

работы заключается в разработке новых методов определения параметров черной дыры, релятивистского выброса и внешней среды в активных ядрах галактик с помощью аналитического моделирования и данных наблюдений. В частности, впервые на основе измерений частотно-зависимого сдвига ядра проведена оценка максимально возможного фактора Лоренца джета для выборки из сотни источников и оценка параметра множественности, что позволило сделать выбор между двумя моделями рождения плазмы. Впервые показана необходимость учета поперечной неоднородности выброса при оценке физических величин по измерениям яркостной температуры. Учет модельных поперечных профилей физических величин в выбросах позволили надежно связать оценки магнитного поля на парсековых масштабах с величиной магнитного потока у основания выброса. Впервые исследовано влияние нагружения зарядами на динамику нагруженных частей джетов. Для определения параметров выбросов впервые применена связь изменения геометрии выброса с переходом течения от сильно замагниченному к слабо замагниченному течению. Предложен метод оценки спинов и масс черных дыр и давления внешней среды. Для ближайшего АЯГ — М87 — с большим количеством наблюдательных данных впервые получена оценка спина черной дыры, полного магнитного потока в джете и определено состояние диска по моделированию формы джета. Впервые предложен неявный метод оценки формы основания струйных выбросов для далеких источников с

измеренным сдвигом ядра и скоростью плазмы, определенной по запаздыванию вспышек в ядрах.

Теоретическая и практическая значимость

этой работы заключается в разработке новых методов исследования природы активности релятивистских струйных выбросов в ядрах галактик и в получении оценок физических параметров этих источников. Связь геометрии выброса с режимом течения дает новый инструмент для оценки параметров черной дыры, выброса и внешней среды. На основе методов оценки спинов черных дыр уже запланированы дальнейшие исследования на большей выборке источников с изломом. Предложенные методы оценки параметров по геометрии излома формы выброса уже применяются другими группами в своих исследованиях АЯГ. Ограничения, полученные на значения параметров множественности и замагниченности используются при анализе кинематики выбросов и служат ограничением физических процессов рождения плазмы в основаниях джетов.

Методология и методы исследования

Исследования проводились с помощью аналитического моделирования структуры релятивистских течений в рамках идеальной осесимметричной магнитной гидродинамики, в том числе с учетом конечной температуры и анизотропного давления. Уравнения МГД решались в предположении цилиндрической геометрии, что является адекватным предположением при описании хорошо сколламированных течений. Для определения ключевых параметров выбросов по результатам моделирования проводился анализ наблюдательных данных, опубликованных в вышедших статьях и каталогах. Полученные результаты анализировались с применением статистических методов, в том числе оценки значимости и достоверности корреляций и применения метода бутстрэппинга для определения излома в данных формы границы из галактики M87.

Основные положения, выносимые на защиту

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 $\sim 10^{12} - 10^{15}$ 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. Полученные оценки магнитного потока в источниках хорошо согласуются с моделью диска с нормальной эволюцией.
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.

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 М87, которое точно воспроизвело форму выброса на масштабах от 1 до 10^4 парсек. Получены оценки радиуса светового цилиндра, спина черной дыры $\sim 0.1 - 0.3$, 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 М87.
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.

Достоверность проведенных исследований подтверждается многократной проверкой результатов моделирования независимыми методами (в том числе чис-

ленным моделированием [11; 13; 20; 59] и аналитическим моделированием в работах других авторов [14]) и использовании надежных данных наблюдений. Все результаты докладывались и обсуждались на семинарах, конференциях и симпозиумах, и используются другими учеными в своих работах. Некоторые результаты были проверены независимо другими авторами. Полученное в работе [A2] распределение подтверждено более поздними исследованиями кинематики [34]. Получено подтверждение локализации перехода формы джета от параболической к конической далеко внутри сферы Бонди [46; 47], что дополнительно указывает на связь этого явления с внутренними свойствами выброса. Результаты определения параметров выброса в M87 — состояние диска, возможная величина спина черной дыры, ее масса — находятся в хорошем согласии с результатами Телескопа Горизонта Событий [67].

Апробация работы

Исследования, вошедшие в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на семинарах АКЦ ФИАН, научной группы SHERPAS в Институте Планетологии и Астрофизики Гренобля и VLBI группы в Радиоастрономическом Институте Макса Планка. Основные результаты работы были доложены в виде стендовых, устных и приглашенных докладов на 1 всероссийской и 15 международных конференциях и симпозиумах:

1. “Указания на параболическую форму джетов в далеких АЯГ Всероссийская Астрономическая Конференция, Москва, Россия (2021), устный доклад (смешанный формат конференции).
2. “AGN jet boundary shape break — what can we learn about the central engine? EAS 2021, Лейден, Нидерланды (2021), устный доклад (удаленный формат конференции).
3. “Evidence for parabolic jet shape in distant AGNs Extragalactic jets on all scales — launching, propagation, termination, Гейдельберг, Германия (2021), устный доклад (удаленный формат конференции).
4. “AGN jets magnetic field COSPAR 2021, Сидней, Австралия (2021), приглашенный доклад (смешанный формат конференции).
5. “Estimating AGN jet parameters from observations of a jet shape break 30th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Портсмут, Великобритания (2019), устный доклад.

6. “M87 black hole mass and spin estimate through the position of the jet boundary shape break The 3C Extragalactic Radio Sky: Legacy of the Third Cambridge Catalogue, Турин, Италия (2019), устный доклад.
7. “The jet parameters implied by the measured extreme brightness temperatures in BL Lac and 3C273 eXtreme19, Падуя, Италия (2019), устный доклад.
8. “Оценки физических параметров джетов по излому формы Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра, Москва, Россия (2018), устный доклад.
9. “The Correlation between Magnetic Flux and Jet Power Half a Century of Blazars and Beyond, Турин, Италия (2018), устный доклад.
10. “Estimating AGN jet parameters from observations of a jet shape break Half a Century of Blazars and Beyond, Турин, Италия (2018), стендовый доклад.
11. “The Correlation between Magnetic Flux and Jet Power IAS Symposium 342 Perseus in Sicily: from black hole to cluster outskirts, Ното, Италия (2018), устный доклад.
12. “The Jet Magnetic Flux High-Energy Phenomena in Relativistic Outflows VI, Москва, Россия (2017), устный доклад.
13. “Non-equipartition plasma parameters European Week of Astronomy and Space Science 2017, Прага, Чехия (2017), стендовый доклад.
14. “Physical parameters of jets — non-uniform transversal model Quasars at All Cosmic Epochs, Падуя, Италия (2017), устный доклад.
15. “Relativistic jets deceleration — effects of mass-loading Second Workshop on Relativistic Plasma Astrophysics, Вест-Лафайет, США (2016), стендовый доклад.
16. Relativistic Jets: Creation, Dynamics, and Internal Physics, Краков, Польша (2015), стендовый доклад.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты диссертационной работы изложены в 10 научных статьях [A1—A10], опубликованных в рецензируемых журналах и изданиях, рекомендованных ВАК и индексируемых Web of Science и Scopus.

- A1. *Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Nokhrina E. E., Plavin A. V., Beskin V. S., Chernoglazov A. V., Lister M. L., Savolainen T.* A transition from parabolic to

- conical shape as a common effect in nearby AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — T. 495. — C. 3576—3591.
- A2. *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. — T. 447. — C. 2726—2737.
- A3. *Hawley J., Fendt C., Hardcastle M., Nokhrina E., Tchekhovskoy A.* Disks and Jets. Gravity, Rotation and Magnetic Fields // *Space Science Reviews*. — 2015. — T. 191. — C. 441—469.
- A4. *Nokhrina E. E.* Brightness temperature - obtaining the physical properties of a non-equipartition plasma // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — T. 468. — C. 2372—2381.
- A5. *Nokhrina E. E., Beskin V.* On the acceleration and deceleration of relativistic jets in active galactic nuclei – II. Mass loading // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — T. 469. — C. 3840—3850.
- A6. *Beskin V., Chernoglazov A., Kiselev A., Nokhrina E. E.* On the internal structure of relativistic jets collimated by ambient gas pressure // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — T. 472. — C. 3971—3978.
- A7. *Nokhrina E. E.* The Correlation between the Total Magnetic Flux and the Total Jet Power // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2017. — T. 4. — C. 63.
- A8. *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. — T. 489. — C. 1197—1205.
- A9. *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. — T. 498. — C. 2532—2543.
- A10. *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. — T. 509. — C. 1899—1911.

- B1. *Nokhrina E.* Proceedings of the International Astronomical Union // Perseus in Sicily: from black hole to cluster outskirts, IAU Symposium No. 342. — 2018. — С. 197—200.

Личный вклад

Во всех выносимых на защиту результатах личный вклад диссертанта является основным и определяющим. В работах [A2; A4; A5; A7—A10] диссертантом предложена постановка задачи, проведены теоретические и аналитические расчеты и работа с результатами наблюдений, проведена интерпретация результатов и написан основной текст публикации. В обзоре [A3] диссертантом полностью написана часть, посвященная использованию метода сдвига ядра для определения параметров выбросов. В работе [A6] диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке задачи, обсуждении применяемой модели, аналитическом моделировании и формулировке результатов и выводов работы. В работе [A1] диссертант совместно с соавторами участвовал в постановке задачи и внес определяющий вклад в часть, посвященную теоретическому объяснению результатов наблюдений.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 241 страницу, включая 33 рисунка и 13 таблиц. Список литературы содержит 238 наименований.

Глава 1. Использование эффекта видимого сдвига ядра для определения параметров релятивистских струйных выбросов

Результаты, представленные в Главе 1, текст, таблицы и рисунки основаны на работах диссертанта [A2; A3]. Личный вклад в эти работы отмечен во Введении.

1.1 Некоторые основные понятия

1.1.1 Синхротронное излучение

Источником излучения, наблюдаемого в радиодиапазоне, является синхротронное излучение с самопоглощением релятивистской плазмы струйного выброса (например, [5; 7; 68; 69]). Среди рассматриваемых механизмов нагрева возможен нагрев частиц (электронов и позитронов для случая лептонного джета) с помощью механизма Ферми первого рода, когда электрон (позитрон) ускоряется при “столкновении” с ударной волной, разворачивается на неоднородности магнитного поля, и в результате нескольких таких циклов разгоняется до релятивистских скоростей с формированием степенного спектра распределения частиц по энергиям

$$dn_{\text{rad}} = k_e \gamma^{-p} d\gamma, \quad \gamma_{\text{min}} < \gamma < \gamma_{\text{max}}, \quad (1.1)$$

(например, [70; 71]). При этом численное моделирование из первых принципов — частица в ячейке (particle-in-cell, [72; 73]) — демонстрирует, что примерно 1% плазмы эффективно ускоряется с формированием степенных “хвостов” распределений с показателем степени $p = 2.4$ для слабо замагниченных ударных волн в электрон-позитронной плазме [74] и $p = 2.5$ для электронов и $p = 3.0$ для протонов в электрон-протонной плазме. Вторым механизмом нагрева является возможное перезамыкание линий магнитного поля. В этом случае в области перезамыкания образуется токовый слой с электрическим полем, эффективно

ускоряющим частицы (см., например, [75—77]). Ускоренные таким образом частицы в магнитном поле струйного выброса производят синхротронное излучение с коэффициентом излучения в собственной системе отсчета плазмы [78; 79]

$$\rho(\nu) = 4\pi \left(\frac{3}{2}\right)^{(p-1)/2} \frac{e^2}{hc} a(p) k_e \left(\frac{\nu_B}{\nu}\right)^{(p+1)/2}. \quad (1.2)$$

Здесь ν — частота излучения в системе отсчета плазмы, числовые значения функции $a(p)$ приведены в [79], $\nu_B = eB/2\pi mc$ — циклотронная частота, e — абсолютное значение заряда электрона, h — постоянная Планка и c — скорость света, m — масса частицы. Коэффициент поглощения излучения плазмой задается выражением [78; 79]

$$\kappa(\nu) = c(p)r_0 k_e \frac{\nu_0}{\nu} \left(\frac{\nu_B}{\nu}\right)^{\frac{p+2}{2}}, \quad (1.3)$$

где r_0 это классический радиус электрона, а частота $\nu_0 = c/r_0$.

Релятивистские струйные выбросы из активных ядер галактик при наблюдении в радиодиапазоне имеют яркую стационарную особенность, называемую ядром [5; 8; 25—27; 79—82]. Наличие ядра объясняется эффектом самопоглощения: с приближением к основанию джета плазма является более плотной, а магнитное поле более сильным, чем ниже по течению. Так как коэффициент поглощения (1.3) зависит линейно от концентрации плазмы через коэффициент k_e (1.1) и пропорционален $B^{(p+2)/2}$, то, чем ближе к основанию джета, тем более оптически плотной становится плазма для данной частоты. Максимум спектральной плотности потока S_ν примерно соответствует переходу от оптически толстого к оптически тонкому джету [78; 83]. Поэтому яркую особенность в основании струйного выброса — радио ядро — ассоциируют с поверхностью, на которой оптическая толща становится равной единице. На разных частотах положение радио ядра разное, так как коэффициент поглощения зависит от частоты (1.3). Чем выше частота, тем ближе к основанию джеты находится радио ядро [5; 8; 81]. Впервые зависимость положения радио ядра от частоты для определения величины магнитного поля и концентрации плазмы была использована в работе [8].

1.1.2 Замагниченность течения и параметр множественности

В данный момент общепринятой является модель, в рамках которой электромагнитная энергия доминирует над кинетической энергией плазмы в основании релятивистских струйных выбросов (джетов) из активных ядер галактик (АЯГ) [84]. Простейшая картина запуска включает в себя вращающуюся сверхмассивную черную дыру (СМЧД), погруженную в регулярное полоидальное магнитное поле, принесенное в окрестность эргосферы аккрецирующим веществом [85—87]. Изначально полоидальные линии магнитного поля увлекаются вращающейся ЧД с генерацией тороидального магнитного поля. Это поле должно поддерживаться соответствующим током I , текущим в джете. Мощность релятивистского струйного выброса может быть оценена как [22]

$$W_{\text{jet}} \sim IU, \quad (1.4)$$

где разность потенциалов $U \sim ER_0$ создается характерным электрическим полем E на масштабе R_0 . В случае СМЧД, мы можем оценить этот размер гравитационным радиусом: $R_0 \approx r_g = GM/c^2$. Здесь G это гравитационная постоянная, а масса СМЧД равна M . Для вращающейся с характерной угловой скоростью Ω во внешнем магнитном поле B_0 черной дыры, индуцированное электрическое поле $E \sim (\Omega R_0/c)B_0$. Для оценки тока можно предположить, что плотность тока $j = \rho_{\text{GJ}}c$ определяется плотностью зарядов Гольдрайха–Джулиана (GJ) [88] $\rho_{\text{GJ}} = \Omega B_0/2\pi c$ — минимальной плотностью зарядов, необходимой, чтобы полностью экранировать продольное электрическое поле. Тогда полный ток в выбросе можно оценить как

$$I \sim \Omega B_0 R_0^2.$$

Тогда оценочная формула для мощности джета совпадет с точностью до коэффициента с формулой из [21]:

$$W_{\text{jet}} \sim \left(\frac{\Omega r_g}{c} \right)^2 B_0^2 r_g^2 c. \quad (1.5)$$

Важнейшими параметрами, определяющими релятивистские струйные выбросы, являются параметр замagniченности Майкеля [89] σ_M и параметр множественности λ . Первый по определению равен отношению потока вектора

Пойнтинга к потоку энергии частиц у основания струйного выброса и определяется выражением

$$\sigma_M = \frac{\Omega_0^2 \Psi_0}{8\pi^2 \mu \eta c^2}. \quad (1.6)$$

Здесь Ψ_0 и Ω_0 это полный магнитный поток в джете и характерная угловая скорость “центральной машины”. Релятивистская энтальпия $\mu = mc^2 + mw$ включает в себя нерелятивистскую энтальпию w , а m это масса частиц плазмы. Обычно предполагается лептонный выброс, поэтому m это масса электрона. Обычно рассматриваются холодные джеты с $w \ll c^2$. Наконец, η это отношение потока частиц к потоку магнитного поля. Физически, параметр σ_M показывает, какого максимального значения Лоренц-фактора Γ_{\max} может достичь плазма, если вся электромагнитная энергия джета будет перекачана в кинетическую энергию частиц.

Параметр множественности $\lambda = n/n_{\text{GJ}}$ определяется как отношение концентрации плазмы к концентрации Гольдрайха–Джулиана $n_{\text{GJ}} = \rho_{\text{GJ}}/e$. В дальнейшем мы рассматриваем электрон-позитронную плазму. Два эти параметра связаны [22]:

$$\lambda \sigma_M \approx \left(\frac{W_{\text{jet}}}{W_A} \right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

где мощность $W_A = m^2 c^2 / e^2 \approx 10^{17}$ эрг/с. Для характерных величин мощности релятивистских струйных выбросов $10^{43} - 10^{45}$ эрг/с, произведение $\lambda \sigma_M \approx 10^{13} - 10^{14}$. Теоретические оценки параметра множественности дают различные значения в зависимости от механизма генерации плазмы у основания струйного выброса из АЯГ. Для внутренних частей аккреционного диска, достаточно горячих, чтобы производить фотоны с энергиями, которые позволяют им при столкновениях рождать электрон-позитронную пару [90], величина параметра замагниченности оценивается как $10^{10} - 10^{13}$. В этом случае формула (1.7) позволяет оценить $\sigma_M \sim 1 - 10^4$. Модель внешнего зазора [91; 92], которая вследствие эффектов общей теории относительности предполагает существование области, в которой плотность зарядов Гольдрайха–Джулиана равна нулю, дает для параметра множественности значение $\lambda \sim 10^2 - 10^3$. В этом случае параметр замагниченности должен быть равен $\sigma_M \sim 10^{10} - 10^{12}$.

1.1.3 Режимы ускорения плазмы

Два различных по величине значения параметра замагниченности (и параметра множественности) приводят к различной физической картине релятивистских струйных выбросов. Аналитические и численные модели релятивистских струйных выбросов в рамках идеально магнитной гидродинамики (МГД) показывают, что ускорение плазмы в джете имеет два режима. Первый режим это эффективное ускорение, линейное в зависимости от расстояния от оси выброса:

$$\Gamma = \frac{r_{\perp}}{R_L}. \quad (1.8)$$

Здесь r_{\perp} — это радиус в цилиндрической системе координат $\{r_{\perp}, \varphi, r\}$, радиус светового цилиндра

$$R_L = \frac{c}{\Omega_0}. \quad (1.9)$$

Угловая скорость Ω_0 это характерная угловая скорость в джете. В каждом случае мы будем определять эту величину. Как правило, в центральной части выброса ожидается постоянная угловая скорость вращения магнитных поверхностей вследствие связи с черной дырой (например, центральная часть выброса в [93]). В этом случае именно эта скорость и определяет радиус светового цилиндра. Ускорение плазмы по закону (1.8) возможно при выполнении следующих условий:

- Течение сколлимировано не хуже, чем парабола. Это значит, что форма выброса может быть приближенно описана как $r \propto r_{\perp}^a$ с $a \geq 2$ [12; 13]. В работе [10] показано, что также эффективное ускорение возможно в центральной части выброса с монополярной геометрией магнитных поверхностей (то есть, не удовлетворяющей указанному выше условию), если эти линии демонстрируют коллимацию к оси несмотря на сохранение глобальной топологии линий.
- Одновременно течение не является слабо замагниченным. Эффективный режим ускорения (1.8) сохраняется лишь пока фактор Лоренца течения не достиг половины от максимально возможного значения Γ_{\max} . Это значение определяется условием перекачки всей энергии электромагнитного поля в энергию частиц [12—14].

С другой стороны, вторым режимом является так называемый режим насыщения. В этом случае рост фактора Лоренца с расстоянием от оси происходит логарифмически медленно $\Gamma \sim (\ln r)^{1/3}$ [94] при условиях:

- Течение слабо сколламировано. В частности, для монополярной геометрии магнитных силовых линий плазмы ускоряется эффективно (линейно с расстоянием от оси) до значения примерно $\Gamma_{\max}^{1/3}$, а дальнейшее ускорение происходит логарифмически медленно [9].
- Течение может сохранять хорошо сколламированную геометрию, но величина Лоренц-фактора достигла значения $\Gamma_{\max}/2$, и дальнейшее ускорение также происходит неэффективно [12—14].

Для рассматриваемой задачи $\sigma_M \approx \Gamma_{\max}$. В этом случае различные значения параметра замагниченности, следующие из теоретических оценок в разделе 1.1.2, приводят к двум различным картинам ускорения плазмы:

- Если $\sigma_M \sim 10^{10} - 10^{12}$, то в наблюдаемых струйных выбросах энергия, в основном, должна переноситься электромагнитным полем на всех наблюдаемых масштабах. В самом деле, для характерных масс СМЧД $10^8 - 10^9 M_\odot$ отношение радиуса джета к радиусу светового цилиндра $r_\perp/R_L \sim 10^4 - 10^6$. Эта величина существенно меньше $\Gamma_{\max} \approx \sigma_M$. Это означает, что в этом случае в выбросах должна преобладать энергия электромагнитного поля, а режим ускорения (при условии хорошей коллимации) должен быть эффективным (1.8).
- Если $\sigma_M \sim 10 - 10^4$, то на расстояниях порядка 100 парсек энергия электромагнитного поля в выбросе должна быть примерно равна кинетической энергии плазмы, а режим ускорения на этих масштабах должен быть неэффективным.

Таким образом, независимое определение параметра замагниченности важно для понимания режима ускорения плазмы в джетах и состояния выбросов.

Во всей работе яркостное расстояние D_L получено в соответствие с Λ космологической моделью с темным веществом [95] с параметрами $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$ и $\Omega_\Lambda = 0.73$.

1.2 Постановка задачи

Для определения значений параметров замагниченности и множественности мы будем использовать наблюдаемый сдвиг ядра [8; 26; 27], связанный с самопоглощением плазмы синхротронного излучения.

При этом мы будем пользоваться следующими предположениями подхода, связанного с использованием эффекта видимого сдвига ядра для определения физических параметров течения [8; 26; 27]:

- Предположение, что струйный выброс является коническим (хотя сейчас есть указания на параболическую форму выбросов, см. Главу 4).
- Предположение, что магнитное поле и концентрация частиц в выбросе зависят степенным образом от расстояния вдоль джета [5].
- Предположение о равенстве плотности потока электромагнитной энергии и энергии плазмы в области излучения.

Мы будем рассматривать следующую модель связи физических параметров в релятивистском струйном выбросе с наблюдаемым на данной частоте положением ядра. Рассмотрим плазму джета с концентрацией плазмы n в системе отсчета ядра (черной дыры), движущуюся с фактором Лоренца Γ . Будем предполагать (см. раздел 1.1.1), что эта плазма нагрета и имеет степенное распределение по энергиям, заданное выражение (1.1) в системе отсчета плазмы. Ниже мы используем показатель степени $\alpha = (1 - p)/2$ для спектральной плотности потока $S_\nu \propto \nu^\alpha$. Величины, обозначенные штрихом ', даны в системе отсчета плазмы, имеющей в системе отсчета ядра Лоренц-фактор Γ . k'_e здесь — амплитуда энергетического распределения излучающей плазмы, так как излучать может не вся плазма в джете.

Мы предполагаем, что частицы (электроны и позитроны), нагретые до релятивистских температур, излучают в магнитном поле джета синхротронные фотоны. Эти фотоны затем поглощаются этими же электронами, что приводит к поглощению [8; 26; 79]. Частота ν'_m в системе отсчета ядра, которая соответствует максимальной плотности потока излучения S_ν , может быть получена, пользуясь результатами из [79]:

$$\nu'_m = \frac{c_\alpha^2(1 - 2\alpha)}{5(5 - 2\alpha)} \frac{e^4}{m^2 c^2} \left(\frac{e}{2\pi m c} \right)^{3-2\alpha} R'^2 B'^{(3-2\alpha)} k_e'^2. \quad (1.10)$$

Величина c_α — это композиция гамма-функций, определенная в [79], и для $\alpha = -1/2$ ее значение равно $c_\alpha(2) = 1.396$. Здесь мы предполагаем лептонный джет, поэтому m — это масса электрона. B' — это величина магнитного поля излучающей области выброса с характерным размером R' вдоль луча зрения.

Величины параметров в системах отсчета плазмы и ядра связаны друг с другом следующим образом.

$$v'_m = v_m \frac{1+z}{\delta}, \quad (1.11)$$

$$R' = \frac{2r'\chi'}{\sin \varphi'} = \frac{2r\chi}{\delta \sin \varphi}, \quad (1.12)$$

$$B' = \sqrt{(\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)} \approx \frac{B_\varphi}{\Gamma} \approx \frac{B}{\Gamma}, \quad (1.13)$$

$$k'_e = \frac{k_e}{\Gamma}. \quad (1.14)$$

Здесь z это космологическое красное смещение источника, фактор Доплера

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \varphi)}. \quad (1.15)$$

Струйный выброс наблюдается под углом φ , а угол полураскрыва струйного выброса χ . Концентрация излучающей плазмы n_{rad} связана с амплитудой распределения частиц плазмы по энергиями как

$$k_e = n_{\text{rad}} \frac{2\alpha}{\gamma_{\text{max}}^{2\alpha} - \gamma_{\text{min}}^{2\alpha}}, \quad (1.16)$$

где $\gamma = \gamma'/\Gamma$. Для $\alpha = -1/2$ получаем

$$k_e \approx n_{\text{rad}} \gamma_{\text{min}}. \quad (1.17)$$

Мы также предполагаем, что концентрация излучающих частиц связана с полной концентрацией плазмы n как $n_{\text{rad}} = \xi n$. Для механизма нагрева на внутренней ударной волне, доля частиц, которые эффективно ускоряются до высоких значений фактора Лоренца в степенных хвостах энергетических распределений, составляет примерно 1% [74], поэтому мы возьмем $\xi = 0.01$.

Наконец, вслед за [8; 26], мы будем предполагать, что концентрация плазмы и величина магнитного поля в джете представляют собой следующие степенные зависимости от расстояния вдоль выброса r [5]:

$$B(r) = B_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-1}, \quad (1.18)$$

$$n(r) = n_1 \left(\frac{r}{r_1} \right)^{-2}, \quad (1.19)$$

где r_1 это расстояния от основания джета, равное 1 парсек, а B_1 и n_1 — характерные значения магнитного поля и концентрации на этом расстоянии. При таких зависимостях от расстояния, частота ν_m не зависит от величины α , определяющей энергетический спектр излучающих частиц, и зависит от расстояния вдоль выброса как [8]

$$\nu_m \propto r^{-1}. \quad (1.20)$$

Зависимость с показателем степени, близким к -1 , был получен для 20 источников на девяти частотах в работе [82], хотя [96] для струйного выброса из M87 нашел значение -0.94 на шести частотах. (В настоящий момент появилось много указаний на другую степень зависимости, связанную с параболической формой джета, см. Главу 4. Тем не менее, предварительные оценки показывают, что влияние этого эффекта на оценки величин не будут драматическими.)

Используя зависимости (1.11)–(1.17) и зависимости (1.18) и (1.19), перепишем выражение (1.10) в виде

$$\begin{aligned} \left(\nu_m \frac{1 + \mathbf{z} \cdot \mathbf{r}}{\delta r_1} \right)^{5-2\alpha} &= C \left(\frac{2e^2}{mc} \right)^2 \left(\frac{e}{2\pi mc} \right)^{3-2\alpha} \times \\ &\times \left(\frac{r_1 \chi}{\sin \varphi} \xi \gamma_{\min} \right)^2 \Gamma^{-3+2\alpha} B_1^{3-2\alpha} n_1^2, \end{aligned} \quad (1.21)$$

где $C = c_\alpha^2(1 - 2\alpha)/5(5 - 2\alpha)$.

С другой стороны, мы можем связать значения магнитного поля B_1 и концентрации плазмы n_1 введя параметр локальной замагниченности σ — отношение потока вектора Пойнтинга к потоку кинетической энергии частиц на заданном расстоянии от основания выброса.

В рамках идеальной осесимметричной магнитной гидродинамики на каждой магнитной поверхности Ψ сохраняется поток энергии $E(\Psi)$, который определяется следующим образом:

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_F(\Psi)I}{2\pi c^2} + mc^2 \eta(\Psi) \Gamma. \quad (1.22)$$

Первое слагаемое в этом выражении связано с потоком электромагнитной энергии, а второе слагаемое — с потоком кинетической энергии плазмы. Магнитное поле в цилиндрических координатах $\{r_\perp, \varphi, r\}$ задается как

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla \Psi \times \hat{e}_\varphi}{2\pi r_\perp} - \frac{2I}{cr_\perp} \hat{e}_\varphi, \quad (1.23)$$

электрическое поле как

$$\mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla \Psi, \quad (1.24)$$

Ω_F это угловая скорость вращения магнитной поверхности Ψ , I — полный электрический ток, текущий через данное сечение выброса, а функция η задана равенством

$$n\mathbf{u} = \eta\mathbf{B}, \quad (1.25)$$

Здесь мы предполагаем, что плазма является холодной, и релятивистская энтальпия $\mu = mc^2 + mw$ равна массе покоя mc^2 . С помощью этих выражений вектор Пойнтинга записывается в виде

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{\Omega_F I \mathbf{B}_p}{2\pi c}. \quad (1.26)$$

Поток кинетической энергии частиц определяется как

$$\mathbf{K} = (\Gamma mc^2) (n\mathbf{v}_p) = \Gamma mc^3 \eta(\Psi) \mathbf{B}_p. \quad (1.27)$$

Таким образом, локальная замагниченность запишется в виде

$$\sigma = \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{K}|} = \frac{\Omega_F I}{2\pi mc^4 \eta \Gamma}. \quad (1.28)$$

С другой стороны, параметр замагниченности Майкеля σ_M , имеющий смысл начальной замагниченности течения, является постоянной и определяется как

$$\sigma_M = \frac{E_A}{mc^2 \eta} = \Gamma (\sigma + 1). \quad (1.29)$$

Определим величину σ_ξ как отношение вектора Пойнтинга к потоку энергии излучающей (релятивистской) \mathbf{K}_{rad} и неизлучающей \mathbf{K} плазмы

$$\sigma_\xi = \frac{|\mathbf{S}|}{|\mathbf{K} + \mathbf{K}_{\text{rad}}|}. \quad (1.30)$$

Здесь поток энергии излучающей плазмы определяется как

$$|\mathbf{K}_{\text{rad}}| = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} (\gamma mc^2) (|\mathbf{v}_p|) dn_{\text{rad}} = k_e mc^3 F(\gamma_{\min}, \gamma_{\max}), \quad (1.31)$$

а функция $F(\cdot)$ для $\alpha = -1/2$ определяется следующим выражением:

$$F(\gamma_{\min}, \gamma_{\max}) = (\text{ch}^{-1} \gamma_{\max} - \text{ch}^{-1} \gamma_{\min}) - \left(\frac{\sqrt{\gamma_{\max}^2 - 1}}{\gamma_{\max}} - \frac{\sqrt{\gamma_{\min}^2 - 1}}{\gamma_{\min}} \right) \approx \ln(2\gamma_{\max}) - 1. \quad (1.32)$$

В релятивистском течении верно примерное равенство $B_\varphi \approx E$ [14; 22]. Тогда мы можем записать для вектора Пойнтинга

$$|\mathbf{S}| \approx \frac{cB_\varphi^2}{4\pi}, \quad (1.33)$$

а для потока энергии частиц

$$|\mathbf{K} + \mathbf{K}_{\text{rad}}| \approx mc^3 n (\Gamma + \xi F \gamma_{\text{min}}). \quad (1.34)$$

Используя выражения (1.30), (1.33) и (1.34), получаем связь между величиной магнитного поля и концентрацией плазмы через локальную замагниченность в виде:

$$B^2 = \sigma_\xi 4\pi mc^2 n \Gamma. \quad (1.35)$$

Здесь мы пренебрегли слагаемым $\xi F \gamma_{\text{min}}$ по сравнению с Γ , так как величины F и γ_{min} порядка единицы, а $\xi = 0.01$. В выражениях ниже мы опустим индекс ξ , так как все наши выражения записаны через параметры холодной плазмы. Используя (1.35), мы получаем окончательную связь наблюдаемых параметров релятивистского струйного выброса со значениями его физических параметров:

$$\begin{aligned} \left(v_m \frac{1 + \mathbf{z} \cdot \mathbf{r}}{\delta r_1} \right)^{5-2\alpha} &= C \left(\frac{2e^2}{mc} \right)^2 \left(\frac{e}{2\pi mc} \right)^{3-2\alpha} \times \\ &\times (4\pi mc^2)^{1.5-\alpha} \left(\frac{r_1 \chi}{\delta \sin \varphi} \xi \gamma_{\text{min}} \right)^2 \Gamma^{-5+2\alpha} \times (\sigma_1 \Gamma_1)^{1.5-\alpha} n_1^{3.5-\alpha}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Концентрация плазмы может быть выражена через параметр множественности λ и мощность джета W_{jet} . В самом деле, из непрерывности потока концентрации плазмы через два различных поперечных среза релятивистского струйного выброса, перпендикулярных течению, мы можем приравнять поток концентрации у основания струйного выброса и на расстоянии в 1 парсек:

$$\lambda n_{\text{GJ}} R_{\text{in}}^2 c = n_1 (r_1 \chi)^2 c. \quad (1.37)$$

Здесь мы для оценки кладем $v \approx c$. Используя выражение для концентрации Гольдрайха–Джулиана [88]

$$n_{\text{GJ}} = \frac{\Omega B}{2\pi c e} \quad (1.38)$$

и выражение для мощности электромагнитных потерь джета у его основания (1.5), мы получаем

$$n_1 = \frac{\lambda}{2\pi (r_1 \chi)^2} \frac{mc^2}{e^2} \sqrt{\frac{W_{\text{jet}}}{W_A}}. \quad (1.39)$$

1.2.1 Режим насыщения

Ниже мы предполагаем, что струйный выброс сильно замагничен у своего основания, то есть $\sigma_M \gg 1$. Для определения методом измерения видимого сдвига ядра на разных частотах параметров замагниченности и множественности, нам нужно сделать предположение о величине локальной замагниченности течения на расстоянии порядка 1 пк от основания.

Сначала рассмотрим случай, когда плазма к расстоянию $r = 1$ пк уже ускорилась до примерно половины величины максимально возможного Лоренц фактора $\Gamma_{\max}/2$. В этом случае поток вектора Пойнтинга меньше или равен потоку энергии плазмы, и, значит, $\sigma_1 \lesssim 1$. Другими словами, к расстоянию 1 парсек ускорение достигло насыщения, как обсуждалось в разделе 1.1.3. Объединяя режим эффективного ускорения, описываемый выражением (1.8), с определением замагниченности (1.29), получаем, что этот случай соответствует грубой оценке $\sigma_M < 10^5$. Соответственно, Лоренц фактор течения на расстоянии $r = 1$ пк мы можем оценить, как

$$\Gamma_1 \approx \sigma_M. \quad (1.40)$$

В этом случае равенство (1.36) может быть переписано как

$$\left(v_m \frac{1 + z r \chi}{\delta c} \right)^{5-2\alpha} = C \left(\frac{2^{-1.5+\alpha}}{\pi^{5-2\alpha}} \right) \left(\frac{\xi \gamma_{\min}}{\delta \sin \varphi} \right)^2 \lambda^{7-2\alpha}. \quad (1.41)$$

Используя связь между угловым размером θ_d и расстоянием от основания выброса r

$$r \sin \varphi = \theta_d \frac{D_L}{(1+z)^2}, \quad (1.42)$$

где D_L это яркостное расстояние, получаем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\theta_d}{\text{мас}} \right) &= 3.4 \cdot 10^{-19} \left(\frac{D_L}{\Gamma_{\text{пк}}} \right)^{-1} \left(\frac{v_m}{\Gamma_{\text{пк}}} \right)^{-1} \delta(1+z) \times \\ &\times \frac{\sin \varphi}{\chi} \left(\frac{\xi \gamma_{\min}}{\delta \sin \varphi} \right)^{2/(5-2\alpha)} \lambda^{(7-2\alpha)/(5-2\alpha)}. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Перепишем это выражение в виде, обычно используемом при применении метода измерения видимого сдвига ядра, как связь углового положения ядра θ_d и

частоты наблюдения ν :

$$\left(\frac{\theta_d}{\text{мас}}\right) = \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{\nu_m}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^{-1}. \quad (1.44)$$

Измеряя угловое расстояние в микросекундах дуги $\Delta r_{\text{мас}}$ между положениями ядер на частотах $\nu_{m,1}$ и $\nu_{m,2}$, мы получим выражение для параметра множественности через наблюдаемые параметры выброса для $\alpha = -1/2$:

$$\begin{aligned} \lambda &= 7.3 \cdot 10^{13} \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^{3/4} \left(\frac{D_L}{\Gamma_{\text{пк}}}\right)^{3/4} \times \\ &\times \left(\frac{\chi}{1+z}\right)^{3/4} \frac{1}{(\delta \sin \varphi)^{1/2}} \frac{1}{(\xi\gamma_{\text{min}})^{1/4}} = \\ &= 2.3 \cdot 10^{14} \left(\frac{\Phi}{\text{пк} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^{3/4} \left(\frac{D_L}{\Gamma_{\text{пк}}}\right)^{3/4} \times \\ &\times \left(\frac{\chi}{1+z}\right)^{3/4} \frac{1}{(\delta \sin \varphi)^{1/2}} \frac{1}{(\xi\gamma_{\text{min}})^{1/4}}. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Соответственно, используя (1.7), это выражение можно переписать для величины параметра замагниченности:

$$\begin{aligned} \sigma_M &= 1.4 \cdot \left[\left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{D_L}{\Gamma_{\text{пк}}}\right) \frac{\chi}{1+z} \right]^{-3/4} \times \\ &\times \sqrt{\delta \sin \varphi} (\xi\gamma_{\text{min}})^{1/4} \sqrt{\frac{W_{\text{jet}}}{10^{45} \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}}} = \\ &= 0.44 \cdot \left[\left(\frac{\Phi}{\text{пк} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{D_L}{\Gamma_{\text{пк}}}\right) \frac{\chi}{1+z} \right]^{-3/4} \times \\ &\times \sqrt{\delta \sin \varphi} (\xi\gamma_{\text{min}})^{1/4} \sqrt{\frac{W_{\text{jet}}}{10^{45} \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}}}. \end{aligned} \quad (1.46)$$

Как мы видим, характерное значение параметра замагниченности согласуется с нашим первоначальным предположением $\sigma_M < 10^5$. То есть, наше предположение о режиме насыщения ускорения самосогласовано.

1.2.2 Режим сильно замагниченного течения — эффективное ускорение

Теперь предположим, что на расстоянии наблюдаемого ядра течение все еще является сильно замагниченным. Это означает, что по-прежнему ускорение происходит эффективно в соответствии с выражением (1.8). Кроме того, это означает, что значение параметра замагниченности должно быть $\sigma_M > 10^5$. Используя выражение (1.29), получаем

$$\sigma_1 \Gamma_1 \approx \sigma_M. \quad (1.47)$$

С другой стороны, уравнение (1.36) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \lambda = 2.5 \cdot 10^{11} & \left[\left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma\text{ц}} \right) \left(\frac{D_L}{\Gamma\text{пк}} \right) \left(\frac{\chi}{1+z} \right) \right]^3 \times \\ & \times \Gamma^{3/2} \frac{1}{(\delta \sin \varphi)^2} \frac{1}{\xi \gamma_{\min}} \left(\frac{W_{\text{jet}}}{10^{45} \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{-3/2}. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Для параметра замагниченности оно переписывается в виде

$$\begin{aligned} \sigma_M = 4 \cdot 10^2 & \left[\left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma\text{ц}} \right) \left(\frac{D_L}{\Gamma\text{пк}} \right) \left(\frac{\chi}{1+z} \right) \right]^{-3} \times \\ & \times \Gamma^{-3/2} (\delta \sin \varphi)^2 \xi \gamma_{\min} \left(\frac{W_{\text{jet}}}{10^{45} \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^2. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Как мы видим, характерная величина параметра замагниченности в этом случае противоречит предположению $\sigma_M > 10^5$. Таким образом, самосогласованным является только предположение о том, что течение уже ускорилось на расстояниях порядка положения ядра на характерных частотах в несколько ГГц, и локальная замагниченность течения примерно меньше или равна единице. Именно этот случай мы рассматриваем ниже подробно.

Видимое смещение ядра может быть измерено несколькими методами, как описано в работе [81]. В результате величина измеренного сдвига, которую мы обозначили как η , может быть представлена в единицах [мас · ГГц] или [пк · ГГц]. Если эта величина известна для данного источника из соответствующих измерений, то используя выражения (1.48)–(1.49) мы можем оценить параметры множественности и замагниченности для выборки источников.

1.3 Наблюдательные данные

В нашем анализе мы пользуемся результатами двух обзоров по измерению видимого сдвига ядра в выбросах из активных ядер галактик: в работе [82] представлены результаты для 20 источников на девяти частотах от 1.4 до 15.3 ГГц (S-выборка). В работе [97] собраны результаты измерений сдвига ядра для 163 АЯГ на четырех частотах от 8.1 до 15.3 ГГц (P-выборка). Из набора источников с измеренным сдвигом ядра мы используем только те, для которых также известен видимый угол раскрыва выброса из работы [98]. В результате, мы рассматриваем 97 источников из P-выборки и 5 источников из S-выборки. Хотя все источники из S-выборки входят также и в P-выборку, мы включили их как независимые измерения видимого сдвига ядра. Больше того, для источников 0215+015 и 1219+285 у нас есть два измерения сдвига ядра для двух эпох, и мы включаем их также как независимые измерения. Таким образом, в дальнейшем мы рассматриваем 104 измерения видимого сдвига ядра для 97 источников.

В качестве величины неизвестного фактора Доплера мы используем оценку $\delta \approx \beta_{\text{app}}$, измеренная видимая β_{app} это отношения видимой скорости яркой особенности в струе к скорости света. Мы используем эту оценку, так как в работе [99] с помощью моделирования методом Монте–Карло было показано, что плотность вероятности $p(\delta | \beta_{\text{app}})$ наблюдать Доплер-фактор для данной видимой скорости имеет пик около единицы. Это моделирование сделано в предположении, что измеренная видимая скорость β_{app} в самом деле отражает истинную скорость течения плазмы в струе. Данные по красным смещениям z и видимым скоростям β_{app} мы взяли из работы [100].

Значения угла наблюдения — угла между осью выброса и направлением на наблюдателя — φ мы находим из системы уравнений: определения Доплер-фактора δ (1.15) и связи видимой скорости с истинной скоростью в струе

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \varphi}{1 - \beta \cos \varphi}. \quad (1.50)$$

Оценивая Доплер-фактор как $\delta = \beta_{\text{app}}$, мы получаем из определений (1.15) и (1.50) следующее выражение для угла наблюдения:

$$\varphi = \text{atan} \left(\frac{2\beta_{\text{app}}}{2\beta_{\text{app}}^2 - 1} \right). \quad (1.51)$$

Угол полураскрыва выброса χ связан с наблюдаемым углом раскрыва джета χ_{app} как

$$\chi = \chi_{\text{app}} \sin \varphi / 2. \quad (1.52)$$

Мы используем значения χ_{app} , найденные в работе [98] с типичными ошибками порядка 1.5° . Также мы выбрали $\gamma_{\text{min}} = 1$.

Для оценки параметров множественности и замагниченности необходима оценка мощности релятивистских струйных выбросов. Оценка мощности является непростой задачей. Здесь мы воспользуемся найденной в работе [101] корреляцией между мощностью джета, оцениваемой по его механической мощности, необходимой для формирования характерных полостей в окружающем газе, и его светимостью в радио диапазоне. Для источников, у которых наблюдаются полости в газе, была эмпирически найдена следующая зависимость, связывающая механическую мощность и мощность излучения на частотах 200 – 400 МГц:

$$\left(\frac{W_{\text{jet}}}{10^{43} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right) = 3.5 \left(\frac{W_{200-400}}{10^{40} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{0.64}. \quad (1.53)$$

Нужно помнить, что такая оценка мощности оценочная, так как, фактически, это средняя мощность выброса, которая может меняться за время формирования полостей. Для поиска светимости выбросов на длине волны ~ 92 см, мы пользуемся базой данных CATS (*CATalogues Support System* — Система Поддержки Каталогов, [102]), в которой аккумулированы данные наблюдений из разных каталогов и для различных эпох. Первоначальные данные, используемые при оценке мощности выбросов для источников, опубликованы в работах [103–110] с типичной точностью в определении плотности потока примерно 10%.

Типичные ошибки измерений видимого сдвига ядра из работ [97] и [82] составляют 0.05 миллисекунд дуги. В нашей выборке есть 23 источника, сдвиг ядра которых составляет меньше, чем 0.05 мас. Для них в дальнейших вычислениях величин λ и σ_M мы заменили значения сдвига ядра на оценку ошибки 0.05 мас для удобства.

1.4 Результаты

Для определения параметров струйного выброса при условии насыщения мы используем формулу (1.45). Для этого мы используем параметры источников и

выбросов, представленные в Таблице 1.1 и Таблице 1.2. Полученные значения параметров множественности λ и замагниченности σ_M представлены в Таблице 1.2. Их распределения в виде показаны на Рисунке 1.1 Рисунке 1.2 соответственно. Для источников с несколькими значениями сдвига ядра в разные эпохи (например, 0215+015) для этих параметров получено несколько значений. На гистограммах представлено только одно среднее. Для нашей выборки медианное значение параметра множественности равно $\lambda_{\text{med}} = 3 \cdot 10^{13}$, а медианное значение параметра замагниченности Майкеля равно $\sigma_{M, \text{med}} = 8$. Значения параметра множественности лежат в интервале $(3 \times 10^{12}; 4 \times 10^{14})$, а значения параметра замагниченности σ_M лежат в интервале $(0.4; 61)$.

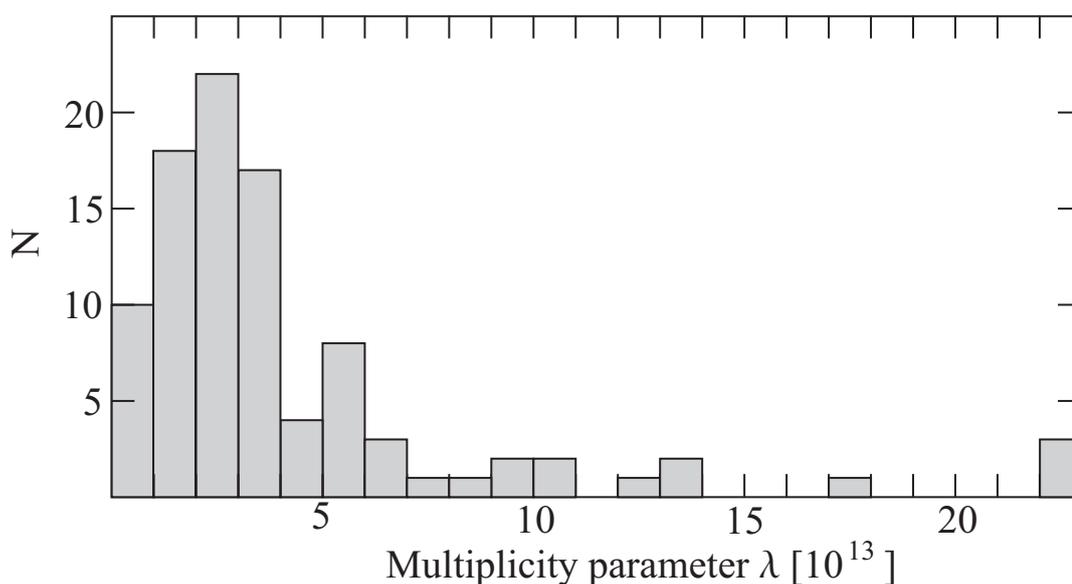


Рисунок 1.1 — Распределение параметра множественности λ для выборки из 97 источников. Величины $\lambda = 2.8 \cdot 10^{14}$ и $3.6 \cdot 10^{14}$ для двух источников лежат вне показанной на гистограмме области значения параметра.

Доплер фактор плазмы может быть также определен по переменности источника измерением амплитуды и продолжительности вспышки [111]. Этот метод основан на предположении, что длительность вспышки соответствует времени, необходимому свету для пересечения излучающей области. При этом предполагается, что истинная яркостная температура излучающей области известна из соображений равнораспределения между энергией магнитного поля и энергией излучающей плазмы (со степенным законом распределения). В этом случае можно оценить фактор Доплера течения способом, независимым от измеренной видимой скорости β_{app} . Для проверки наших результатов мы для выборки из 50 источников использовали δ , определенный по переменности в работе [111],

Таблица 1.1 — Параметры источников.

Источник	z	β_{app} (с)	χ_{app} ($^{\circ}$)	$S_{0.3}$ (Ян)	W_{jet} (10^{45} эрг/с)	Ссылка для $S_{0.3}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0003–066	0.347	8.40	16.3	2.17	1.07	[104]
0106+013	2.099	24.37	23.6	2.85	10.50	[107]
0119+115	0.570	18.57	15.6	2.24	1.86	[107]
0133+476	0.859	15.36	21.7	1.63	2.54	[110]
0202+149	0.405	15.89	16.4	6.25	2.39	[105]
0202+319	1.466	10.15	13.4	0.76	2.99	[110]
0212+735	2.367	6.55	16.4	1.54	5.17	[110]
0215+015	1.715	25.06	36.7	0.88	3.90	[106]
0234+285	1.206	21.99	19.8	1.45	3.52	[106]
0333+321	1.259	13.07	8.0	3.68	6.72	[109]
0336–019	0.852	24.45	26.8	2.49	3.26	[107]
0403–132	0.571	20.80	16.4	7.62	4.45	[104]
0420–014	0.916	5.74	22.7	0.87	1.84	[105]
0458–020	2.286	13.57	23.1	3.54	11.20	[105]
0528+134	2.070	17.34	16.1	1.02	5.85	[104]
0529+075	1.254	18.03	56.4	1.75	4.54	[104]
0605–085	0.870	19.19	14.0	1.43	2.39	[105]
0607–157	0.323	1.918	35.1	2.31	0.96	[105]
0642+449	3.396	8.53	23.4	0.70	7.68	[110]
0730+504	0.720	14.07	14.8	0.71	1.20	[110]
0735+178	0.450	5.04	21.0	1.81	1.23	[110]
0736+017	0.189	13.79	17.9	1.79	0.42	[105]
0738+313	0.631	10.72	10.5	1.26	1.48	[105]
0748+126	0.889	14.58	16.2	1.45	2.65	[104]
0754+100	0.266	14.40	13.7	0.74	0.39	[104]
0804+499	1.436	1.15	35.3	0.60	2.49	[110]
0805–077	1.837	41.76	18.8	2.60	9.26	[104]
0823+033	0.505	12.88	13.4	0.63	0.71	[106]
0827+243	0.942	19.81	14.6	0.71	1.80	[104]

Источник	z	β_{app} (с)	χ_{app} (°)	$S_{0.3}$ (Ян)	W_{jet} (10^{45} эрг/с)	Ссылка для $S_{0.3}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0829+046	0.174	10.13	18.7	0.67	0.21	[104]
0836+710	2.218	21.08	12.4	5.06	17.75	[104]
0851+202	0.306	15.14	28.5	1.11	0.56	[105]
0906+015	1.026	22.08	17.5	1.54	3.05	[105]
0917+624	1.453	12.07	15.9	1.27	4.07	[110]
0923+392	0.695	2.76	10.8	3.28	3.03	[106]
0945+408	1.249	20.20	14.0	2.94	6.30	[104]
1036+054	0.473	5.72	6.5	0.75	0.80	[104]
1038+064	1.265	10.69	6.7	1.59	4.32	[104]
1045-188	0.595	10.51	8.0	2.79	2.46	[104]
1127-145	1.184	14.89	16.1	5.63	8.94	[107]
1150+812	1.250	10.11	15.0	1.39	3.81	[110]
1156+295	0.725	24.59	16.7	4.33	3.89	[110]
1219+044	0.966	0.82	13.0	1.14	2.52	[108]
1219+285	0.103	9.12	13.9	1.77	0.19	[105]
1222+216	0.434	26.60	10.8	3.98	1.90	[106]
1226+023	0.158	14.86	10	63.72	3.25	[105]
1253-055	0.536	20.58	14.4	16.56	6.31	[105]
1308+326	0.997	27.48	18.5	1.42	2.79	[110]
1334-127	0.539	16.33	12.6	1.91	1.71	[104]
1413+135	0.247	1.78	8.8	2.74	0.81	[104]
1458+718	0.904	6.61	4.5	19.64	13.30	[110]
1502+106	1.839	17.53	37.9	1.08	4.92	[105]
1504-166	0.876	3.94	18.4	1.80	2.79	[105]
1510-089	0.360	28.00	15.2	2.75	1.22	[105]
1514-241	0.049	6.39	7.8	2.06	0.08	[105]
1538+149	0.606	8.74	16.1	2.82	2.36	[105]
1546+027	0.414	12.08	12.9	0.70	0.61	[105]
1606+106	1.232	19.09	24.0	2.67	5.30	[109]
1611+343	1.400	29.15	26.9	4.20	8.44	[105]
1633+382	1.813	29.22	22.6	2.51	8.28	[110]

Источник	z	β_{app} (с)	χ_{app} (°)	$S_{0.3}$ (Ян)	W_{jet} (10^{45} эрг/с)	Ссылка для $S_{0.3}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1637+574	0.751	13.59	10.7	1.32	1.88	[110]
1638+398	1.666	15.85	53.8	0.64	3.11	[110]
1641+399	0.593	19.27	12.9	9.93	5.13	[110]
1655+077	0.621	14.77	5.5	2.36	2.33	[107]
1726+455	0.717	2.30	16.5	0.49	0.95	[110]
1730–130	0.902	27.35	10.4	6.46	6.54	[105]
1749+096	0.322	7.90	16.8	1.20	0.61	[107]
1751+288	1.118	3.87	12.1	0.40	1.55	[104]
1758+388	2.092	2.21	17.9	0.18	1.82	[110]
1803+784	0.680	10.79	18.4	1.92	2.23	[110]
1823+568	0.664	26.17	6.8	2.63	2.52	[110]
1828+487	0.692	13.07	7.1	47.78	15.60	[105]
1849+670	0.657	23.08	16.6	0.86	1.22	[110]
1908–201	1.119	4.39	23.9	2.70	5.21	[104]
1928+738	0.302	8.17	9.8	4.81	1.40	[110]
1936–155	1.657	5.34	35.2	0.67	3.45	[104]
2008–159	1.180	4.85	9.7	0.73	2.41	[104]
2022–077	1.388	23.23	19.6	2.63	6.67	[104]
2121+053	1.941	11.66	34.0	0.63	3.99	[104]
2128–123	0.501	5.99	5.0	1.47	1.23	[105]
2131–021	1.284	19.96	18.4	2.66	6.11	[107]
2134+004	1.932	5.04	15.2	0.99	4.85	[107]
2136+141	2.427	4.15	32.5	0.94	6.16	[107]
2145+067	0.999	2.83	23.2	3.76	5.18	[105]
2155–152	0.672	18.12	17.6	2.41	2.43	[105]
2200+420	0.069	9.95	26.2	1.82	0.12	[110]
2201+171	1.076	17.66	13.6	1.00	2.63	[104]
2201+315	0.295	8.27	12.8	1.82	0.88	[105]
2209+236	1.125	2.29	14.2	0.39	1.51	[104]
2216–038	0.901	6.73	15.6	2.25	3.57	[107]

Источник	z	β_{app} (с)	χ_{app} (°)	$S_{0.3}$ (Ян)	W_{jet} (10^{45} эрг/с)	Ссылка для $S_{0.3}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
2223–052	1.404	20.34	11.7	13.59	18.00	[105]
2227–088	1.560	2.00	15.8	1.41	5.14	[104]
2230+114	1.037	8.62	13.3	8.51	9.25	[105]
2243–123	0.632	5.24	14.8	1.45	1.71	[103]
2251+158	0.859	13.77	40.9	12.47	9.39	[105]
2345–167	0.576	11.47	15.8	2.81	2.21	[105]
2351+456	1.986	21.56	20.1	2.23	8.54	[110]

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) красные смещения z , собранные в [100]; (3) видимая скорость, измеренная в [100]; (4) видимый угол раскрыва, измеренный в [98]; (5) плотность потока на длине волны 92 см; (6) вычисленная мощность выброса; (7) источник данных для плотности потока на 92 см.

вместо оценки $\delta = \beta_{\text{app}}$ [97]. При этом значения полученных параметров множественности λ и замагниченности σ_M остались теми же с точностью до фактора 2.

Мы оцениваем, что величины параметров λ и σ_M в Таблице 1.2 определены с точностью с множителем порядка нескольких единиц. В большей степени эта точность связана с введенными предположениями и упрощениями, и в меньшей степени — с точностью измерения использованных нами параметров выбросов. Мы хотим обратить внимание, что нужно с осторожностью относиться к значениям параметров для конкретного источника. Но мы полагаем, что распределения на Рисунках 1.1 и 1.2 правильно отражают свойства нашей выборки источников.

В выборке присутствуют три источника со значениями параметра замагниченности Майкеля $\sigma_M < 1$, соответствующего слабо замагниченному течению у основания. Всего есть девять источников с $\sigma_M < 2$, что противоречит нашему предположению о сильно замагниченном у основания течении. Количество этих источников составляет примерно 9% от всей выборки 97 источников. Это может быть связано с точностью определения параметров для индивидуальных объектов. Мы считаем, что они не влияют на значимость нашего вывода о величине основных параметров джетов.

Таблица 1.2 — Измеренный сдвиг ядра и оценки физических параметров источников.

Источник	Δr_{core} (мас)	Эпоха	λ (10^{13})	σ_M
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0003–066	0.035	2006-07-07	1.21	9.69
0106+013	0.005	2006-07-07	2.02	23.67
0119+115	0.347	2006-06-15	3.84	4.27
0133+476	0.131	2006-08-09	3.52	5.80
0202+149	0.122	2006-09-06	1.63	10.90
0202+319	0.013	2006-08-09	2.17	11.13
0212+735	0.149	2006-07-07	9.82	4.41
0215+015	0.088	2006-04-28	3.75	7.54
	0.241	2006-12-01	7.97	3.54
0234+285	0.275	2006-09-06	5.29	4.79
0333+321	0.279	2006-07-07	4.10	8.62
0336–019	0.117	2006-08-09	2.66	8.68
0403–132	0.346	2006-05-24	3.66	6.95
0420–014	0.267	2006-10-06	13.49	1.30
0458–020	0.006	2006-11-10	3.20	17.26
0528+134	0.167	2006-10-06	4.81	7.40
0529+075	0.110	2006-08-09	3.83	7.58
0605–085	0.096	2006-11-10	1.66	11.95
0607–157	0.240	2006-09-06	28.46	0.38
0642+449	0.110	2006-10-06	5.27	8.29
0730+504	0.262	2006-05-24	4.27	3.21
0735+178	0.039	2006-04-28	2.56	5.07
0736+017	0.079	2006-06-15	0.82	8.38
0738+313	0.183	2006-09-06	2.85	5.23
0748+126	0.098	2006-08-09	2.41	8.69
0754+100	0.266	2006-04-28	2.06	3.32
0804+499	0.094	2006-10-06	35.88	0.61
0805–077	0.207	2006-05-24	3.12	14.09
0823+033	0.141	2006-06-15	2.12	4.71
0827+243	0.150	2006-05-24	2.52	6.92

Источник	Δr_{core} (мас)	Эпоха	λ (10^{13})	σ_M
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0829+046	0.109	2006-07-07	1.28	3.82
0836+710	0.186	2006-09-06	3.81	16.43
0851+202	0.028	2006-04-28	1.08	7.69
0906+015	0.168	2006-10-06	3.04	7.56
0917+624	0.112	2006-08-09	3.95	7.14
0923+392	0.042	2006-07-07	3.23	6.69
0945+408	0.083	2006-06-15	1.80	18.92
1036+054	0.195	2006-05-24	2.77	3.80
1038+064	0.106	2006-10-06	2.02	14.01
1045-188	0.156	2006-09-06	2.01	9.45
1127-145	0.096	2006-08-09	2.73	14.77
1150+812	0.087	2006-06-15	3.31	8.03
1156+295	0.162	2006-09-06	2.15	11.40
1219+044	0.133	2006-05-24	22.11	0.94
1219+285	0.182	2006-02-12	1.11	4.04
	0.142	2007-04-30	0.93	4.87
	0.199	2006-11-10	1.19	3.78
1222+216	0.180	2006-04-28	1.14	14.13
1226+023	0.020	2006-03-09	0.31	60.77
1253-055	0.048	2006-04-05	0.75	39.84
1308+326	0.143	2006-07-07	2.35	9.33
1334-127	0.237	2006-10-06	2.61	5.98
1413+135	0.230	2006-08-09	6.02	1.64
1458+718	0.081	2006-09-06	1.46	32.22
	0.136	2007-03-01	2.16	21.84
1502+106	0.052	2006-07-07	3.59	8.92
1504-166	0.148	2006-12-01	9.56	2.05
1510-089	0.122	2006-04-28	0.93	13.47
1514-241	0.188	2006-04-28	0.56	5.15
1538+149	0.032	2006-06-15	1.68	11.09

Источник	Δr_{core} (мас)	Эпоха	λ (10^{13})	σ_M
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
1546+027	0.010	2006-08-09	0.87	10.32
1606+106	0.057	2006-07-07	2.11	14.84
1611+343	0.057	2006-06-15	1.79	22.54
1633+382	0.119	2006-09-06	3.07	13.50
1637+574	0.117	2006-05-24	1.92	8.94
1638+398	0.007	2006-08-09	4.68	5.36
1641+399	0.211	2006-06-15	2.29	11.99
1655+077	0.080	2006-11-10	0.73	25.39
	0.086	2007-06-01	0.77	24.05
1726+455	0.009	2006-09-06	5.18	2.34
1730-130	0.174	2006-07-07	1.67	19.72
1749+096	0.061	2006-06-15	1.43	6.15
1751+288	0.007	2006-10-06	3.60	4.62
1758+388	0.079	2006-11-10	13.98	1.42
1803+784	0.029	2006-09-06	1.71	10.80
	0.061	2007-05-03	1.98	9.31
1823+568	0.052	2006-07-07	0.42	46.21
1828+487	0.117	2006-08-09	1.39	35.35
1849+670	0.024	2006-05-24	0.88	15.50
1908-201	0.246	2006-03-09	18.03	1.69
1928+738	0.147	2006-04-28	1.72	7.66
1936-155	0.215	2006-07-07	22.92	1.15
2008-159	0.008	2006-11-10	2.65	7.89
2022-077	0.006	2006-04-05	1.51	23.67
2121+053	0.152	2006-06-15	10.29	2.83
2128-123	0.223	2006-10-06	2.52	5.20
2131-021	0.089	2006-08-09	2.39	14.14
2134+004	0.188	2006-07-07	12.35	2.60
2136+141	0.008	2006-09-06	10.28	3.64
2145+067	0.008	2006-10-06	6.97	4.31
2155-152	0.405	2006-12-01	5.34	3.60

Источник	Δr_{core} (мас)	Эпоха	λ (10^{13})	σ_{M}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
2200+420	0.032	2006-04-05	0.47	7.30
2201+171	0.380	2006-05-24	5.64	3.82
2201+315	0.347	2006-10-06	3.90	2.67
	0.192	2007-04-30	2.50	3.80
2209+236	0.038	2006-12-01	6.03	2.73
2216-038	0.011	2006-08-09	2.55	9.57
2223-052	0.199	2006-10-06	3.21	18.33
2227-088	0.186	2006-07-07	22.85	1.40
2230+114	0.278	2006-02-12	7.36	5.45
2243-123	0.161	2006-09-06	5.73	2.79
2251+158	0.124	2006-06-15	8.31	4.72
2345-167	0.167	2006-11-10	3.24	5.54
2351+456	0.196	2006-05-24	5.35	7.99

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) сдвиг ядра для частот 8.1 – 15.3 ГГц, измеренный в единицах миллисекунд дуги (мас) [82; 97]; (3) эпоха измерения сдвига ядра из [97] для 2006 года и [82] для 2007 года; (4) вычисленный параметр множественности; (11) вычисленный параметр замагниченности.

Работая в рамках предположения о сильно замагниченном режиме течения, мы приходим к противоречию. Рассматривая, например, источник 0215+015, значение параметра замагниченности которого примерно равно медианному значению по выборке $\sigma_{0215+015} = \sigma_{\text{M, med}}$, мы получим из уравнения (1.49) следующие значения:

$$\sigma_{\text{M, mag}} = \frac{3.6 \cdot 10^5}{\Gamma^{3/2}}. \quad (1.54)$$

Во все еще сильно замагниченном течении фактор Лоренца увеличивается как $\Gamma = r_{\perp}/R_{\text{L}} \approx 10^4 - 10^5$. Поэтому мы получим для замагниченности $\sigma_{\text{M, mag}} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$. Этот результат находится в противоречии с начальным предположением сильно замагниченного режима $\sigma_{\text{M}} > 10^5$.

Мы видим, что данные по сдвигу ядра в струйных выбросах из активных ядер галактик дают для параметра замагниченности λ значения $10^{12} - 10^{14}$. Этот результат очень хорошо согласуется с моделью двухфотонной конверсии рождения плазмы в магнитосферах сверхмассивных черных дыр [90]. Таким образом,

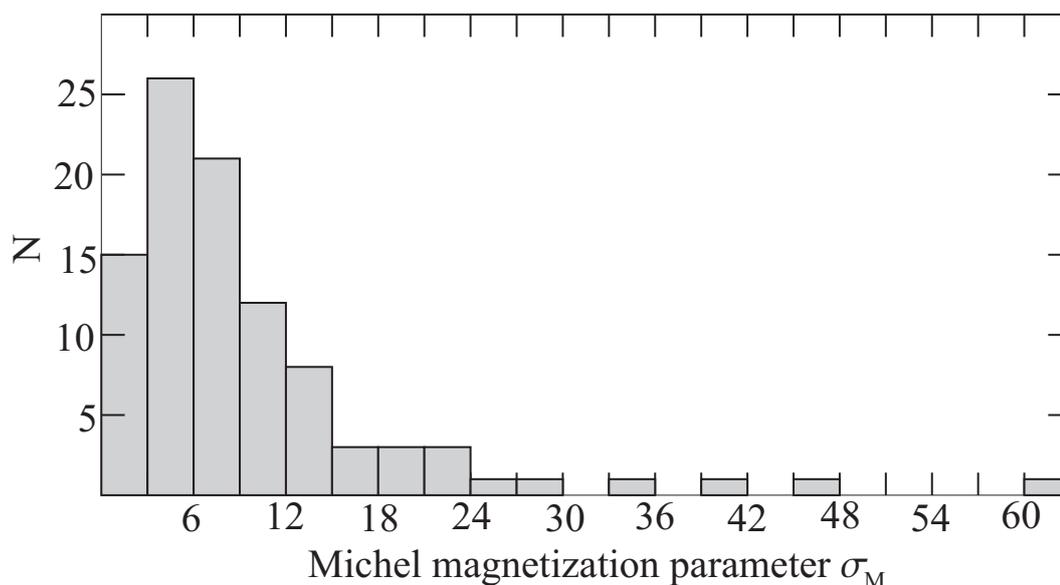


Рисунок 1.2 — Распределение параметра замагниченности Майкеля σ_M для выборки из 97 источников.

мы получили характерные значения ключевых параметров джетов в АЯГ $\sigma_M \sim 10$ и $\lambda \sim 10^{13}$. В результате, зная эти параметры и применяя аналитический подход к магнитогидродинамическому моделированию, мы можем определить внутреннюю структуру выбросов.

1.5 Профили физических величин в выбросах

В работах [14; 18; 112] было показано, что для хорошо сколламированных течений подход в рамках цилиндрической магнитной гидродинамики, который реализован в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений (см. ссылки выше), позволил получить многие результаты, позже подтвержденные в рамках двумерного численного моделирования [10; 11; 19; 113]. В частности, и аналитический и численный подходы предсказывают существование плотной сердцевины (струйного течения) в центре выбросов для достаточно низкого давления P_{ext} внешней среды, обеспечивающий их коллимацию. Получив характерные значения параметров множественности и замагниченности по данным наблюдений, мы можем построить в рамках аналитического цилиндрического подхода поперечную структуру джетов. Для этого необходимо зафиксировать значения параметра замагниченности σ_M и радиуса выброса R_{jet} (или, что то же

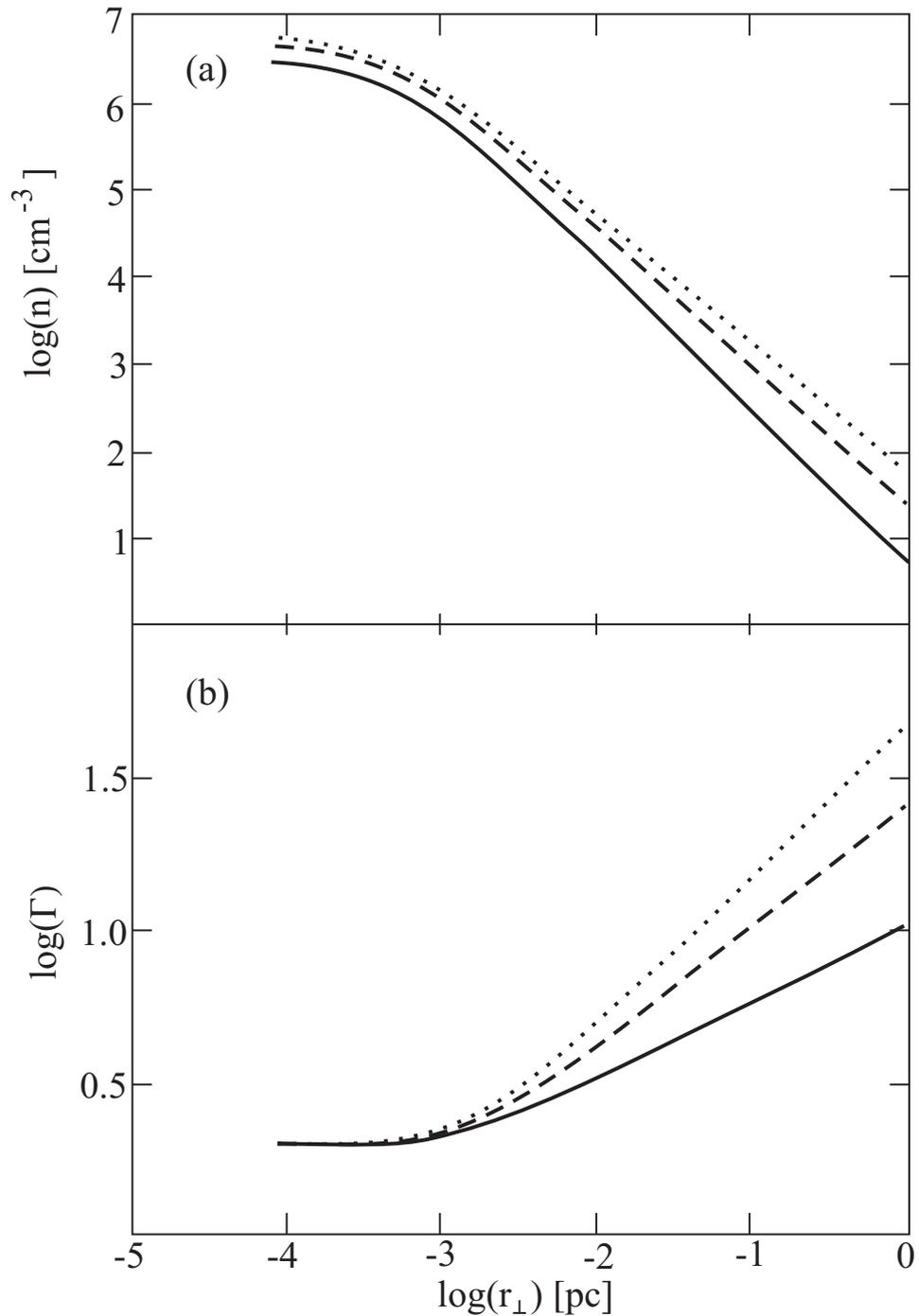


Рисунок 1.3 — Поперечные профили концентрации частиц n (a) и Лоренц фактора Γ (b) в логарифмическом масштабе для параметра множественности $\lambda = 10^{13}$, радиуса джета $R_{\text{jet}} = 1$ пк и трех различных значений параметра замагниченности σ : 5 (сплошная линия), 15 (штриховая линия) и 30 (пунктирная линия).

самое, величину внешнего давления P_{ext}). В частности, пользуясь уравнениями из работы [12], мы строим профили Лоренц фактора Γ плазмы, распределение концентрации частиц n_e и компоненты магнитного поля B (см. Рисунки 1.3 и 1.4). Мы используем полученные оценки параметров для изучения профилей физических величин в джетах в рамках аналитического моделирования.

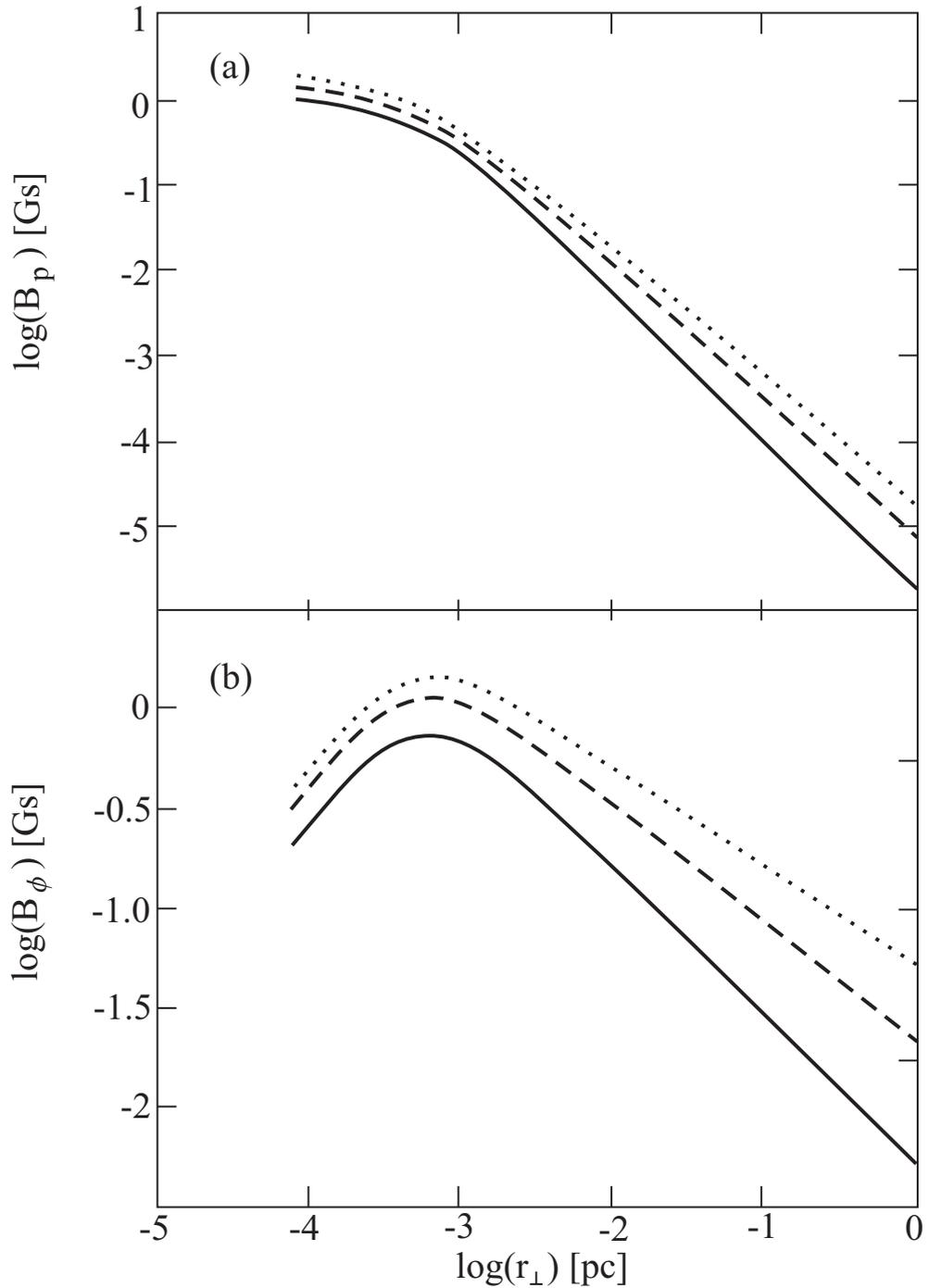


Рисунок 1.4 — Поперечные профили полоидальной (a) и тороидальной (b) компонент магнитного поля в логарифмическом масштабе для тех же параметров и типов линий, что и на Рисунке 1.3.

На Рисунке 1.3 мы представили результат аналитического моделирования зависимости фактора Лоренца плазмы и ее концентрации от расстояния поперек выброса в логарифмическом масштабе для $\lambda = 10^{13}$, радиуса выброса $R_{\text{jet}} = 1$ пк и $\sigma = 5, 15$ и 30 . На Рисунке 1.4 мы строим зависимости полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля поперек выброса для тех же параметров, что и на Рисунке 1.3. Мы видим присутствие плотной сердцевины: центральной части

джета с радиусом порядка нескольких радиусов светового цилиндра, в которой концентрация плазмы амплитуда полоидального магнитного поля максимальны и примерно постоянны. В этой области полоидальная компонента поля доминирует над тороидальной. При этом сердцевина является изначально слабо замагниченной [18], поэтому Лоренц фактор в ней остается постоянным вдоль выброса (нет трансформации энергии электромагнитного поля в кинетическую энергию плазмы, а, значит, и разгона). Эти профили качественно согласуются с полученными ранее результатами.

В рамках используемой здесь модели для каждого поперечного среза максимальной значение скорости плазмы достигается на границе [12]. Имея зависимость Лоренц фактора плазмы на границе выброса от его радиуса $\Gamma(r_{\perp})$ и делая разумные предположения на форму джета $\zeta(r_{\perp})$, мы строим зависимость $\Gamma(\zeta)$. Результат приведен на Рисунке 1.5 для случаев параболической $\zeta \propto r_{\perp}^2$ и квазипараболической $\zeta \propto r_{\perp}^3$ формы границы джета. Здесь ζ — это расстояние вдоль оси выброса для выбранного поперечного среза. В обоих случаях мы предполагаем, что выброс имеет радиус порядка 10 пк на расстоянии 100 пк от центрального источника. Это примерно соответствует углу полураскрыва выброса $\chi_{\text{jet}} \approx 0.1$. Рисунок 1.5 соответствует тому, что ускорение плазмы в джете в системе отсчета ядра на расстояниях порядка 60–100 пк составляет $\dot{\Gamma}/\Gamma = 10^{-3}$ в год. Эта величина слабо зависит от конкретного показателя степени в форме выброса. Этот результат прекрасно согласуется с систематическими измерениями ускорения в релятивистских струйных выбросах из АЯГ [114; 115].

1.6 Исследование причинной связности цилиндрических струйных выбросов

Полученные из наблюдений значения параметра множественности λ и параметра Майкеля замагниченности σ_M вместе с величинами истинного угла раскрыва джетов χ позволяет нам проверить причинную связность в цилиндрических моделях выбросов. Каждая пространственная точка стратифицированного сверхмагнитозвукового МГД течения имеет свой собственный “конус Маха”, все точки внутри которого причинно связаны с вершиной последнего. Для однородного сверхзвукового течения, описываемого гиперболическим уравнением второго

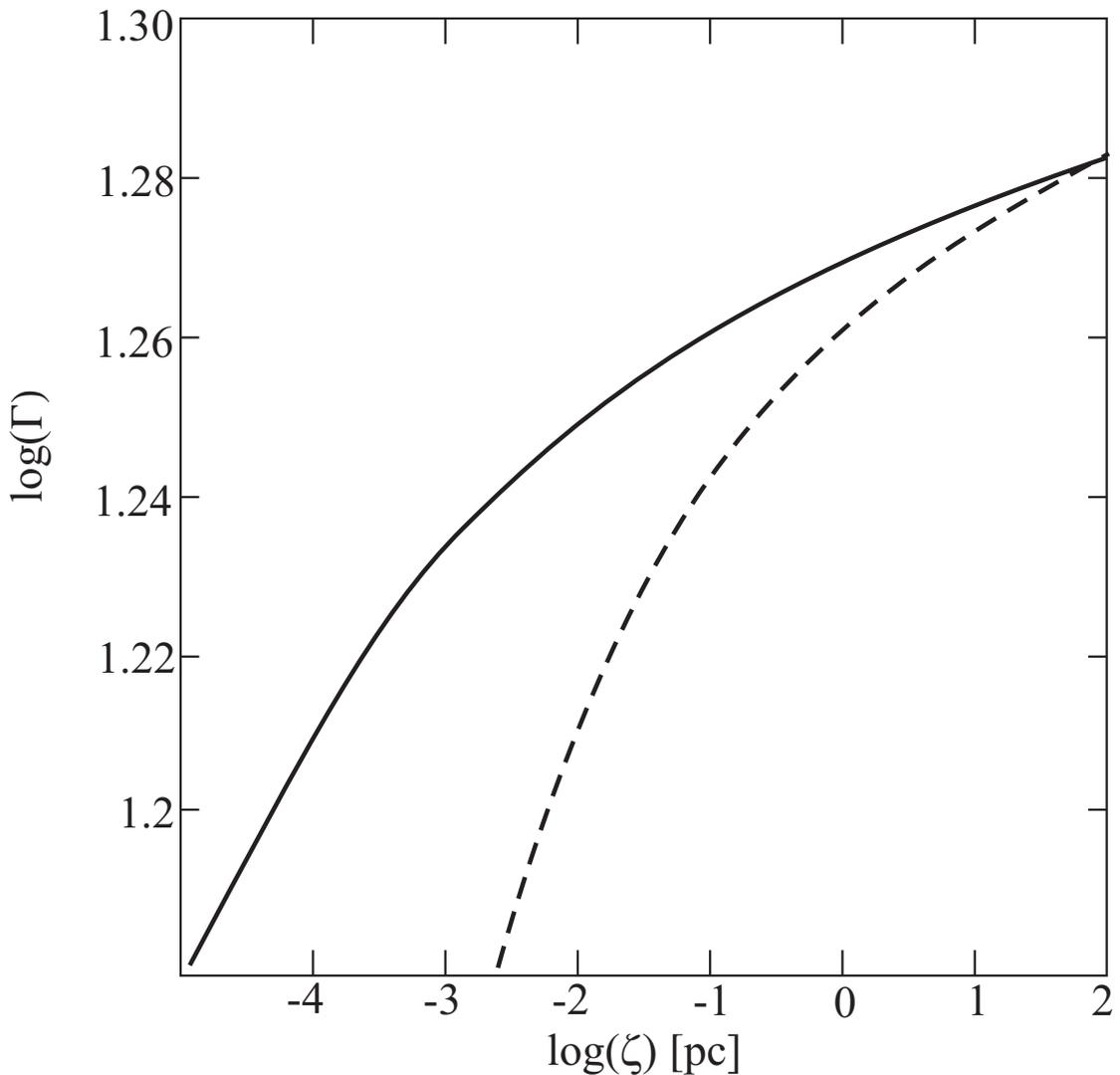


Рисунок 1.5 — Зависимость Лоренц фактора плазмы от расстояния вдоль джета в предположении степенной $\zeta \propto r_{\perp}^3$ (сплошная линия) и $\zeta \propto r_{\perp}^2$ (штриховая линия) формы границы выброса.

порядка, из каждой точки пространства могут быть выпущены характеристики (вперед), образующие конус. Любой сигнал из вершины способен достичь любую точку внутри конуса, то есть может быть причинно связан с ней. Напротив, никакая точка вне конуса не может быть причинно связана с точкой, из которой мы выпустили конус характеристик. Для неоднородного течения поверхность, образованная характеристиками, перестает быть конусом, становясь конусообразной поверхностью, форма которой зависит от свойств конкретного течения. При этом для этой поверхности сохраняются все свойства причинности, перечисленные выше.

Если в осесимметричном сколламированном течении характеристики, выпущенные из любой точки поверхности границы течения, достигают оси, то мы будем называть такое течение причинно связанным, так как условия внешней сре-

ды на границе джета влияют на весь джет. Напротив, если на границе есть точки, характеристики из которых не достигают оси течения — уходят на бесконечность по направлению оси выброса при конечном радиусе, большем нуля, — то мы будем говорить о причинно несвязанном течении. В этом случае возникает вопрос о самосогласованности МГД решения, описывающего такое течение, так как информация о среде, коллимирующей течение, в этом случае не доходит до внутренних частей течения, не зависящих, таким образом, от внешней части джета. Важность причинной связности течения и ее влияние на эффективное ускорение плазмы была исследована в работах [20] и [10].

В случае цилиндрического приближения, применяемого нами для описания хорошо сколлимированных течений, вопрос причинной связности еще более важен, чем при полном описании осесимметричных течений. Для цилиндрического приближения мы при описании баланса сил учитываем только силы поперек выброса, пренебрегая продольными компонентами. При этом все уравнения, описывающие течение, становятся одномерными (обыкновенными дифференциальными), что и позволяет быстро и эффективно получать их решения. Для каждого граничного условия на оси выброса (значение квадрата альвеновского числа Маха на оси M_0^2 и естественное условие $\Psi = 0$), определяющего задачу Коши для этих уравнений, мы получаем поперечный профиль физических величин и положение границы, определяемое как точка, соответствующая тому, что магнитный поток становится равным полному магнитному потоку в выбросе. Любое условие на границе, например, давление, может быть вычислено из решения. На эту задачу можно смотреть обратно: каждому заданному значению внешнего давления мы можем сопоставить соответствующее граничное условие (значение M_0^2) на оси. Для самосогласованной постановки такой задачи, мы требуем, чтобы течение было причинно связным поперек выброса.

В цилиндрических моделях динамика течения вдоль оси обеспечивается разными граничными условиями — разным давлением на границе выброса — для различных срезов так, чтобы получить или заданную форму границы выброса или заданному профилю внешнего давления, зависящего от расстояния до центрального источника. В обоих случаях форма поверхности выброса должна отвечать требованиям причинной связности выброса, что является необходимым условием самосогласованности модели. Для причинной связности цилиндрического течения мы будем требовать не только того, чтобы характеристики, выпущенные из точек границы на расстоянии ζ_0 , достигали оси выброса, но и чтобы расстояние

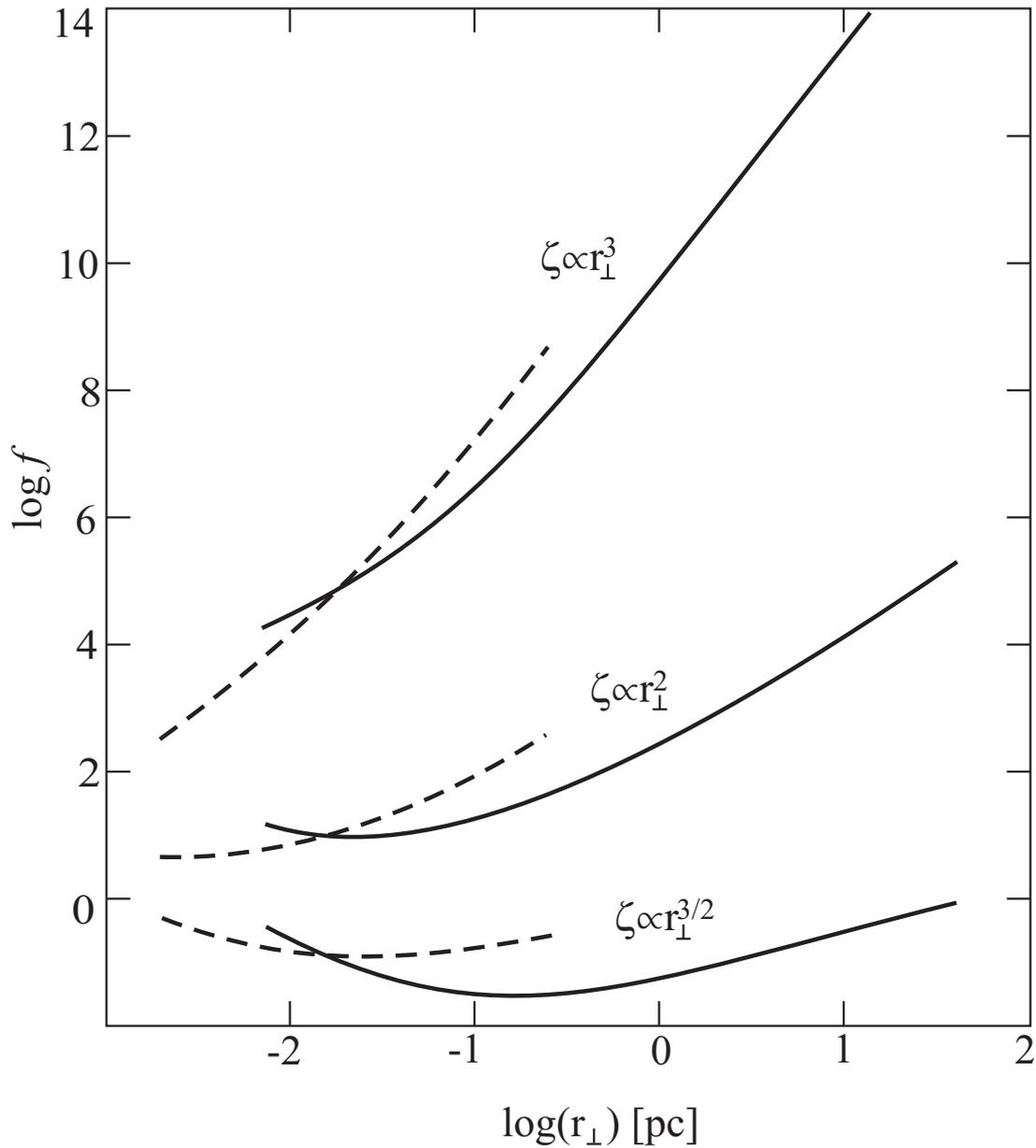


Рисунок 1.6 — Функция причинной связности f для различных геометрий магнитных поверхностей для $\Gamma > \Gamma_{\max}/2$, то есть за поверхностью, на которой половина потока электромагнитной энергии трансформирована в кинетическую энергию плазмы. Сплошные линии соответствуют $\sigma_M = 100$, а штриховые — $\sigma_M = 10$. Верхние кривые соответствуют $\zeta \propto r_{\perp}^3$, центральные — $\zeta \propto r_{\perp}^2$ и нижние — $\zeta \propto r_{\perp}^{3/2}$.

ζ , на котором это происходит, отвечало бы условию $|\zeta - \zeta_0| \ll \zeta_0$. В противном случае производные вдоль выброса играют существенную роль, и, по-видимому, такие решения не могут быть корректно описаны в рамках цилиндрического подхода.

Для осесимметричного течения условие причинной связности течения может быть записано [10] для оценки как

$$\chi_F > \chi_j, \quad (1.55)$$

где χ_F это угол полураскрыва конуса Маха для быстрой магнитозвуковой волны на границе выброса. Это условие означает, что характеристики с локальным углом полураскрыва χ_F относительно локальной полоидальной скорости течения достигают оси. Для ультрарелятивистского течения χ_F может быть определено как [10]

$$\sin^2 \chi_F = \frac{1}{M_F^2} = \frac{\Gamma_{\max} - \Gamma}{\Gamma^3}. \quad (1.56)$$

В рамках нашего цилиндрического подхода мы можем исследовать причинную связность поперек выброса или проверяя условие (1.55), или непосредственно отслеживая ход характеристик, выпущенных внутрь выброса из точек границы джета. Для понимания, какие формы выброса являются причинно связными в рамках цилиндрического подхода, а также для сравнения с результатами двумерного численного моделирования [20], мы проведем исследование для различных форм границы. Введем функцию причинной связности

$$f = \frac{\Gamma_{\max} - \Gamma}{\Gamma^3} \cdot \frac{1}{\sin^2 \chi_j}. \quad (1.57)$$

Из оценок (1.55) и (1.56) следует, что для $f > 1$ условие причинной связности течения выполнено, а для $f < 1$ нет. Для выброса, граница которого задана функцией $\zeta = \zeta(r_{\perp})$, где r_{\perp} его радиус, угол полураскрыва джета определяется как

$$\sin \chi_j = \frac{\partial r_{\perp}}{\partial \zeta} \left[1 + \left(\frac{\partial r_{\perp}}{\partial \zeta} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (1.58)$$

Рисунок 1.6 показывает функцию причинной связности f для параболического течения (см. [18]) $\zeta \propto r_{\perp}^2$, и для выброса с формой границы $\zeta \propto r_{\perp}^3$ и $\zeta \propto r_{\perp}^{3/2}$. Для последнего $f < 1$ на любом расстоянии. Таким образом, первые две формы, видимо, обеспечивают причинную связность выбросов, тогда как последний может быть причинно несвязным.

Цилиндрический подход позволяет нам также исследовать распространение характеристик для проверки причинной связности течения. Проведем исследование для параболической границы. Построив решение для заданной формы

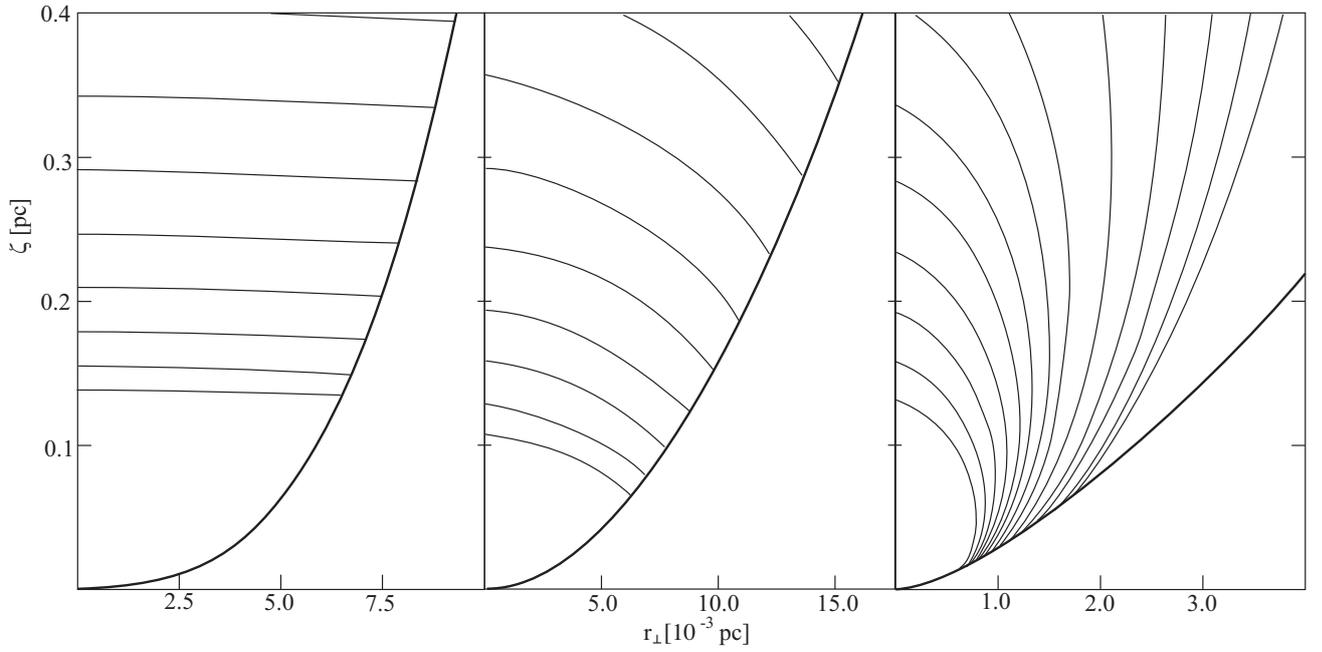


Рисунок 1.7 — Пучки характеристик, выпущенных из точек на границе течения внутрь выброса, для различных степенных форм границы джета: $\zeta \propto r_{\perp}^3$ (левая панель), $\zeta \propto r_{\perp}^2$ (центральная панель), $\zeta \propto r_{\perp}^{3/2}$ (правая панель).

границы выброса, мы можем в каждой точке течения найти численно угол раскрыва конуса Маха, начиная от границы и прослеживая за характеристикой внутрь. Этот угол раскрыва определяется относительно направления скорости течения в точке. Несмотря на то, что в цилиндрическом подходе полоидальная скорость имеет только ζ -компоненту, мы можем ввести r_{\perp} -компоненту, учтя локальную форму магнитной силовой линии. Последняя определяется уравнением

$$X = \sqrt{r_{\perp}^2 + \zeta^2} - \zeta = \text{const}, \quad (1.59)$$

и для внутренних частей течения $\Psi = \Psi_0 X$ [93]. Таким образом, мы определяем угол χ_{ℓ} между касательной к магнитной поверхности и направлением ζ как $\text{tg}\chi_{\ell} = |B_{r_{\perp}}| / |B_{\zeta}| = \partial r_{\perp} / \partial \zeta$. Для каждой точки течения мы выпускаем характеристику под углом Маха к этому направлению. На Рисунке 1.7 (центральная панель) мы представляем сеть характеристик для джета с параболической формой границы. Характеристики вычислены, начиная с граничной точки внутрь течения, и параметризованы квадратом быстрого магнитозвукового числа Маха \mathcal{M}_{F}^2 на оси на том же ζ , с которого испускается характеристика, с линейным шагом по \mathcal{M}_{F}^2 . Каждая характеристика достигает оси на расстоянии ζ_0 ненамного превышающем ζ . То же верно для течения с формой границы $\zeta \propto r_{\perp}^3$ (см. Рисунок 1.7, левая панель). Напротив, каждая характеристика, изображенная на правом графике Рисунка 1.7, для течения $\zeta \propto r_{\perp}^{3/2}$, достигает оси существенно дальше своей

начальной ζ -координаты: $|\zeta - \zeta_0| \gg \zeta_0$. Это означает, что цилиндрический подход в этом случае не является самосогласованным.

1.7 Результаты и обсуждение

Мы показали, что величина параметра множественности, равный отношению концентрации плазмы n к концентрации Гольдрайха–Джулиана n_{GJ} , может быть оценена по прямому измерению сдвига ядра, наблюдаемому углу раскрыва джета и его мощности (оцениваемой опосредованно). В формула (1.45) использованы следующие предположения, базирующиеся на теоретических моделях. Ускорение плазмы практически прекращается (насыщение ускорения) при достижении “режима равномерного распределения”. В контексте нашей работы это момент, когда поток вектора Пойнтинга становится равным потоку кинетической энергии плазмы. Мы предполагаем определенные зависимости для величины магнитного поля $B(\zeta)$ и концентрации плазмы $n(\zeta)$ как функций расстояния вдоль выброса ζ [8], [5]. Эти зависимости косвенно подтверждаются многочастотными наблюдениями [82]. Мы также видим при аналитическом моделировании в 1.5, что степенные зависимости хорошо описывают структуры (зависимости физических величин от расстояний) выбросов.

Отличие этой работы от предыдущих работ в этом же направлении [8] и [26] состоит в том, что мы не предполагаем режима равномерного распределения между энергией излучающих частиц и энергией магнитного поля. Вместо этого мы рассматриваем режим насыщения, когда поток кинетической энергии плазмы (излучающей и неизлучающей) становится примерно равным потоку электромагнитной энергии. Как мы полагаем, этот режим сохраняется на больших масштабах вдоль выброса [12]. В то же время, мы предполагаем, что лишь малая часть плазмы около 1% является излучающей, базируясь на численных моделях нагрева частиц на ударных волнах [74]. Соотношение между магнитным полем и энергией частиц мы вводим, пользуясь локальным параметром замагниченности течения σ . Для $\sigma \sim 1$ наш подход по порядку величин дает те же оценки для соотношения между магнитным полем и плазмой, что и в работах [8] и [26]. Но для сильно замагниченного течения $\sigma \gg 1$ оценки различаются существенно. Применяя для парсековых масштабов соотношение равномерного распределения $\sigma \sim 1$ и соотношение

для сильно замагниченного режима $\sigma \gg 1$ мы считаем, что реализация последнего противоречит наблюдаемым данным.

Используя полученный по данным наблюдений параметр замагниченности Майкеля σ_M , можно легко объяснить наблюдаемое соотношение $2\Gamma\chi \approx 0.1$ [28; 116], где Γ это Лоренц фактор течения плазмы, а χ — истинный угол полураскрыва джета. В самом деле, в работах [22; 117] было показано, что соотношение $2\Gamma\chi \approx 1$ верно для сильно замагниченной области выброса $\Gamma \ll \sigma_M$ независимо от геометрии течения. Это означает, что значение $2\Gamma\chi \approx 1$ сохраняется, пока ширина джета не достигает примерно величины $R_{\text{jet}} = R_L \sigma_M$. На больших расстояниях, Γ остается примерно постоянной (насыщение ускорения), тогда как угол полураскрыва для параболической геометрии уменьшается с расстоянием вдоль джета ζ как $\zeta^{-1/2} \approx r^{-1/2}$. В результате мы можем записать

$$2\Gamma\chi \sim \sqrt{\frac{\sigma_M R_L}{R_{\text{jet}}}} \sim 0.1. \quad (1.60)$$

Этот результат находится в согласии с критерием причинной связности выброса. Для течения с равенством потока электромагнитной энергии и кинетической энергии плазмы, критерий причинной связи границы джета а оси можно записать как

$$2\Gamma\chi = \frac{1}{\sqrt{f}} < 1. \quad (1.61)$$

В пункте 1.6 мы показали, что для течений, сколлимированных не хуже, чем параболы, причинная связность джета реализуется для $\Gamma > \Gamma_{\text{max}}/2$.

Анализ частотной зависимости наблюдаемого положения ядра релятивистского выброса из активного ядра галактики позволяет оценить концентрацию плазмы и величину магнитного поля в выбросе. Мы получили оценку для параметра множественности $\lambda \sim 10^{12}-10^{15}$. Эта оценка находится в очень хорошем согласии с моделью рождения электрон-позитронной плазмы в магнитосферах черных дыр [90]. Также наши оценки приводят к тем же значениям концентрации плазмы, которые были получены в работе [8].

Так как поперечная структура выброса в моделях очень сильно зависит от режим течения — его замагниченности, — то важно знать соотношение между наблюдаемым и максимально возможным Лоренц фактором. Последний равен параметру замагниченности Майкеля σ_M (мы обсуждаем точную связь для разных моделей в Главе 4). Типичные значения это параметра, полученные в данном исследовании на основе наблюдений, дают примерно $\sigma_M \lesssim 30$, в согласии с Лоренц

факторами, определяемыми по кинематике ярких компонент в РСДБ наблюдениях [99; 100; 118] и по переменности в ядре [111; 119; 120]. Это означает, что наблюдаемые компоненты находятся уже в режиме насыщения ускорения. Так как для хорошо сколламированных течений условие причинной связности течения выполнено (см. [10; 20] и 1.6), то внутренняя структура течения может быть смоделирована в рамках аналитического цилиндрического подхода [18; 112]. Мы показали, что результаты такого моделирования, например, зависимость величины Лоренц фактора плазмы от расстояния, находятся в хорошем согласии с наблюдениями. В частности, относительный рост фактора Лоренца $\dot{\Gamma}/\Gamma$ с расстоянием вдоль выброса должен быть медленным для джетов в режиме насыщения ускорения, имея величину около $\sim 10^{-3}$ в год. Этот результат может объяснять наблюдаемые ускорения в джетах [115].

Глава 2. Экстремальные яркостные температуры — оценки параметров плазмы в выбросах

Все результаты, представленные в Главе 2, таблицы и рисунки основаны на работах диссертанта [A4; A7], в которых он является единственным автором.

Массовые наблюдения радио ядер активных ядер галактик в радиодиапазоне демонстрируют яркостные температуры, ограниченные примерно пределом в 10^{12} К. Существование такого предела было объяснено в работе [4] как следствие так называемой “Комптовской катастрофы”. Это может быть объяснено следующим образом [121]. Предположим, в магнитном поле величины B движется электрон со скоростью v , $\beta = v/c$, с соответствующим Лоренц фактором γ . Он испускает синхротронное излучение (см., например, [83]) с мощностью

$$W_S = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B. \quad (2.1)$$

Здесь $\sigma_T = 8\pi/3r_0^2$ — Томсоновское сечение и $U_B = B^2/8\pi$ — плотность энергии магнитного поля. Этот же электрон теряет энергию вследствие обратного Комптонского рассеяния на нем этих же фотонов с мощностью

$$W_C = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{ph}, \quad (2.2)$$

где плотность энергии фотонов это

$$U_{ph} = \int \varepsilon dn(\varepsilon), \quad (2.3)$$

для их распределения по энергиям $n(\varepsilon)$. Плотность энергии фотонов U_{ph} состоит из синхротронных фотонов U_{ph0} , единожды комптонизированных фотонов U_{ph1} , и так далее. Полная мощность комптоновских потерь равна [121]

$$U_{ph} = U_{ph0} \left[1 + \frac{U_{ph0}}{U_B} + \left(\frac{U_{ph0}}{U_B} \right)^2 + \dots \right] = \frac{U_{ph0}}{1 - U_{ph0}/U_B}. \quad (2.4)$$

Если $U_{ph0} = U_B$, то мощность W_C расходится, что и называется “Комптовской катастрофой”.

Результат, полученный в работе [4], это предельная яркостная температура источника (радио ядра) $\sim 10^{11.5}$ К. При бóльших температурах наступает Комптонская катастрофа. Вопрос в том, каким образом источник поддерживает яркостную температуру ниже этого предела. Один из ответов был предложен

в работе [6]. Есть еще один верхний предел на яркостную температуру: так называемая, равновесная температура (equipartition temperature). Если энергия релятивистской излучающей плазмы равна энергии магнитного поля, то яркостная температура $T_{\text{eq}} \approx 6.7 \times 10^{10}$ К такого источника в точности чуть ниже предельной яркостной температуры для Комптоновской катастрофы.

С другой стороны, яркостная температура в 10^{12} К является также предельной при РСДБ-наблюдениях с эффективным диаметром радиотелескопа, равным диаметру Земли. Недавние наблюдения с высоким разрешением на наземно-космическом телескопе “Радиоастрон” [122] поставили под сомнение существование такого предела, так как наблюдения систематически демонстрируют яркостные температуры выше не только равновесной T_{eq} , но и выше 10^{12} К.

Мы в этой части ставим вопрос какие физические условия в выбросе могут привести к таким экстремальным яркостным температурам. Мы будем искать неравновесные величины магнитного поля B и концентрации плазмы n и степень неравновесности Σ . Мы предполагаем, что релятивистская плазма имеет распределение по энергиям (1.1). Для моделирования излучения плазмы в релятивистском струйном выбросе мы ограничиваемся синхротронным излучением с поглощением. В нашем случае это оправдано, так как моделирование спектрального распределения энергии для блазаров показывает, что в радиодиапазоне комптоновская часть не играет существенной роли (см., например, [123]). Будут рассмотрены однородная и неоднородная поперечная структура выброса.

2.1 Параметры джета — модель Блэндфорда–Кенигла

Стандартные предположения, которые делаются для объяснения свойств ярких компактных особенностей, наблюдаемых в радиодиапазоне (см. [8; 29; 79; 124]), следующие. Излучающая часть — это или однородный “плазмод” или однородная возмущенная часть непрерывного выброса. Положение такого сферического источника [79] вдоль джета r определяет величину магнитного поля и концентрации плазмы (однородные по всему излучающему объему) в соответствии с моделью Блэндфорда–Кенигла [5] выражениями (1.18)–(1.19).

Эта модель была использована для получения с помощью измерения сдвига ядра на разных частотах таких физических параметров релятивистских струйных

выбросов как характерные величины магнитного поля B и концентрации плазмы n на расстоянии 1 пк от основания выброса [8; 26; 27], параметр множественности и Майкелевский [89] параметр замагниченности [A2]. Так как сдвиг ядра определяет только совокупность B и n , то для их независимости оценки обычно делается предположение о равномерном распределении в том или ином виде: это или равенство энергий магнитного поля и излучающей плазмы, или замагниченность джета порядка единицы. В последнем случае необходимо предполагать, что излучает только часть плазмы — около 1% ([74], см. раздел 1.2). Ниже мы предлагаем метод оценки B и n без дополнительного предположения о равномерном распределении, но с дополнительным измерением.

2.1.1 Магнитное поле

Измеряемая в ядре плотность потока, или измеренная яркостная температура, могут быть использованы для оценки магнитного поля в области ядра [29]. Наблюдаемую спектральную плотность потока S_ν в ядре на частоте ν можно записать, с одной стороны, через яркостную температуру T_b как

$$S_\nu = \frac{2\pi\nu^2\theta^2}{c^2} k_B T_b, \quad (2.5)$$

где θ это угловой размер излучающей области. В этой работе мы используем результат оценки углового размера по изображению в uv -плоскости [122; 125]. С другой стороны, плотность потока от оптически толстого однородного источника радиуса R на расстоянии d можно записать используя коэффициенты излучения ρ_ν и поглощения κ_ν как [79]:

$$S_\nu = \pi \hbar \nu \frac{\rho_\nu R^2}{\kappa_\nu d^2} u(2R\kappa_\nu), \quad (2.6)$$

а функция оптической толщи $u(2R\kappa_\nu)$ определена в [79]. Коэффициенты излучения и поглощения для модели синхротронного излучения с самопоглощением записываются в системе отсчета плазмы выражениями (1.2)–(1.3) [79; 126; 127].

Уравнения (2.5) и (2.6) написаны в системе отсчета наблюдателя, тогда как коэффициенты излучения и поглощения — в системе отсчета плазмы через соответствующие “штрихованные” физические величины: частоту ν' , магнитное поле

B' и амплитуду концентрации плазмы k'_e . Чтобы переписать величины в системе отсчета наблюдателя, мы используем лоренц-инвариант S_ν/ν^3 (см., например, [83]) и выражений (1.11) и (1.14). Значения яркостной температуры в системах отсчета наблюдателя и плазмы связаны как

$$T_{b, \text{obs}} = T_b \delta / (1 + z). \quad (2.7)$$

Мы предполагаем, что в системе отсчета ядра в релятивистском течении тороидальная компонента магнитного поля доминирует над полоидальной вне светового цилиндра $R_L = c/\Omega_F$. В самом деле, для релятивистского течения выполняется

$$B_\varphi = B_P \frac{r_\perp}{R_L}. \quad (2.8)$$

Поэтому величины магнитного поля в системах отсчета плазмы и наблюдателя связаны выражением (1.13).

Приравнивая правые части выражений (2.5) и (2.6) в системе отсчета наблюдателя, мы получаем следующее выражение для величины магнитного поля в ядре:

$$B = k_0(p) \frac{m^3 c^5}{e} \frac{\Gamma \delta}{1 + z} v_{\text{obs}} (k_B T_{b, \text{obs}})^{-2}, \quad (2.9)$$

где численный фактор k_0 , зависящий от функций $a(p)$ и $c(p)$, зависит только от показателя степени распределения излучающих электронов p , и для $p = 2$ равен $k_0(p) = 0.36$. Оценить p для каждого источника можно подгоняя спектр. С теоретической точки зрения, он зависит от конкретного механизма нагрева плазмы в джете, который до сих пор является предметом для разных моделей. Механизм Ферми первого рода, работающий на ударных волнах, дает значение показателя степени $p = 2$ [70]. Но численное моделирование в рамках физической кинетики (частица в ячейке, PIC) показало, что этот механизм эффективен только для слабо замагниченных течений [128], с показателем $p \approx 2.5$. С другой стороны, при магнитном пересоединении происходит эффективный нагрев плазмы с формированием степенных “хвостов” в распределении с показателем степени, зависящем от замагниченности [75], и принимающим значения от 1.5 до 4. Имея в виду этот разброс в значениях p , мы дальше будем использовать $p = 2$ как характерное для обоих механизмов ускорения. В этом случае мы получаем для величины магнитного поля в ядре на данной частоте

$$\left(\frac{B}{\text{Гс}} \right) = 7.4 \cdot 10^{-4} \frac{\Gamma \delta}{1 + z} \left(\frac{v_{\text{obs}}}{\text{ГГц}} \right) \left(\frac{T_{b, \text{obs}}}{10^{12} \text{К}} \right)^{-2}. \quad (2.10)$$

Радио ядро это область максимума плотности потока на соответствующей частоте $\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{peak}}$. Она примерно совпадает с областью, для которой оптическая толщина на данной частоте примерно равна единице. Из-за переменности величин магнитного поля и концентрации плазмы вдоль джета, для каждой частоты положение ядра свое. Этот эффект называется эффектом видимого сдвига ядра на разных частотах [8]). Таким образом, уравнение (2.10) не дает нам полной информации о структуре поля, так как расстояние вдоль джета, на котором находится ядро с этой величиной магнитного поля, неизвестно только из измерений яркостной температуры. Для определения этого расстояния нам необходимо еще измерение сдвига ядра [8; 82; 97].

2.1.2 Мера равновесности

Видимый сдвиг ядра это изменение наблюдаемой позиции яркой стационарной особенности (радио ядра) на разных частотах [8; 27]. Это связано с самопоглощением в источнике синхротронного излучения (см., например, [79]): из-за поглощения мы наблюдаем поверхность с максимумом спектральной плотности потока, близкую в поверхности с оптической толщиной, равной единице (последнее упрощение не используется в работе [79], где результат представлен в точности для максимума S_ν). И коэффициент синхротронного излучения, и поглощения, оба зависят от концентрации излучающей плазмы и величины магнитного поля. Стандартная формула для сдвига ядра [8] была получена при некоторых предположениях: поле B и концентрация n зависят от расстояния вдоль джета r степенным образом (1.18)–(1.19), и энергия излучающей плазмы примерно равна энергии магнитного поля. Последнее предположение важно, так как измерение видимого сдвига ядра дает совокупность концентрации и величины магнитного поля. Это же предположение о равномерном распределении было положено в основу равновесной яркостной температуры [6], не допускающей приближения источника излучения к состоянию Комптоновской катастрофы. Недавние наблюдения, проведенные с высоким разрешением на наземно-космическом радиотелескопе “Радиоастрон”, показали источники с яркостной температурой, превышающий этот равновесный предел. Как было отмечено в статье [125], вероятно, это указывает на отсутствие равновесности в области ядра джета. Измерения яркостной

температуры и видимого сдвига ядра позволяет нам оценить независимо величины B и n и, тем самым, сделать вывод о степени неравновесности плазмы.

Введем параметр замагниченности Σ для плазмы — отношение потока вектора Пойнтинга к потоку энергии излучающей плазмы. Внутренняя энергия каждой частицы равна $mc^2\gamma'$, где γ' это Лоренц фактор релятивистской частицы в системе отсчета плазмы (движущейся вдоль джета с Лоренц фактором Γ движения плазмы как целого). Концентрация излучающей плазмы n'_{rad} задана также в СО плазмы. Амплитуда k'_e распределения частиц по энергиям определяется полной концентрацией n'_{rad} и зависит от показателя степени p как $n'_{\text{rad}} = k'_e f(p)$, где

$$f(p) = \begin{cases} \frac{1}{1-p} \left(\gamma_{\text{max}}^{1-p} - \gamma_{\text{min}}^{1-p} \right), & p \neq 1, \\ \ln \frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{min}}}, & p = 1. \end{cases} \quad (2.11)$$

Мы предполагаем $p \in (1; 2]$, и Лоренц фактор в СО ядра равен $\gamma = \gamma'\Gamma$. В этом случае замагниченность излучающей плазмы определяется как

$$\Sigma = \frac{\Gamma(2-p)B^2 f(p)}{4\pi mc^2 n_{\text{rad}} \left(\gamma_{\text{max}}^{2-p} - \gamma_{\text{min}}^{2-p} \right)} \quad (2.12)$$

для $p \neq 2$, и

$$\Sigma = \frac{\Gamma B^2 f(p)}{4\pi mc^2 n_{\text{rad}} \ln \frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{min}}}} \quad (2.13)$$

для $p = 2$. Здесь уже концентрация n_{rad} определяется в СО ядра. При равновесии (равнораспределении) между энергиями магнитного поля и излучающей плазмы $\Sigma = 1$. Мы будем оценивать величину Σ из наблюдений. Это позволит нам связать замагниченность Σ с физическими свойствами излучающей плазмы. Для этого мы введем безразмерную функцию $F_{\Sigma}(p)$ следующим образом:

$$\Sigma = \frac{\Gamma B^2}{mc^2 n_{\text{rad}}} F_{\Sigma}(p). \quad (2.14)$$

Выражение, связывающее величину магнитного поля B и концентрацию n_{rad} с положением ядра вдоль джета r на данной частоте ν_{obs} было получено многократно ранее [8; 26; A2]:

$$B^{2+p} n_{\text{rad}}^2 = \nu_{\text{obs}}^{4+p} F_1^{-1} F_2^{-1} r^{-2}, \quad (2.15)$$

где введены коэффициенты

$$F_1 = \frac{c^2(p)(p-1)^2}{5(4+p)} \frac{e^4}{m^2 c^2} \left(\frac{e}{2\pi m c} \right)^{2+p}, \quad (2.16)$$

и

$$F_2 = \left(\frac{\delta}{\Gamma(1+z)} \right)^{4+p} \left(\frac{2\chi}{\delta \sin \varphi} \right)^2. \quad (2.17)$$

Здесь χ это угол полураскрыва конического выброса. Используя (2.14), перепишем n_{rad} как функцию Σ и B . После подстановки (2.9) в (2.15) получаем выражение для излучающей замагниченности течения в области ядра как функцию его расстояния r от центрального источника, яркостной температуры, частоты наблюдения и факторов, связанных с геометрией и скоростью:

$$\begin{aligned} \Sigma &= 4.1 \cdot 10^3 (1.7 \cdot 10^2)^{-p} C_{\Sigma}(p) \frac{2\chi\Gamma^2}{\delta \sin \varphi} \left(\frac{\delta}{1+z} \right)^{p+5} \times \\ &\times \left(\frac{r}{\text{пк}} \right) \left(\frac{v_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}} \right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}} \right)^{-(p+6)}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Здесь

$$\begin{aligned} C_{\Sigma}(p) &= \frac{F_{\Sigma}(p)}{f(p)} \frac{c(p)}{\sqrt{5(4+p)}} (2\pi)^2 \times \\ &\times \left[2.8(1.5)^{(p-1)/2} \frac{a(p)}{c(p)} \right]^{p+6}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Для $p = 2$ получаем

$$\begin{aligned} \Sigma &= 1.58 \cdot 10^{-5} \frac{2\chi\Gamma^2\delta^6}{\sin \varphi (1+z)^7} \frac{F_{\Sigma}(2)}{f(2)} \times \\ &\times \left(\frac{r}{\text{пк}} \right) \left(\frac{v_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}} \right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}} \right)^{-8}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Это выражение получено в следующих предположениях:

1. концентрация излучающей плазмы n_{rad} и магнитное поле B однородны в излучающей области;
2. излучающая область оптически толстая на данной частоте наблюдения;
3. джет является коническим с углом раскрыва χ , так что геометрическая толщина вдоль луча зрения зависит от r , χ и φ (см. подробности в [26]);

4. на частоте ν_{obs} мы наблюдаем в качестве ядра поверхность с оптической толщиной, равной единице.

Это позволяет нам оценить величину Σ на расстоянии r от основания выброса.

Если мы, кроме того, примем зависимости Блэндфорда–Кенигла для магнитного поля B и концентрации плазмы n_{rad} (1.18)–(1.19), то мы сможем определить r для частоты ν_{obs} . В самом деле, подставляя (1.18)–(1.19) в (2.15) мы получаем классическое выражение для $\nu_{\text{obs}}r$, являющейся функцией физических параметров джетов. Эта зависимость с высокой точностью подтверждена для некоторого набора источников при многочастотных наблюдениях [82]. Таким образом, если в добавок к измерениям яркостной температуры есть измерения видимого сдвига ядра, мы можем определить положение излучающей области вдоль выброса.

Воспользуемся определением величины Φ (1.42) и (1.44). Зная величину сдвига ядра, мы можем оценить положение излучающей области как

$$\frac{r_{\text{obs}}}{\text{пк}} = \frac{4.8}{\sin \varphi (1+z)^2} \left(\frac{\nu_{\text{obs}}}{\Gamma \Gamma_{\text{ц}}} \right)^{-1} \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma \Gamma_{\text{ц}}} \right) \left(\frac{D_{\text{L}}}{\Gamma_{\text{пк}}} \right), \quad (2.21)$$

а замагниченность в ядре как

$$\begin{aligned} \Sigma &= 2.1 \cdot 10^4 (1.7 \cdot 10^2)^{-p} C_{\Sigma}(p) \frac{2\chi \Gamma^2 \delta^{p+4}}{\sin^2 \varphi (1+z)^{p+7}} \times \\ &\times \left(\frac{D_{\text{L}}}{\Gamma_{\text{пк}}} \right) \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma \Gamma_{\text{ц}}} \right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12} \text{К}} \right)^{-(p+6)}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Для $p = 2$ выражение запишется в виде

$$\begin{aligned} \Sigma &= 7.7 \cdot 10^{-5} \frac{2\chi \Gamma^2 \delta^6}{\sin^2 \varphi (1+z)^9} \frac{F_{\Sigma}(2)}{f(2)} \times \\ &\times \left(\frac{D_{\text{L}}}{\Gamma_{\text{пк}}} \right) \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma \Gamma_{\text{ц}}} \right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12} \text{К}} \right)^{-8}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.1.3 Концентрация излучающей плазмы

Чтобы получить концентрацию релятивистской плазмы, подставляем (2.9) в (2.15):

$$\begin{aligned} \left(\frac{n_{\text{rad}}}{\text{см}^{-3}}\right) &= 1.1 \cdot 10^{-3} (1.7 \cdot 10^2)^p C_n(p) \times \\ &\times \frac{\Gamma \sin \varphi (1 + \mathbf{z})^{p+3}}{2\chi\delta^{p+2}} \left(\frac{r}{\text{пк}}\right)^{-1} \left(\frac{\mathbf{v}_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}}\right)^{p+2}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Здесь

$$C_n(p) = f(p) \frac{\sqrt{5(p+4)}}{c(p)} \left[2.8(1.5)^{(p-1)/2} \frac{a(p)}{c(p)} \right]^{-(p+2)}. \quad (2.25)$$

Для $p = 2$ получаем в зависимости от положения r :

$$\begin{aligned} \left(\frac{n_{\text{rad}}}{\text{см}^{-3}}\right) &= 4 \cdot 10^4 \frac{\Gamma \sin \varphi (1 + \mathbf{z})^5}{2\chi\delta^4} f(2) \times \\ &\times \left(\frac{r}{\text{пк}}\right)^{-1} \left(\frac{\mathbf{v}_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}}\right)^4. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Используя (2.21), получаем выражение для n_{rad} как функцию наблюдаемых величин:

$$\begin{aligned} \left(\frac{n_{\text{rad}}}{\text{см}^{-3}}\right) &= 2.3 \cdot 10^{-4} (1.7 \cdot 10^2)^p C_n(p) \times \\ &\times \frac{\Gamma \sin^2 \varphi (1 + \mathbf{z})^{p+5}}{2\chi\delta^{p+2}} \left(\frac{D_L}{\Gamma\text{пк}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^{-1} \times \\ &\times \left(\frac{\mathbf{v}_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}}\right)^{p+2}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Для $p = 2$

$$\begin{aligned} \left(\frac{n_{\text{rad}}}{\text{см}^{-3}}\right) &= 8.2 \cdot 10^3 \frac{\Gamma \sin^2 \varphi (1 + \mathbf{z})^7}{2\chi\delta^4} f(2) \times \\ &\times \left(\frac{D_L}{\Gamma\text{пк}}\right)^{-1} \left(\frac{\Phi}{\text{мас} \cdot \Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^{-1} \left(\frac{\mathbf{v}_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{b, obs}}}{10^{12}\text{К}}\right)^4. \end{aligned} \quad (2.28)$$

2.2 Физические параметры в источниках, демонстрирующий экстремальные яркостные температуры

Все приведенные выше полученные формулы для оценки физических параметров мы применяем к двум источникам, для которых есть надежные измерения яркостной температуры и величины сдвига ядра. Уравнения (2.10), (2.23) и (2.28) позволяют оценить замагниченность Σ и концентрацию n_{rad} излучающей плазмы, а также величину магнитного поля B в ядре, если у нас есть точная оценка яркостной температуры. Если же мы имеем оценку яркостной температуры снизу [129], то эти выражения дают нам оценку снизу на концентрацию n_{rad} и оценку сверху на магнитное поле B и замагниченность Σ .

В системе отсчета ядра мы вычисляем магнитное поле B , концентрацию плазмы n_{rad} и замагниченность Σ для блазаров BL Lac и 3C 273, основываясь на измерениях яркостной температуры [125] и [122] соответственно. Другие необходимые для оценок параметр — это фактор Доплера, фактор Лоренца для течения, угол наблюдения φ , красное смещение источника z и угол полураскрыва выброса χ . Красное смещение и видимую скорость (1.50) мы берем из работы [130].

Существует несколько подходов к оценке фактора Доплера δ из наблюдаемых параметров. Первый подход предполагает использование оценки $\varphi \approx \Gamma^{-1}$ и дает $\delta_{\beta_{\text{var}}} = \beta_{\text{app}}$. Это выражение опирается на моделирование вероятности источнику из выборки с ограничением по плотности потока иметь фактор Доплера $\delta = \beta_{\text{app}}$. Работа [131] на большой выборке показывает, что вероятность имеет пик для $\varphi \approx \Gamma^{-1}$. Также этот результат опирается на предположение о том, что яркая особенность в течении (для которой измеряется кинематика) имеет скорость плазмы, а не скорость распространения какой-либо неустойчивости. Наблюдение высоких скоростей [34], существенно выше ожидаемых скоростей распространения неустойчивостей, подтверждает разумность такого предположения. Второй подход к оценке фактора Доплера связан с переменностью и опирается на предположение о том, что характерное время переменности яркой особенности в выбросе дает нам представление о времени распространения света по особенности, для которой измерен угловой размер. Это позволяет вычислить фактор Доплера по переменности [132]. Для выборки из 15 источников в работе [132] было показано, что $\delta_{\beta_{\text{app}}}$ и δ_{var} коррелируют как $\delta_{\beta_{\text{app}}} \approx 0.72\delta_{\text{var}}$. Таким образом, применение $\delta_{\beta_{\text{var}}}$ для оценки фактора Доплера индивидуального источника также

оправдано. Третий метод был предложен в работе [133] и основан на отношении наблюдаемой яркостной температуры к равновесной.

Для двух выбранных источников мы можем воспользоваться только первыми двумя методами оценки фактора Доплера, так как третий метод базируется на предположении о равномерном распределении в ядре, тогда как мы предполагаем, что оно отсутствует для нашей выборки. Для источника 3C 273 $\delta_{\beta_{\text{app}}} = 14.86$ [130] и $\delta_{\text{var}} = 12.6$ [132]. Для VL Lac $\delta_{\beta_{\text{app}}} = 9.95$ [130] and $\delta_{\text{var}} = 8.1$ [132]. Здесь мы выбрали максимальные значения δ_{var} из набора оценок по нескольким ярким особенностям. Оба метода дают хорошо согласующиеся друг с другом оценки. Дальше мы будем использовать оценку $\delta_{\beta_{\text{app}}}$, так как для двух источников выборки $\delta_{\beta_{\text{app}}} > \delta_{\text{var}}$. Таким образом, эта оценка дает предел сверху для B и Σ и предел снизу для n_{rad} — консервативные (наиболее близкие к состоянию равномерного распределения) значения.

Для известного фактора Доплера, угол наблюдения может быть получен из выражения (1.51). Мы пользуемся измерением наблюдаемого угла раскрыва джета χ_{app} из работы [134]. Зная его, мы можем определить истинный угол полураскрыва выброса, используя выражение (1.52).

2.2.1 Параметры VL Lac.

Для этого источника мы используем оценку яркостной температуры, полученную в работе [125]. Мы выбрали результаты измерений на частоте $\nu_{\text{obs}} = 15$ ГГц, так как она наиболее близка к частотам, на которых измерен сдвиг ядра для этого источника (8 и 15 ГГц). Оценка снизу яркостной температуры: $7.9 \cdot 10^{12}$ К. Мы также используем следующие значения наблюдаемых параметров VL Lac: красное смещение $z = 0.069$, наблюдаемая скорость $\beta_{\text{app}} = 9.95$ [130], наблюдаемый угол раскрыва $\chi_{\text{app}} = 26.2^\circ$ [134], и $\Phi = 0.55 \text{ мас} \cdot \text{ГГц}$ [97], $D_L = 0.31$ Гпк. По этим величинам находим $\varphi = 0.1$ радиан, $\chi = 0.02$ радиан и $\Gamma \approx 20$. Подставляя эти параметры в выражения (2.10), (2.23) и (2.28), получаем: поле в ядре $B = 3.3 \cdot 10^{-2}$ Гс, концентрация плазмы $n_{\text{rad}} = 3.4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и замагниченность $\Sigma = 1.3 \cdot 10^{-5}$.

2.2.2 Параметры 3C273.

Для этого источника мы пользуемся измерения яркостной температуры в работе [122] на частоте $\nu_{\text{obs}} = 4.8$ ГГц. Наблюдаемая яркостная температура $T_{\text{b,obs}} = 13 \cdot 10^{12}$ К. Для 3C273 мы используем следующие наблюдаемые величины: $z = 0.158$, $\beta_{\text{app}} = 14.86$ [130], $\chi_{\text{app}} = 10.0^\circ$ [134], $\Phi = 0.34$ мас · ГГц [25] и $D_L = 0.75$. Внутренние параметры выброса $\varphi = 0.067$ радиан, $\chi = 0.006$ радиан и $\Gamma \approx 30$. Оценка магнитного поля $B = 8.1 \cdot 10^{-3}$ Гс, концентрации плазмы $n_{\text{rad}} = 1.4 \cdot 10^7$ см $^{-3}$ и замагниченности $\Sigma = 2.9 \cdot 10^{-6}$.

Величины магнитного поля и концентрации плазмы, полученные с помощью измерений сдвига ядра и яркостной температуры, существенно отличаются от значений, полученных с помощью только измерения сдвига ядра и предположения о равномерном распределении [8; 27; 135]. Пользуясь уравнениями (2.10), (2.23) и (2.28), мы можем вычислить ожидаемую величину яркостной температуры и амплитуды магнитного поля B_{eq} и концентрации частиц $n_{\text{rad,eq}}$ в предположении о равномерном распределении энергий для двух наших источников. Полагая $\Sigma_{\text{eq}} = 1$, получаем для BL Lac $T_{\text{b,eq}} = 1.9 \cdot 10^{12}$ К, и для 3C 273 $T_{\text{b,eq}} = 6.8 \cdot 10^{11}$ К. Магнитное поле и концентрация плазмы в предположении равномерного распределения равны соответственно для BL Lac: $B_{\text{n,eq}} = 0.56$ Гс и $n_{\text{rad,eq}} = 1.2 \cdot 10^5$ см $^{-3}$; для 3C 273: $B_{\text{n,eq}} = 3$ Гс и $n_{\text{rad,eq}} = 26$ см $^{-3}$, что по порядку величины соответствует классическим значениям, полученным в работах [8; 27; 135]. Экстремальные значения физических параметров излучающей области (ядра) соответствует заключению в работе [6] о том, что даже яркостные температуры в пределах Комптоновской катастрофы требуют существенных отклонений параметров от их значений в равномерном распределении. Здесь можно отметить, что источник 3C 273 демонстрирует также и экстремальное значение начальной замагниченности, даже вычисленное в предположении о равномерном распределении [A2; A3].

Мы получили замагниченность излучающей плазмы для двух источников с надежно измеренной яркостной температурой порядка 10^{-5} . Эта оценка позволяет нам вычислить полную замагниченность плазмы σ_{tot} . В самом деле, полная замагниченность определяется как следующая функция отношения потока вектора Пойнтинга к потоку кинетической энергии плазмы $\sigma \approx 1$ и замагниченности

излучающей плазмы $\Sigma \ll 1$:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{B^2}{4\pi mc^2 n \Gamma + 4\pi mc^2 n_{\text{rad}} \ln \frac{\gamma_{\text{max}}}{\gamma_{\text{min}}}} = \frac{1}{1/\sigma + 1/\Sigma}. \quad (2.29)$$

Таким образом, поток энергии, связанный с излучающей релятивистской плазмой, доминирует над потоком кинетической энергии плазмы при движении как целое, по крайней мере в области ядра. Соответственно, полная замагниченность

$$\sigma_{\text{tot}} \approx \Sigma \ll 1. \quad (2.30)$$

Физические параметры, полученные для области без равномерного распределения, имеют экстремальные значения. Проверим, удовлетворяют ли эти значения простым энергетическим соображениям. Для этого предположим, что вдали от основания, энергия переносится в основном в виде кинетической энергии плазмы при ее движении вдоль джета. Тогда

$$\Gamma mc^3 \int_0^{R_j} n^{\text{lab}}(r_{\perp}) 2\pi r_{\perp} dr_{\perp} \leq W_{\text{jet}}. \quad (2.31)$$

Для равномерного распределения частиц по сечению струйного выброса, имеем

$$\left(\frac{n^{\text{lab}}}{\text{см}^{-3}} \right) \leq 10^4 \left(\frac{W_{\text{jet}}}{10^{45} \text{ эрг/с}} \right) \left(\frac{R_j}{0.1 \text{ пк}} \right)^2. \quad (2.32)$$

Хотя обычно оценки полной мощности джета сложны, мы можем оценить эту мощность, воспользовавшись корреляцией с плотностью потока в радиодиапазоне [101], которая дает усредненную мощность джета за все время выдувания полостей. Такая оценка дает значения $W_{\text{BLLac}} \approx 1.2 \cdot 10^{44}$ эрг/с и $W_{\text{3C273}} \approx 3.5 \cdot 10^{45}$ эрг/с [A2]. Для выполнения неравенства (2.32) для полученных нами оценок n_{rad} , радиус джета в излучающей области R_j должен быть примерно 20 пк и 2 пк соответственно. Эти значения превышают измеренный, например, радиус джета в M87, имеющий в области ядра радиус порядка 0.1 пк. Это означает, что наша оценка для замагниченности, скорее всего, занижена. Для соответствия энергетическим соображениям, величина магнитного поля должна быть выше, а концентрации плазмы — ниже. Мы предполагаем, что на результат больше всего влияет предположение о поперечной однородности выброса. Поэтому в следующей части мы используем простую поперечную модель выброса и получим оценки магнитного поля в рамках модели неоднородного джета.

2.3 Неоднородная модель струйного выброса

Мы видим, что стандартный подход модели Блэндфорда–Кенигла с однородным распределением физических параметров поперек джета для каждого среза дает слишком высокую концентрацию плазмы в излучающей области. Такая концентрация противоречит энергетическим соображениям. Как было указано в работе [136], поперечная неоднородность джета очень сильно влияет на наблюдаемые параметры. В этой части мы введем поперечную неоднородность струйного выброса для понимания влияния этого на оценки величин в рамках модели и для наблюдаемых параметров. Мы будем использовать простейшую МГД модель поперечной структуры выброса для вычисления спектральной плотности потока от ядра. Это будет сделано для получения выражений на амплитуды магнитного поля и концентрации плазмы по яркостной температуре от неоднородного источника.

2.3.1 Модель с однородной скоростью поперек джета.

Предположим, что излучающая область является частью локально цилиндрического джета с плазмой, имеющей фактор Лоренца Γ вдоль выброса и нагретой до релятивистских температур и имеющей степенное распределение по энергиям (1.1) в собственной системе отсчета. Мы предполагаем, что движение излучающей области является движением плазмы, то есть системы отсчета плазмы и излучающей области совпадают. Мы предполагаем, что размеры излучающей области вдоль джета не превышают значительно радиус джета, и распределение параметров вдоль выброса можно считать однородным. Все параметры также имеют поперечное распределение $B(r_\perp)$ and $n(r_\perp)$, зависящее от радиального расстояния от оси r_\perp .

Для простейшей модели поперечной структуры джета мы воспользуемся ранее полученными результатами аналитического и численного моделирования (например, [13; 59; A2]). Распределение частиц и магнитного поля по радиусу различно в двух разных областях. Первая (внутренняя) область это центральный кор [13; 14; 59; A2]. Масштабы кора R_c — порядка нескольких радиусов светового цилиндра. В частности, численное моделирование дает $R_c \approx R_L \div 5R_L$ [13; 59],

аналитическое моделирование $R_c \approx 5R_L$ [18; A2]. Для простоты мы дальше будем использовать оценку $R_c \approx R_L$. Эта часть джета является слабо замагниченной от основания выброса и имеет примерно однородное распределение концентрации плазмы и полоидального магнитного поля. Тороидальное магнитное поле растет в центральном коре от нуля на оси до примерно величины полоидального поля на границе кора.

Вне центрального кора мы аппроксимируем функции зависимости $n(r_\perp)$ и $B(r_\perp)$ от радиуса степенными следующими зависимостями:

$$n_{\text{rad}} = n_0 \begin{cases} 1, & r_\perp \leq R_L, \\ (R_L/r_\perp)^2, & R_L < r_\perp \leq R_j, \end{cases} \quad (2.33)$$

$$B_P = B_0 \begin{cases} 1, & r_\perp \leq R_L, \\ (R_L/r_\perp)^2, & R_L < r_\perp \leq R_j, \end{cases} \quad (2.34)$$

$$B_\varphi = B_0 \begin{cases} r_\perp/R_L, & r_\perp \leq R_L, \\ R_L/r_\perp, & R_L < r_\perp \leq R_j, \end{cases} \quad (2.35)$$

Для однородного распределения фактора Лоренца Γ поперек джета, величина полоидального поля не меняется при переходе из системы отсчета плазмы в систему отсчета ядра, а тороидальная компонента трансформируется как (1.13). В модели полоидальное магнитное поле доминирует в области $r_\perp < \Gamma R_L$, и в системе отсчета плазмы физические величины записываются в виде

$$B' = B_0 f_B(r_\perp) = B_0 \begin{cases} 1, & r_\perp \leq R_L, \\ (R_L/r_\perp)^2, & R_L < r_\perp \leq \Gamma R_L, \\ R_L/r_\perp \Gamma, & \Gamma R_L < r_\perp \leq R_j, \end{cases} \quad (2.36)$$

$$n'_{\text{rad}} = \frac{n_0}{\Gamma} f_n(r_\perp) = \frac{n_0}{\Gamma} \begin{cases} 1, & r_\perp \leq R_L, \\ (R_L/r_\perp)^2, & R_L < r_\perp \leq R_j. \end{cases} \quad (2.37)$$

Здесь мы также полагаем, что доля излучающей плазмы одинакова во всем джете.

Коэффициенты излучения (1.2) и поглощения (1.3) для синхротронного излучения были получены в работе [126] для магнитного поля со случайной

ориентацией (хаотичное поле). Направление магнитного поля в [127] задает распределение угла между скоростью частиц и направлением магнитного поля. Для хаотичного поля этот угол имеет плоское распределение, что после усреднения дает соответствующий множитель в функции $a(p)$ в (1.2). Мы будем пользоваться теми же выражениями (1.2) и (1.3) для регулярного магнитного поля.

Для численных оценок введем некие “характерные” величины для R_L и R_j . В оценках ниже мы пользуемся следующими величинами: масса черной дыры $M_{\text{ВН}} = 10^9 M_{\odot}$, что соответствует гравитационному радиусу $r_g \approx 5 \times 10^{-5}$ pc. Мы также воспользуемся условием максимальной мощности джета, запущенного посредством механизма Блэндфорда–Знайека (за счет вращательной энергии черной дыры), которое записывается в виде связи угловой скорости вращения магнитных поверхностей Ω_F и черной дыры Ω_H

$$\Omega_F = \frac{\Omega_H}{2}. \quad (2.38)$$

Вместе с безразмерным спином черной дыры порядка $0.7 - 0.8$, получаем $R_L \approx 10r_g$. Для оценки локального радиуса джета в области ядра R_j , мы можем воспользоваться измерениями в M87 [35], дающие примерно радиус выброса $R_j \approx 0.1$ пк что соответствует $R_j = 10^2 R_L$. Эта оценка также согласована с предположением о существенной трансформации энергии электромагнитного поля в кинетическую энергию плазмы в области наблюдаемого ядра.

2.3.2 Предельные параметры.

В разделе 2.1 мы показали, что верхняя оценка на концентрацию плазмы в однородном джете составляет примерно 10^4 см^{-3} , в предположении полной мощности джета порядка $W_{\text{jet}} \approx 10^{45}$ эрг/с и радиуса джета в области ядра $R_{\text{jet}} \approx 0.1$ пк. Из этих же грубых энергетических соображений, для распределения плазмы, заданного выражением (2.33), оценка сверху амплитуды концентрации составляет $n_0^{\text{lab}} \leq 10^7 \text{ см}^{-3}$, при этом на границе течения $n^{\text{lab}}(R_j)$ это концентрация уменьшается до 10^3 см^{-3} .

Подобные оценки сверху могут быть получены и на тороидальное магнитное поле, определяющее поток вектора Пойнтинга в джете:

$$\frac{c}{4\pi} \int_0^{R_j} B_\varphi^2(r_\perp) 2\pi r_\perp dr_\perp \leq W_{\text{jet}}. \quad (2.39)$$

Для однородного поля $B_\varphi \leq 1$ Гс. Для тороидального поля, определенного формулой (2.35), мы получаем оценку $B_0 \leq 40$ Гс для амплитуды при тех же параметрах джета в ядре.

2.3.3 Оптическая толщина для малых углов наблюдения.

Рассмотрим оптическую толщину

$$\tau = \int_0^{s'_0} \kappa'_{\nu'} ds' \quad (2.40)$$

излучающей области, зависящую от величины n_0 , B_0 и ν_{obs} для джетов, наблюдаемых под малым углом к наблюдателю. Дальнейшие выкладки применимы к источникам типа VL Лас и квазаров. Так как оптическая толщина является Лоренц-инвариантом, будем вычислять ее в системе отсчета плазмы. Полученное значение выразим в терминах амплитуды концентрации плазмы n_0 , магнитного поля B_0 в системе отсчета ядра и частоты ν_{obs} в системе отсчета наблюдателя, используя (1.11) и (2.36)–(2.37). Для небольших углов наблюдения $\varphi \ll 1$ мы заменяем интегрирование вдоль луча зрения интегрированием вдоль джета: $ds' \approx dr'$:

$$\begin{aligned} \tau(r, r_\perp) = & 0.28 \frac{1}{f(p)} \left(\frac{\delta}{1+z} \right)^3 \left(\frac{n_0}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_0}{\text{Гс}} \right)^2 \times \\ & \times \left(\frac{\nu_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}} \right)^{-3} \left(\frac{r}{R_L} \right) f_n(r_\perp) f_B^2(r_\perp). \end{aligned} \quad (2.41)$$

Выражение для оптической толщины τ (2.41) может быть переписано через безразмерный параметр τ_0 , зависящий только от параметров излучающей области и фактора Доплера

$$\tau_0 = 0.28 \frac{1}{f(p)} \left(\frac{\delta}{1+z} \right)^3 \left(\frac{n_0}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_0}{\text{Гс}} \right)^2 \left(\frac{\nu_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}} \right)^{-3}, \quad (2.42)$$

и через безразмерный параметр координаты так, что

$$\tau = \tau_0 \frac{r}{R_L} f_n(r_\perp) f_B^2(r_\perp). \quad (2.43)$$

Из-за сильной неоднородности струйного выброса, оптическая толщина на одной и той же глубине может быть больше или меньше единицы. Например, можно вычислить форму поверхности, на которой оптическая толщина достигает единицы, как функции радиуса r_\perp . Возьмем в качестве характерной частоты наблюдений $\nu_{\text{obs}} = 10$ ГГц и $\delta \approx 10$, $\Gamma \approx 10$. Для всех не экстремальных значений параметров n_0 и B_0 , поверхность $\tau = 1$ расположена на геометрическом расстоянии r , составляющем малую долю радиуса джета (что должно выполняться при наблюдении области радио ядра). С увеличением радиуса r_\perp геометрическая глубина поверхности $\tau = 1$ растет очень быстро к краям, и эта скорость сильно зависит от параметров джета. Для оценок параметров сверху (что соответствует максимальной оптической непрозрачности области), если мы положим $n_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $B_0 = 40$ Гс, поверхность $\tau = 1$ для всего среза становится оптически толстой для глубины r больше, чем 10^{-3} пк, что существенно меньше ожидаемого локального радиуса выброса.

Для меньших значений параметров ситуация другая. Полагая $n_0 \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $B_0 \approx 1$ Гс — равновесные параметры из работы [8], — геометрическая глубина $\tau = 1$ может быть порядка парсека на $r_\perp = \Gamma R_L$, что означает, что только центральная часть неоднородного выброса остается оптически толстой.

2.3.4 Неоднородная скорость поперек джета.

На существование неоднородного распределения скорости течения поперек джета указывают наблюдаемое уярчение к краю (см., например, [137]) наблюдаемое поперечное поле скоростей в выбросе из М87 [35]. В последней работе были выделены три области со сверхсветовыми скоростями. Численное [10; 117] и аналитическое [12; 14] моделирование показывает на неоднородность скорости поперек джета. В частности, МГД модели показывают следующую зависимость

скорости от радиуса:

$$\Gamma(r_{\perp}) = \gamma(r_{\perp})\sigma_M = \begin{cases} \gamma_{\text{in}} \approx 1, & r_{\perp} \leq R_L, \\ r_{\perp}/R_L, & R_L < r_{\perp} \leq \sigma_M R_L, \\ \sigma_M, & r_{\perp} > \sigma_M R_L. \end{cases} \quad (2.44)$$

Здесь σ_M это Майкелевский параметр замагниченности — отношение потока вектора Пойнтинга к потоку кинетической энергии плазмы у основания выброса. Это число имеет смысл максимального фактора Лоренца, достижимого течением: $\Gamma < \sigma_M$. Для течения с неоднородным распределением Γ мы используем зависимости (2.33)–(2.35) для концентрации и магнитного поля.

Дрейфовая скорость плазмы имеет и тороидальную $v_{\text{dr},\varphi} = v_{\text{dr}}B_P/B_{\varphi}$ и полоидальную $v_{\text{dr},P} = v_{\text{dr}}B_{\varphi}/B_P$ компоненты. Но вне светового цилиндра $R_L = \Omega_F/c$ тороидальная компонента существенно превышает полоидальную $B_{\varphi} = B_P r_{\perp}/R_L$, поэтому мы в преобразованиях Лоренца пренебрегаем v_{φ} . Поэтому полоидальная компонента поля не меняется, тогда как тороидальная трансформируется как

$$B'_{\varphi} = B_{\varphi}/\Gamma(r_{\perp}). \quad (2.45)$$

С учетом того, какая компонента поля доминирует в той или иной области, мы имеем для доминирующей компоненты поля выражение в системе отсчета плазмы:

$$B' = B_0 \begin{cases} 1, & r_{\perp} \leq R_L, \\ (R_L/r_{\perp})^2, & R_L < r_{\perp} \leq \sigma_M R_L, \\ R_L/r_{\perp}\sigma_M, & \sigma_M R_L < r_{\perp} \leq R_j, \end{cases} \quad (2.46)$$

Для концентрации плазмы имеем:

$$n'_{\text{rad}} = n_0 \begin{cases} 1, & r_{\perp} \leq R_L, \\ (R_L/r_{\perp})^3, & R_L < r_{\perp} \leq \sigma_M R_L, \\ (R_L/r_{\perp})^2/\sigma_M, & \sigma_M R_L < r_{\perp} \leq R_j. \end{cases} \quad (2.47)$$

Фактор Доплера течения также зависит от поперечного распределения скоростей. Мы введем фактор Доплера для самой быстрой части течения $\delta_0 = 1/\sigma_M(1 - \beta(r_\perp) \cos \varphi)$. Так как течение релятивистское, мы пренебрегаем отличием β от единицы поперек джета и используем

$$\delta(r_\perp) = \frac{\delta_0}{\gamma(r_\perp)}. \quad (2.48)$$

Из-за влияния фактора Доплера наблюдаемая плотность потока будет еще менее однородной, чем только из-за неоднородности B' и n' .

Оптическая толща как функция z и r_\perp теперь задается выражением

$$\begin{aligned} \tau(r, r_\perp) &= \frac{0.28}{f(p)} \left(\frac{\delta_0}{1+z} \right)^3 \left(\frac{n_0}{\text{см}^{-3}} \right) \left(\frac{B_0}{\text{Гс}} \right)^2 \times \\ &\times \left(\frac{v_{\text{obs}}}{\Gamma \Gamma c} \right)^{-3} \left(\frac{r}{R_L} \right) \frac{f_n(r_\perp) f_B^2(r_\perp)}{\gamma^3(r_\perp)} = \tau_{0,2} \frac{r}{R_L} \frac{f_n(r_\perp) f_B^2(r_\perp)}{\gamma^3(r_\perp)}. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Это выражение совпадает с выражением (2.41) за исключением дополнительного фактора $\gamma^3(r_\perp)$. Это означает, что в центральной части джета оптическая толща такая же, как и для джета с однородной скоростью, но положение поверхности $\tau = 1$ растет быстрее для $r_\perp > R_L$, и для некоторой геометрической глубины L излучающей области может стать оптически тонкой. Уравнение для поверхности $\tau = 1$ теперь задано как

$$\frac{r(r_\perp)}{R_L} = \frac{1}{\tau_{0,2}} \begin{cases} \sigma_M^{-3}, & r_\perp \leq R_L, \\ (r_\perp/R_L)^{10} \sigma_M^{-3}, & R_L < r_\perp \leq \sigma_M R_L, \\ (r_\perp/R_L)^4 \sigma_M^3, & \sigma_M R_L < r_\perp \leq R_j. \end{cases} \quad (2.50)$$

Хотя джет становится еще менее однородным для неоднородной скорости, для верхних оценок n_0 и B_0 даже самые внешние (наиболее прозрачные) части джета остаются оптически толстыми при $L < 2 \cdot 10^{-2}$ пк, что согласуется с наблюдениями.

2.3.5 Наблюдаемая плотность потока

Вычислим наблюдаемую спектральную плотность потока от неоднородного джета для малых углов наблюдения (радиус джета существенно меньше геометрической толщины, на которой достигается оптическая толща, равная единице). Для этого мы вычисляем плотность потока в системе отсчета плазмы, пользуясь выражениями [126; 127] и затем трансформирует с систему отсчета наблюдателя [83].

Спектральная плотность потока в системе отсчета плазмы определяется в рамках модели

$$S'_{\nu'} = \frac{1}{d^2} \int_{\Omega'} j'_{\nu'}(\nu') dV' e^{-\int \kappa'_{\nu'}(\nu') ds'}, \quad (2.51)$$

где Ω' это излучающая область. Используя коэффициенты излучения (1.2) и поглощения (1.3) синхротронного излучения, и имея связь $j'_{\nu'}(\nu') = \hbar \nu' \rho'_{\nu'}(\nu')$, мы получаем плотность потока в системе отсчета джета, записанную через наблюдаемую частоту ν_{obs} и концентрацию n и магнитное поле B в системе отсчета ядра:

$$S'_{\nu}(\nu, n_0, B_0) = 0.16 \frac{\hbar \nu}{d^2} \frac{\nu}{r_0 c} \left(\frac{\nu_{B_0}}{\nu} \right)^{-1/2} \left(\frac{1 + \mathbf{z}}{\delta} \right)^{5/2} I, \quad (2.52)$$

где интеграл I имеет размерность см^2 и определяется

$$I = \int_0^{R_j} \frac{1}{\sqrt{f_B(r_{\perp})}} r_{\perp} dr_{\perp} \left[1 - e^{-\tau_0 \frac{L}{R_L} f_n(r_{\perp}) f_B^2(r_{\perp})} \right]. \quad (2.53)$$

Если весь срез джета является оптически толстым на глубине, существенно меньшей радиуса, то интеграл может быть легко вычислен. В области $r_{\perp} \in [0, \Gamma R_L]$ его значение

$$I_{\text{in}} = R_L^2 \left(\frac{1}{6} + \frac{\Gamma^3}{3} \right), \quad (2.54)$$

а во внешней области $r_{\perp} \in (\Gamma R_L, R_j]$

$$I_{\text{out}} = \frac{2}{5} R_L^2 \left(\sqrt{\Gamma} \left(\frac{R_j}{R_L} \right)^{5/2} - \Gamma^3 \right), \quad (2.55)$$

и

$$I \approx \frac{2}{5} \sqrt{\Gamma} \sqrt{\frac{R_j}{R_L}} R_j^2, \quad (2.56)$$

так как внешняя часть джета дает основной вклад в плотность потока.

Чтобы связать наблюдаемую плотность потока в системе отсчета джета с наблюдаемой яркостной температурой, мы воспользуемся Лоренц-инвариантностью S_ν/ν^3 [83]. Подставляя (2.52) и (2.56) в (2.5) получаем:

$$\left(\frac{B_0}{\text{Гс}}\right) = 6.4 \cdot 10^{-4} \frac{R_j}{R_L} \frac{\Gamma\delta}{1+z} \left(\frac{\nu_{\text{obs}}}{\Gamma\Gamma_{\text{ц}}}\right) \left(\frac{T_{\text{b,obs}}}{10^{12} \text{ К}}\right)^{-2}. \quad (2.57)$$

Сравните этот результат с результатом для однородного джета (2.10). Модель оптически толстого неоднородного джета дает для определения магнитного поля выражение, полученное для однородного выброса, умноженное на “геометрический” фактор R_j/R_L , который увеличивает значение амплитуды магнитного поля примерно на два порядка величины. Мы видим, что оценка магнитного поля, полученная в рамках однородной модели, значительно меньше оценки в рамках простой неоднородной модели. В самом деле, амплитуда магнитного поля в центре больше, чем в однородной модели, и лишь на краю джета R_j они сравниваются по порядку величины.

Оценка магнитного поля для неоднородного распределения скорости описывается так же выражением (2.57), так как основной вклад в плотность потока дает внешняя часть выброса $r_\perp > \sigma_M R_L$ с постоянным фактором Лоренца.

Для двух источников с измеренной яркостной температурой, амплитуды магнитного потока в рамках неоднородной модели равны

$$B_{\text{non-uni}}^{\text{BLLac}} = 3 \text{ Г}, \quad B_{\text{non-uni}}^{3\text{C}273} = 0.7 \text{ Г}. \quad (2.58)$$

Вычисление соответствующей концентрации плазмы требует создания модели сдвига ядра для неоднородного источника и выходит за рамки нашей постановки задачи. Тем не менее, можно сказать, что для оценок поля (2.58), амплитуда концентрации излучающих частиц будет ниже полученной в однородном случае.

2.4 Астрофизические приложения.

В рамках модели Блэндфорда–Кенигла мы получили выражения для определения концентрации плазмы и магнитного поля по измерениям сдвига ядра и

яркостной температуры для оценки физических параметров без предположения о равномерном распределении энергии плазмы и магнитного поля, которые, ожидается, нарушаются в источниках с экстремальной яркостной температурой. Ранее подобные выражения были получены в работе [29]. В отличие от этой работы, мы предложили выражения для оценки параметров через яркостную температуру, что адекватно исследованию параметров объектов с надежно измеренной экстремальной яркостной температурой. Так как результаты измерений $T_{b, \text{obs}}$, полученные с беспрецедентным разрешением, превышают равновесную температуру, полученную в работе [6], на два порядка величины, то и физические параметры существенно отклоняются от равновесных значений. При этом замагниченность излучающей области в рамках однородной модели оценивается как $10^{-6} \div 10^{-5}$. В частности, магнитное поле в области ядра примерно равно 10^{-3} , что в соответствии с моделью Блэндфорда–Кенигла (1.18)–(1.19) дает оценку магнитного поля на гравитационном радиусе порядка B_g порядка нескольких Гаусс. Оценка для n дает величину 10^7 см^{-3} , что при простейшей оценке мощности джета несовместимо с ожидаемыми мощностями $10^{41} - 10^{45} \text{ эрг/с}$. Здесь нужно отметить, что измеренный сдвиг ядра для обоих источников меньше типичной ошибки [25] в 0.05 микросекунд дуги. Таким образом, оценки для Σ и n , использующие эти измерения, могут иметь большие ошибки.

В рамках простейшей неоднородной модели джета мы получили выражение для оценки амплитуды магнитного поля B_0 по измерениям яркостной температуры. Выражение для B_0 применимо к блазарам, так как было получено в предположении о малом угле наблюдения. Выражение для амплитуды неоднородного магнитного поля B_0 отличается от выражения, полученного в рамках однородной модели, фактором R_j/R_L , который может давать до двух порядков величины. В рамках МГД моделей амплитуда B_0 является максимальным значением и полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля. Вместе с распределениями (2.34)–(2.35), оценка амплитуды дает нам понимание структуры полей в джете. Таким образом, мы можем проверить согласие модели и наблюдений с механизмом запуска выброса. В самом деле, пользуясь аналогией с униполярным индуктором [22], мы можем оценить мощность джета выражением (1.5). Для наших источников B_0 по порядку величины равно 1 Гс. Используя (2.34), мы можем связать B_0 с полным потоком магнитного поля через черную дыру и получить оценку B_g . С одной стороны,

$$\Psi_{\text{tot}} = \pi B_g r_g^2, \quad (2.59)$$

а с другой стороны

$$\Psi_{\text{tot}} \approx 2\pi B_0 R_L^2 \ln \frac{R_j}{R_L}. \quad (2.60)$$

Из этих равенств мы получаем

$$B_g = 2B_0 \ln \frac{R_j}{R_L} \left(\frac{R_L}{r_g} \right)^2, \quad (2.61)$$

что дает $B_g \approx 10^3$. Эта величина примерно на порядок меньше Эддингтоновского магнитного поля (см., например, [22])

$$B_{\text{Edd}} = 10^4 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ Гс}. \quad (2.62)$$

Такая величина B_g позволяет примерно оценить полную мощность джета как $W_{\text{tot}} \approx 3 \cdot 10^{43}$ эрг/с, что соответствует типичным значениям [101].

Полученное выше выражение (2.61) для величины полоидального магнитного поля соответствует ожидаемым полям для магнитоарестованных дисков [28]. В самом деле, для $M_{\text{BH}} = 10^9 M_\odot$ и скорости аккреции 10% от Эддингтоновской [A3], получаем $\Psi_{\text{MAD}} = 3 \cdot 10^{33}$ Гс · см². Для B_g из (2.58) и (2.61) полный магнитный поток оказывается порядка 10^{33} Гс · см², что находится в хорошем согласии с приведенной выше независимой оценкой.

2.5 Соотношение между потоком Вектора Пойнтинга и полной мощностью джета

Оценки величины и топологии магнитного поля в релятивистских струйных выбросах являются ключевыми в понимании природы активности сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Существуют простые аналитические оценки величины магнитного поля. Эддингтоновское магнитное поле [22] является оценкой сверху на возможную величину поля в окрестности горизонта черной дыры, так как получена из равенства энергии электромагнитного поля и аккрецирующего вещества на пределе Эддингтоновской светимости. Другая оценка следует из предположения о магнитоарестованном диске [19; 49; 51]. В этом состоянии поток магнитного поля, проходящий через черную дыру и диск, достигает значения насыщения становясь динамически важным при аккреции вещества.

Оценки величины магнитного поля из наблюдений опираются на успешное моделирование спектров блазаров с помощью синхротронного излучения (низкочастотная часть) и обратного эффекта Комптона (высокочастотная часть) [123]. Таким образом, доминирование на радиочастотах синхротронного излучения с самопоглощением позволяет оценивать магнитное поле по эффекту сдвига ядра [8; 26; 27; A2]. Измерения яркостной температуры также являются инструментом оценки величины магнитного поля [29], хотя при этом влияние неоднородности джета может существенно влиять на результат [A4]. Оценки магнитного поля, базирующиеся на измерении видимого сдвига ядра, являются важным инструментом сравнения предсказаний теории с наблюдениями. В работе [28] эти измерения используются для тестирования состояния аккреционных дисков и проверки динамической роли магнитного поля при аккреции.

В этой части мы сравниваем мощность джета, полученную в предположении об экстракции вращательной энергии черной дыры как основного источника мощности выброса (процесс Блэндфорда–Знайека [21]), со средней мощностью джета, оцененной из наблюдений (см. раздел 1.3 и работу [101]). Оценка мощности первым методом требует знания величины полного магнитного потока в джете. В самом деле, выражение (1.5) из [22] может быть переписано в виде

$$W_{\Psi} = \left(\frac{\Psi a}{\pi r_g} \right)^2 c, \quad (2.63)$$

где Ψ это полный магнитный поток, а параметр $a = r_g/R_L$ это отношение гравитационного радиуса к радиусу светового цилиндра R_L .

Хотя магнитное поле оценивается по измерению видимого сдвига ядра [8; 27; 29; A2; A4; 135], такая оценка не может быть напрямую использована для вычисления потока Ψ . Теоретическое и численное МГД моделирование показывает (см., например, [14; 59; A2]), что в большей части выброса доминирующей является тороидальная компонента поля, тогда как поток определяется полоидальной компонентой. Для оценки потока мы применим подход, похожий на использованный в работе [28], используя универсальную связь между полоидальной и тороидальной компонентами магнитного поля в релятивистских МГД течениях.

2.5.1 Оценка магнитного потока в джете

Для оценки магнитного поля B_{cs} на расстоянии 1 пк от основания выброса по измерениям сдвига ядра используем стандартный подход из работ [8; 27; 28; 135]. Выражение для величины магнитного поля B_{cs} записывается в виде

$$\left(\frac{B_{cs}}{\text{Гс}}\right) = 0.17 \left(\frac{\Phi_{cs}}{\text{мас ГГц}}\right)^{0.75} \left(\frac{D_L}{\text{Гпк}}\right)^{0.75} \frac{\Gamma}{\chi^{0.25}(1+z)^{0.75} \sin^{0.5} \varphi \delta^{0.5}}. \quad (2.64)$$

Здесь угол наблюдения может быть выбран $\varphi = \Gamma^{-1}$ [131] (см. детали в разделе 1.3). Коэффициент Φ определяет зависимость видимого положения ядра r_{core} от частоты наблюдения (1.44). Отметим, что при выводе этой формулы предполагалось однородное распределение поля поперек выброса. Можно также оценить поле в области ядра по измерениям яркостной температуры (2.10) [29; A4] в предположении того же однородного распределения. С другой стороны, если учитывать простейшую модель неоднородного выброса, что оценка магнитного поля по яркостной температуре будет определяться выражением (2.57).

Полный магнитный поток Ψ в джете определяется полоидальным магнитным полем как

$$\Psi = 2\pi \int_0^{R_j} B_P r_{\perp} dr_{\perp}. \quad (2.65)$$

Используя профиль (2.34) мы получаем выражение

$$\Psi = \pi B_0 R_L^2 \left(1 + 2 \ln \frac{R_j}{R_L}\right). \quad (2.66)$$

Здесь B_0 — амплитуда поля в неоднородной модели. Для ее определения мы воспользуемся тем, что однородное магнитное поле, связано с амплитудой неоднородного поля, определенного по яркостной температуре, равенством $B_0 R_L = 0.86 B_{\text{uni}} R_j$ (см. уравнения (2.10) и (2.57)). Предположив теперь, что по яркостной температуре и по измерению сдвига ядра мы определяем одно и то же однородное магнитное поле, мы можем записать выражение для магнитного потока через наблюдаемые величины:

$$\Psi = 2.7 B_{\text{uni, cs}} R_j \frac{r_g}{a} \left[1 + 2 \ln \frac{R_j a}{r_g}\right] = \frac{\Psi_a}{a}. \quad (2.67)$$

Здесь мы ввели амплитуду потока $\Psi_a = a\Psi$. Идеологически, вывод выражения (2.67) совпадает с выводом, использованным в работе [28]. Правая часть равенства

(2.67) обратно пропорциональна параметру a , потому что выражение в квадратных скобках логарифмически слабо зависит от физических параметров, в том числе от a . Полагая примерно $R_j/r_g \sim 10^3$, мы оцениваем значение выражения в квадратных скобках величиной порядка от нескольких единиц до десятка.

2.5.2 Оценки магнитного потока и мощности струйного выброса

Одной из оценок сверху на величину магнитного потока может быть оценка для потока в системе с магнитно-арестованным диском, когда поток достигает насыщения и регулирует аккрецию [19; 49—52]. Наблюдения подтверждают нахождение значительного количества источников в состоянии МАД [28]. С другой стороны, можно ожидать и нормальной эволюции диска. В обоих случаях магнитный поток в выбросе определяется выражением:

$$\Psi_{\text{MAD}} = \varphi \sqrt{\dot{M} r_g^2 c}, \quad (2.68)$$

где безразмерный поток $\varphi \approx 50$ в гауссовых единицах для магнитно-арестованного диска [19; 28], или имеет величину порядка единицы для диска с нормальной эволюцией. Для оценки темпа аккреции [28] используют связь со светимостью диска $L_{\text{acc}} = \eta \dot{M} c^2$. Таким образом, мы можем независимо определить состояние диска для источников с известной оценкой Ψ_{MAD} вычислив предложенным нами методом магнитный поток по эффекту сдвига ядра или яркостной температуре.

Также мы используем выражение (2.67) для оценки полной мощности джета (2.63). Так как (2.63) зависит от произведения $\Psi a = \Psi_a$ (2.67), а независимо от параметра a оно зависит логарифмически слабо только через множитель $1 + 2 \ln(R_j a / r_g)$, то для оценки мощности не требуется точного определения параметра a или спина черной дыры a_* . Поэтому определение мощности джета по потоку будет более точным, чем сравнение потока с ожидаемым магнитным потоком для МАД. Кроме того, для определения мощности мы будем пользоваться оценкой поля по сдвигу ядра и по яркостной температуре.

Мы собрали выборку из 48 источников, которые удовлетворяют следующим условиям:

- угол наблюдения джета должен быть небольшим для применимости результатов из части 2.3.5;
- у источника должны быть измерения видимого сдвига ядра, оценка массы черной дыры и наблюдаемого угла раскрыва выброса.

Мы будем также использовать измерения яркостной температуры из работы [24] и сдвига ядра из [25]. Видимую скорость β_{app} мы берем из [31]. Для оценки Ψ_{MAD} по формуле (2.68) мы используем значения масс черных дыр M_{BH} и аккреционные светимости L_{acc} , собранные в работе [28]. Для оценки фактора Лоренца мы используем равенство $\Gamma = \sigma_{\text{M}}$ с параметром замагниченности σ_{M} определенным в работе [A2]. Для оценки угла раскрыва джета мы используем результаты измерений [134]. Этим наши оценки отличаются от результатов работы [28], в которой вместо наблюдаемых углов использовалось условие причинной связности поперек джета $\Gamma\chi \sim 1$. Мы оцениваем амплитуды магнитного поля пользуясь выражениями (2.10) и (2.64). Отметим, что значения B_{uni} имеют меньший разброс, чем значения B_{cs} , что находится в согласии с результатами [29]. Для вычисления магнитного потока по B_{cs} мы оцениваем локальную ширину джета в парсеках как $R_j = \chi \times 1$ пк. Для B_{uni} мы используем (2.64), и определяем $R_j = r_{\text{core}}\chi$.

Результаты для Ψ , вычисленного для тестового значения $a = 0.5$, и Ψ_{MAD} представлены в Таблице 1. Магнитный поток вычислен с использованием оценок поля по яркостной температуре Ψ_{br} и по сдвигу ядра Ψ_{cs} . Мы видим разумное согласие между значениями Ψ_{br} и Ψ_{cs} , хотя первые имеют более значительный разброс, чем вторые. Мы видим, что $\Psi < \Psi_{\text{MAD}}$ почти для всех источников для магнитных полей, определенных обоими методами. Это позволяет сделать вывод о том, что большинство источников выборки находятся в системе с диском с нормальной эволюцией. Этот результат не противоречит работе [28], так как в этой работе авторы полагали равенство $\Gamma\chi = 1$, тогда как мы использовали оценки из работ [A2; 134], которые дают значения примерно на порядок меньше. Мы получили результат, находящийся в хорошем согласии с выводами статьи [28], хотя подход при определении магнитного поля по сдвигу ядра отличается от стандартного. В этой работе выражение (2.64) опирается на предположение о равенстве потока кинетической энергии плазмы и потока электромагнитного поля [A2] вместе с предположением о том, что примерно 1% [74] всей плазмы нагрет до релятивистских температур, имеет распределение по энергиям (1.1) и излучает. Мы использовали эту модель для самосогласованности результатов, так как для оценки фактора Лоренца были использованы значения параметра замагни-

ченности σ_M , полученные в указанных выше предположениях [A2]. Мы считаем, что такая модель является хорошим приближением, так как значения параметра σ_M из [A2] подтверждаются измеренными по кинематике максимальными факторами Лоренца течения в [31]. Использование оценки $\Gamma \approx \sigma_M$ также отличает нашу работу от [28].

Для проверки согласованности мощности джета, вычисленной по величине магнитного потока

$$W_\Psi = \frac{c}{8} \left[0.86 B_{\text{uni}} R_{\text{jet}} \left(1 + 2 \ln \frac{R_{\text{jet}}}{R_L} \right) \right]^2, \quad (2.69)$$

с другими оценками мощности, мы используем среднюю по времени механическую мощность джета. Полученное в работе [101] соотношение средней мощности джета, необходимой для выдувания наблюдаемых полостей в окружающем газе, со спектральной плотностью потока от источника на частотах 200 – 400 МГц (1.53) позволяет использовать плотности потоков, собранные в базе данных CATS ([138]), оценить мощность W_{jet} .

Мощность W_Ψ мы вычисляем по данным сдвига ядра, пользуясь оценкой (2.69). Гистограмма отношения двух оценок мощности для нашей выборки из 48 источников представлена на Рисунке 2.1.

2.5.3 Обсуждение результатов

Мы провели оценки магнитного потока в джете с помощью измерений видимого сдвига ядра и яркостной температуры для определения величины магнитного поля. Определенные таким образом поля не могут быть напрямую использованы для оценки потока, так как в большей части джета доминирует тороидальное магнитное поле, тогда как поток определяется его полоидальной компонентой. Использование универсального соотношения между полоидальной и тороидальной компонентами для релятивистского течения вместе с учетом простейшей модели поперечной структуры джета позволяют использовать измеренные поля для оценки потока. Конечные формулы этой работы могут быть использованы для джетов, наблюдаемых под малыми углами.

Мы провели заново оценку магнитного потока в выборке из 48 источников в рамках предположения о состоянии магнитоарестованного диска используя

наблюдения для оценки фактора $\Gamma\chi$ (в отличие от [28]). Для большинства источников величины потока Ψ на 1 – 2 порядка меньше величины потока МАД из работы [28]. Это говорит о том, что большинство источников имеют диск с нормальной эволюцией. Мы считаем, что различие следует из различных оценок для величины параметра $\Gamma\chi$, и с учетом фактора наши результаты находятся в хорошем согласии с результатами [28].

При сравнении мощностей выбросов мы обнаружили, что отношение мощностей, определенных разными методами, имеет пик около $W_{\Psi}/W_{\text{jet}} = 1$, с 17 источниками, попадающими в центральный бин $\log_{10}(W_{\Psi}/W_{\text{jet}}) \in [-0.4, 0.4]$, и 29, попадающими в интервал $\log_{10}(W_{\Psi}/W_{\text{jet}}) \in [-1.2, 1.2]$. Таким образом у примерно 60% источников из нашей выборки полная средняя мощность примерно равна мощности, связанной с поток магнитного поля через черную дыру и, значит, связанную с механизмом Блэндфорда–Знайека. Разброс значений может быть связан с ошибками в определении потока по данным простой модели и измерениям и с использованием средней по большому периоду времени мощностью джетов.

Таблица 2.1 — Магнитный поток и мощность джетов

Источник	z	Ψ_{MAD} Гс см ²	Ψ_{br} Гс см ²	Ψ_{cs} Гс см ²	W_{Ψ} эрг с ⁻¹	W_{jet} эрг с ⁻¹
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0133+476	0.859	5.51×10^{33}	1.17×10^{31}	5.34×10^{32}	2.40×10^{45}	2.54×10^{45}
0212+735	2.367	5.77×10^{35}	5.97×10^{32}	8.93×10^{32}	1.01×10^{43}	5.17×10^{45}
0234+285	1.206	5.71×10^{34}	1.24×10^{34}	5.31×10^{32}	1.08×10^{44}	3.52×10^{45}
0333+321	1.259	9.36×10^{34}	6.00×10^{32}	3.81×10^{32}	4.84×10^{43}	6.72×10^{45}
0336-019	0.852	1.55×10^{34}	1.45×10^{32}	2.12×10^{33}	7.88×10^{45}	3.26×10^{45}
0403-132	0.571	3.00×10^{34}	4.34×10^{33}	1.09×10^{33}	8.62×10^{44}	4.45×10^{45}
0528+134	2.070	6.05×10^{34}	1.61×10^{30}	3.24×10^{32}	9.69×10^{43}	5.85×10^{45}
0605-085	0.870	1.68×10^{34}	9.94×10^{33}	1.70×10^{33}	5.57×10^{45}	2.39×10^{45}
0736+017	0.189	6.94×10^{32}	3.86×10^{30}	1.29×10^{33}	3.35×10^{47}	4.20×10^{44}
0738+313	0.631	1.48×10^{35}	3.22×10^{33}	2.71×10^{33}	5.63×10^{44}	1.48×10^{45}
0748+126	0.889	4.33×10^{34}	1.39×10^{32}	1.90×10^{33}	2.89×10^{45}	2.65×10^{45}
0827+243	0.943	1.81×10^{34}	1.72×10^{32}	6.87×10^{32}	8.28×10^{44}	1.80×10^{45}
0836+710	2.218	1.78×10^{35}	7.19×10^{31}	8.30×10^{32}	1.39×10^{44}	1.78×10^{46}
0906+015	1.026	9.81×10^{33}	5.66×10^{32}	3.90×10^{32}	1.27×10^{45}	3.05×10^{45}
0917+624	1.453	2.25×10^{34}	3.93×10^{33}	5.62×10^{32}	4.60×10^{44}	4.07×10^{45}
0945+408	1.249	2.27×10^{34}	1.29×10^{32}	2.32×10^{33}	5.94×10^{45}	6.30×10^{45}
1038+064	1.265	4.33×10^{34}	1.16×10^{32}	8.49×10^{32}	4.39×10^{45}	4.32×10^{45}
1127-127	1.184	7.44×10^{34}	2.10×10^{32}	3.45×10^{33}	3.16×10^{45}	8.94×10^{45}
1156+295	0.725	6.33×10^{33}	3.48×10^{31}	8.91×10^{32}	6.97×10^{45}	3.89×10^{45}
1219+285	0.103	2.83×10^{32}	4.34×10^{33}	2.29×10^{33}	2.31×10^{46}	1.90×10^{44}
1222+216	0.434	1.50×10^{34}	6.71×10^{33}	2.28×10^{33}	1.00×10^{46}	1.90×10^{45}
1253-055	0.536	2.76×10^{33}	3.93×10^{30}	5.84×10^{33}	9.91×10^{47}	6.31×10^{45}
1308+326	0.997	1.11×10^{34}	4.89×10^{32}	8.28×10^{32}	2.63×10^{45}	2.79×10^{45}
1334-127	0.539	1.28×10^{33}	1.01×10^{29}	1.27×10^{32}	1.86×10^{45}	1.71×10^{45}
1458+718	0.904	5.84×10^{34}	2.83×10^{31}	3.03×10^{33}	3.37×10^{45}	1.33×10^{46}
1502+106	1.839	2.17×10^{34}	3.48×10^{31}	1.43×10^{33}	7.12×10^{45}	4.92×10^{45}
1510-089	0.360	2.30×10^{33}	1.01×10^{31}	1.42×10^{33}	8.48×10^{46}	1.22×10^{45}
1546+027	0.414	5.84×10^{33}	1.11×10^{30}	8.20×10^{33}	8.16×10^{47}	6.10×10^{44}

1606+106	1.232	2.44×10^{34}	1.86×10^{33}	3.95×10^{33}	1.89×10^{46}	5.30×10^{45}
1611+343	1.400	5.21×10^{34}	6.59×10^{32}	8.55×10^{33}	3.22×10^{46}	8.44×10^{45}
1633+382	1.813	4.53×10^{34}	1.20×10^{32}	1.53×10^{33}	1.42×10^{45}	8.48×10^{45}
1637+574	0.751	5.51×10^{34}	7.76×10^{32}	1.89×10^{33}	1.37×10^{45}	1.88×10^{45}
1641+399	0.593	5.64×10^{34}	9.82×10^{31}	2.86×10^{33}	2.49×10^{45}	5.13×10^{45}
1655+077	0.621	1.65×10^{32}	1.77×10^{32}	1.21×10^{32}	4.23×10^{46}	2.33×10^{45}
1749+096	0.322	7.70×10^{33}	3.28×10^{29}	3.62×10^{33}	3.99×10^{46}	6.10×10^{44}
1803+784	0.680	1.11×10^{33}	1.04×10^{31}	9.88×10^{32}	1.49×10^{47}	2.23×10^{45}
1823+568	0.664	7.61×10^{32}	7.49×10^{31}	1.32×10^{33}	2.42×10^{47}	2.52×10^{45}
1828+487	0.692	5.21×10^{33}	5.52×10^{31}	1.26×10^{33}	2.54×10^{46}	1.56×10^{46}
1849+670	0.657	1.14×10^{34}	6.34×10^{31}	9.40×10^{33}	2.24×10^{47}	1.22×10^{45}
1928+738	0.302	5.27×10^{33}	2.58×10^{31}	6.78×10^{32}	9.69×10^{45}	1.40×10^{45}
2121+053	1.941	3.10×10^{34}	4.34×10^{30}	1.77×10^{32}	9.09×10^{43}	3.99×10^{45}
2155-152	0.672	3.64×10^{32}	1.94×10^{32}	2.44×10^{31}	4.15×10^{44}	2.43×10^{45}
2200+420	0.069	9.05×10^{32}	3.27×10^{30}	1.54×10^{34}	8.69×10^{48}	1.20×10^{44}
2201+315	0.295	2.61×10^{34}	2.54×10^{31}	5.06×10^{32}	3.57×10^{44}	8.80×10^{44}
2230+114	1.037	2.27×10^{34}	2.64×10^{30}	2.82×10^{32}	1.16×10^{44}	9.25×10^{45}
2251+158	0.859	1.81×10^{34}	4.89×10^{32}	1.05×10^{33}	4.81×10^{45}	9.39×10^{45}
2345-167	0.576	3.36×10^{33}	1.32×10^{32}	4.36×10^{32}	2.30×10^{45}	2.21×10^{45}
2351+456	1.986	5.84×10^{34}	3.36×10^{33}	6.56×10^{32}	1.20×10^{44}	8.54×10^{45}

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) красное смещение z из [100]; (3) поток магнитоарестованного диска [28]; (4) магнитный поток, вычисленный по яркостной температуре; (5) магнитный поток, вычисленный по магнитному полю B_{cs} по видимому сдвигу ядра; (6) полная мощность джета, вычисленная по (2.69); (7) полная мощность джета, вычисленная с использованием корреляции с плотностью потока в радиодиапазоне [101], из работы [A2].

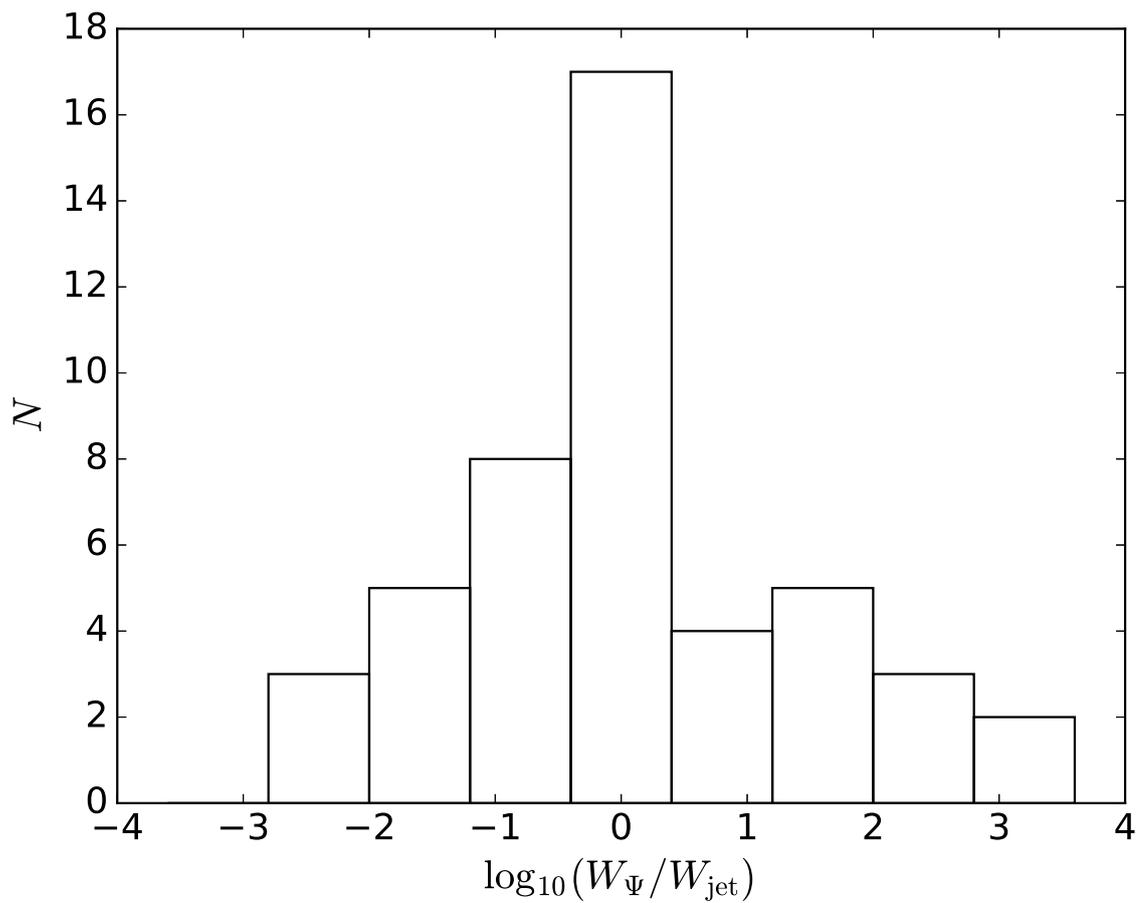


Рисунок 2.1 — Распределение отношения W_{Ψ}/W_{jet} для выборки из 48 источников на основе работ диссертанта [A7; B1].

Глава 3. Влияние нагружения массой на ускорение и торможение джетов

Результаты, представленные в Главе 3, текст и рисунки основаны на работе диссертанта [A5]. Личный вклад в эту работу отмечен во Введении.

3.1 Основные понятия

Анализ кинематики ярких особенностей в джетах из активных ядер галактик (АЯГ), проведенный программой MOJAVE [32], показал, что на расстояниях 20 – 100 парсек от основания выброса эти особенности систематически демонстрируют замедление порядка $\dot{\Gamma}/\Gamma \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ в год. Такие замедления сложно объяснить в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД). Одновременно, на расстояниях до 10 – 20 пк яркие особенности систематически имеют ускорения того же порядка величины. В работе [139] был предложен механизм торможения плазмы излучением с характерными масштабами длины, на которых он значимо действует, порядка 100 парсек. В этой части мы рассматриваем влияние на динамику выброса (ускорение и торможение) нагружения джета электрон-позитронными парами в результате двухфотонной конверсии.

Идеальные модели холодной МГД не включают в себя излучение, так как плазма имеет нулевую температуру и движется строго в скрещенных электрическом и магнитном полях [10; 86], не излучая синхротронным образом. Для учета излучения необходимо вводить стандартные механизмы нагрева плазмы до релятивистских температур (ускорение на ударных волнах, ускорение при пересоединении магнитного поля) на ударных волнах или при развитии неустойчивостей.

В этой части мы рассматриваем нагружение джета вторичной плазмой. Нагружение массой было подробно рассмотрено в работе [140], где оно эффективно ускоряло течение, так как работало как сопло в монополярной геометрии магнитных силовых линий. Этот результат не зависит от наличия у частиц заряда в отличие от этой работы. В статье [141] предложен механизм очень эффективного ускорения пар благодаря постоянным переходам от нейтральных частиц к заряженным и обратно. В серия работ [142; 143] подробно изучен так называе-

мый механизм фотонного размножения, в котором происходит конверсия $\gamma\gamma$ в пару с ее последующим эффективным ускорением и новым излучением фотонов, способных вновь родить пару (отсюда термин ‘размножение’). Наша работа также учитывает динамику разноименных зарядов в электромагнитном поле релятивистского струйного выброса.

В работе мы рассматриваем влияние нагружения джета заряженными частицами на динамику течения. Для двухфотонной конверсии $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ в электрон-позитронную пару, мы рассматриваем движение таких пар в заданном холодном релятивистском течении в джете. В отличие от холодной фоновой плазмы, эти пары могут иметь релятивистскую температуру. Движение пар определяется электромагнитными полями в джете. При рождении таких пар в джете происходит локальная экранировка полей из-за поляризации пар, что приводит к изменению полей и появлению дополнительных токов. Локально, такие изменения полей влекут за собой изменение движения плазмы с дрейфовой скоростью. В частности, это может приводить как к ускорению, так и к замедлению течения в области эффективной двухфотонной конверсии.

Ниже мы работаем в рамках стандартного подхода описания идеального осесимметричного МГД течения. Магнитное B и электрическое E поля описываются с помощью функции магнитного потока $\Psi(r_\perp, \varphi, r)$ в цилиндрической системе координат с единичными векторами $\{\mathbf{e}_{r_\perp}, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_r\}$ (1.23)–(1.24). Четырехскорость плазмы задается выражением (см., например, [86]):

$$\mathbf{u} = \frac{\eta}{n} \mathbf{B} + \Gamma \frac{\Omega_F r}{c} \mathbf{e}_\varphi, \quad (3.1)$$

Потоки плотности энергии задан выражением (1.22), а углового момента:

$$L(\Psi) = \frac{I}{2\pi} + \mu\eta r_\perp u_\varphi. \quad (3.2)$$

В эти выражения входят следующие параметры течения: концентрация частиц n в собственной системе отсчета плазмы [22], полный электрический ток I внутри любого кольца, фактор Лоренца течения Γ , релятивистская энтальпия μ . Далее мы рассматривает холодное фоновое течение с $s = 0$, поэтому $\mu = m_e c^2$.

Важным параметром, характеризующим МГД течение, является замагниченность, то есть отношение потока электромагнитной энергии (вектора Пойнтинга) к потоку кинетической энергии частиц (1.28).

3.2 Нагружение массой — пары, рождающиеся в покое

3.2.1 Движение частиц

Как мы отмечали, влияние нагружения парами замагниченного течения рассматривалось или феноменологически [141] или численно [142]. Самосогласованный анализ был проведен для одномерного (сферически симметричного) течения в работе [140]. В ней было продемонстрировано, что действие нагружения аналогично введению отрицательного давления. С другой стороны, не были рассмотрены такие эффекты, как анизотропное давление и поляризация зарядов с влиянием на сами электрическое и магнитное поля. Это означает, что из-за нагружения зарядами может измениться угловая скорость Ω_F и полный электрический ток I .

Следую подходу из [140], рассмотрим простейшую модель, когда электрон-позитронные пары рождаются в покое в системе отсчета ядра (лабораторная система, ЛС). Это подразумевает, что такие частицы не даю вклад в поток энергии или углового момента, и приводят к увеличению энергии частиц только за счет массы с одновременным уменьшением вектора Пойнтинга.

Решим уравнение движения

$$\frac{du^i}{d\tau} = \frac{e}{m_e c} F^{ik} u_k, \quad (3.3)$$

для 4-скорости частицы u^i с начальными условиями $u^i(0) = \{1, 0, 0, 0\}$ в лабораторной системе отсчета. Решение записывается как

$$\gamma(\tau) = \frac{B^2}{B'^2} - \frac{E^2}{B'^2} \cos \Omega' \tau, \quad (3.4)$$

$$u^{r\perp}(\tau) = -\frac{E}{B'} \sin \Omega' \tau, \quad (3.5)$$

$$u^\varphi(\tau) = \frac{B_p E}{B'^2} (1 - \cos \Omega' \tau), \quad (3.6)$$

$$u^r(\tau) = \frac{B_\varphi E}{B'^2} (1 - \cos \Omega' \tau). \quad (3.7)$$

Здесь B и E электрическое и магнитное поля в ЛС, $B' = \sqrt{B^2 - E^2}$ магнитное поле в системе отсчета плазмы, τ собственной время каждой из частиц пары (оно

отличается от времени в системе отсчета плазмы), и

$$\Omega' = \frac{eB'}{m_e c} \quad (3.8)$$

гирочастота, в системе отсчета плазмы.

Предположив, что частицы рождаются с однородной плотностью в джете, мы усредним их скорости и энергию в каждой заданной точке пространства, которую пересекают всевозможные частицы. Это эквивалентно усреднению по гиропериоду, и осуществляется следующим образом.

Для усреднения функции $A(\tau)$, зависящей от собственного времени частицы τ , используем:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T A(\tau) dt = \frac{1}{\int_0^{T'} \gamma(\tau) d\tau} \int_0^{T'} A(\tau) \gamma(\tau) d\tau. \quad (3.9)$$

Здесь T' это период в системе отсчета, мгновенно сопутствующей частице.

Процедура усреднения компонент тензора энергии-импульса T^{ik} следующая. $T_{\text{ld}}^{ik} = mc^2 \langle n_{\text{ld}}^{\text{rest}} u^i u^k \rangle$ содержит термодинамические параметры в системе отсчета частицы. Например, концентрация $n_{\text{ld}}^{\text{rest}}$ связана с концентрацией $n_{\text{ld}}^{\text{lab}}$ в лабораторной системе отсчета как $n_{\text{ld}}^{\text{lab}} = \gamma(\tau) n_{\text{ld}}^{\text{rest}}$. Компоненты T_{ld}^{ik} после усреднения должны быть записаны через термодинамические параметры в ЛСО, т.е., например, через n_{ld} — концентрацию в локально сопутствующей системе отсчета джета. Так как $n_{\text{ld}}^{\text{lab}} = \Gamma n_{\text{ld}}$, мы переписываем компоненты тензора энергии-импульса в виде

$$T_{\text{ld}}^{ik} = mc^2 \langle n_{\text{ld}}^{\text{rest}} u^i u^k \rangle = mc^2 \Gamma n_{\text{ld}} \left\langle \frac{u^i u^k}{\gamma(\tau)} \right\rangle. \quad (3.10)$$

Наконец,

$$T_{\text{ld}}^{ik} = mc^2 \Gamma n_{\text{ld}} \frac{1}{\int_0^{T'} \gamma(\tau) d\tau} \int_0^{T'} u^i(\tau) u^k(\tau) d\tau. \quad (3.11)$$

Таким образом, мы получаем следующие значения фактора Лоренца и скоростей:

$$\langle \gamma \rangle = \Gamma^2 \left(1 + \frac{\beta^4}{2} \right), \quad (3.12)$$

$$\langle v_r \rangle = 0, \quad (3.13)$$

$$\langle v_z \rangle = c\beta \cos \alpha, \quad (3.14)$$

$$\langle v_\varphi \rangle = c\beta \sin \alpha. \quad (3.15)$$

Здесь мы использовали равенство $B^2/B'^2 = \Gamma^2$, где Γ — фактор Лоренца дрейфового движения холодной плазмы, $\beta = \sqrt{1 - \Gamma^{-2}}$ соответствующая дрейфовая скорость, $\cos \alpha = B_\phi/B$ и $\sin \alpha = B_p/B$.

Отметим, что средняя энергия каждой рожденной частицы ε_{ld} существенно превышает энергию холодных частиц плазмы $\varepsilon_{jet} = m_e c^2 \Gamma$:

$$\varepsilon_{ld} = m_e c^2 \langle \gamma \rangle \approx \frac{3}{2} m_e c^2 \Gamma^2. \quad (3.16)$$

При этом средняя скорость каждой рожденной частицы совпадает с дрейфовой скоростью в джете:

$$\langle \mathbf{v}_{ld} \rangle = \mathbf{v}_{drift}. \quad (3.17)$$

Это означает, что конверсия нагружает течение изначально холодной плазмы частицами с релятивистской температурой.

Определим термодинамические параметры в компонентах тензора энергии-импульса T_{ld}^{ik} релятивистских (нагружаемых) частиц. Для этого усредним компоненты тензора

$$T_{ld}^{ik} = m_e c^2 \langle n^{\text{rest}} u^i u^k \rangle. \quad (3.18)$$

Нетривиальные компоненты тензора энергии-импульса $T_{ld}^{ik} = \langle m_e c^2 n_{ld}^{\text{rest}} u^i u^k \rangle$ в лабораторной системе отсчета после усреднения записываются как:

$$T_{ld}^{00} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \left(1 + \frac{\beta^4}{2} \right), \quad (3.19)$$

$$T_{ld}^{02} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \beta \sin \alpha \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right), \quad (3.20)$$

$$T_{ld}^{03} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \beta \cos \alpha \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right), \quad (3.21)$$

$$T_{ld}^{11} = m_e c^2 \Gamma n_{ld} \frac{\beta^2}{2}, \quad (3.22)$$

$$T_{ld}^{22} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \sin^2 \alpha \frac{3\beta^2}{2}, \quad (3.23)$$

$$T_{ld}^{23} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \sin \alpha \cos \alpha \frac{3\beta^2}{2}, \quad (3.24)$$

$$T_{ld}^{33} = m_e c^2 \Gamma^3 n_{ld} \cos^2 \alpha \frac{3\beta^2}{2}. \quad (3.25)$$

Компоненты гидродинамической 4-скорости в ЛСО равны:

$$U^0 = \Gamma, \quad (3.26)$$

$$U^1 = 0, \quad (3.27)$$

$$U^2 = \beta\Gamma \sin \alpha, \quad (3.28)$$

$$U^3 = \beta\Gamma \cos \alpha. \quad (3.29)$$

Компоненты вектора Лихнеровича:

$$b^i = \left\{ 0; 0; -\frac{B}{\Gamma} \sin \alpha; \frac{B}{\Gamma} \cos \alpha \right\}. \quad (3.30)$$

Сравним эти компоненты с компонентами тензора энергии-импульса, выраженными через плотность внутренней энергии ε_{ld} , продольную P_n и поперечную P_s по отношению к направлению магнитного поля компоненты давления [144; 145] и гидродинамическую скорость U^i :

$$T_{\text{ld}}^{ik} = \left(\varepsilon_{\text{ld}} + P_s + \frac{\mathbf{b}^2}{4\pi} \right) U^i U^k + \left(P_s + \frac{\mathbf{b}^2}{8\pi} \right) g^{ik} - \left(\frac{P_s - P_n}{\mathbf{b}^2} + \frac{1}{4\pi} \right) b^i b^k. \quad (3.31)$$

Здесь \mathbf{b}^2 плотность энергии магнитного поля в системе отсчета плазмы, а

$$b^i = \frac{1}{2} \eta^{ijkl} U_j F_{kl}, \quad (3.32)$$

4-вектор Лихнеровича [146; 147] ($b^2 = B'^2$). Тогда выражение для плотности внутренней энергии нагруженных частиц запишется в виде

$$\varepsilon_{\text{ld}} = m_e c^2 n_{\text{ld}} \Gamma, \quad (3.33)$$

а компоненты давления:

$$P_n = 0, \quad (3.34)$$

$$P_s = \frac{1}{2} m_e c^2 n_{\text{ld}} \beta^2 \Gamma. \quad (3.35)$$

Таким образом, тензор энергии-импульса (3.31) включает в себя анизотропное давление с $P_n = 0$ связанное с движением частиц только в плоскости $r_{\perp} r$. В этом состоит одно из отличий нашей работы от [140]. Здесь важно, что в рассматриваемой цилиндрической геометрии объемная сила $\mathcal{F}_i = -\nabla_k P_{ik}$ появляется даже для постоянного P_s :

$$\mathcal{F} = -\frac{P_s}{r_{\perp}} \mathbf{e}_{r_{\perp}}. \quad (3.36)$$

3.2.2 Параметры нагруженного течения

Важный вопрос нагружения заряженными парами холодного МГД течения это влияние на угловую скорость Ω_F , которая определяет величину электрического поля в струйном выбросе, и на электрический ток I , определяющий тороидальную компоненту магнитного поля. Мы утверждаем, что обе этих величины изменяются при нагружении джета зарядами и влияют на динамику джета, которая не сводится к простому перераспределению энергии между холодной и нагружаемой релятивистской плазмой при неизменных Ω_F и I .

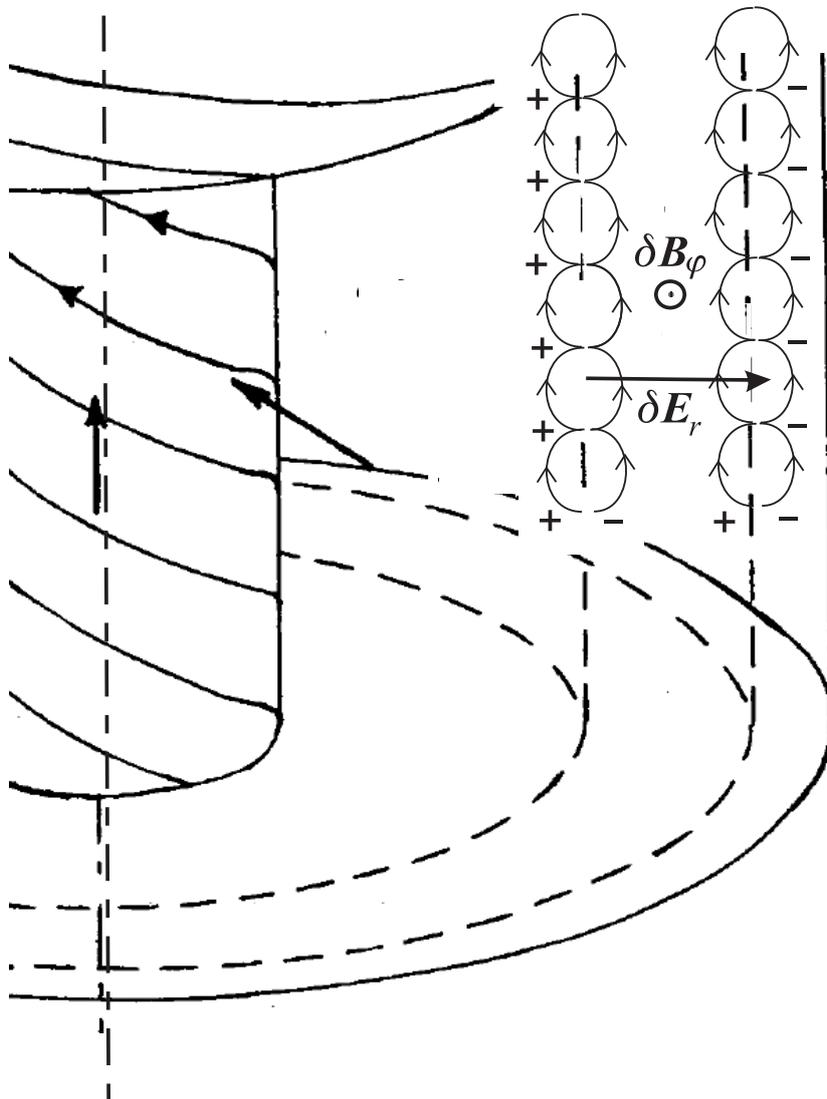


Рисунок 3.1 — Схематический рисунок траекторий нагруженных пар и индуцированных электрического и магнитного полей.

В самом деле, пары, изначально рожденные в покое, начинают движение в спирали в скрещенных электрическом и магнитном полях с радиальной скоро-

стью направленной противоположно для электронов и позитронов. (это очевидно из-за смены знака в определении для гирочастоты Ω'). Это приводит к среднему по гиропериоду смещению (см. Рисунок 3.1) между положительными и отрицательными зарядами в радиальном направлении

$$\Delta r_{\perp} = \langle r_{\perp}^{+}(\tau) - r_{\perp}^{-}(\tau) \rangle = -\frac{m_e c^2 \beta \Gamma^2}{eB} (2 + \beta^2). \quad (3.37)$$

В простейшем случае, когда джет нагружается в цилиндрической оболочке парами равномерно с концентрацией n_{ld} в системе отсчета джета, внутренняя и внешняя поверхность области нагружения r_{\perp} приобретает в следствие такого разделения поверхностную плотность зарядов σ_e и поверхностный ток $\sigma_e v_{\text{drift}}$. В самом деле, если пары рождаются с однородной концентрацией в области $\{L_{r_{\perp}}, r_{\perp} \Delta \varphi, L_r\}$ со средним радиальным расстоянием r_{\perp} в направлении $\mathbf{e}_{r_{\perp}}$, это можно представить как две цилиндрические поверхности с равномерно распределенным положительным и отрицательным зарядами, с радиусами, отличающимися на среднее расстояние между зарядами Δr_{\perp} . Полный заряд на каждой из поверхностей равен $\pm en \Delta r_{\perp} r_{\perp} \Delta \varphi L_z$, с эффективной поверхностной плотностью, равной $\sigma_e = en \Delta r_{\perp}$. Так как каждый из зарядов пары движется в дрейфовой скоростью, то по двум поверхностям, ограничивающим область рождения частиц, в противоположных направлениях текут токи. В результате в области рождения пар токами будет создаваться магнитное поле. Эти наведенные поля будут менять фоновые, что должно изменить и дрейфовые скорости фоновой холодной плазмы.

Эффекты ускорения или замедления в джетах могут быть получены самосогласованно. Будем обозначать тильдой характеристики течения после нагружения джета парами. Это модифицированные электрическое и магнитное поля, результирующий фактор Лоренца течения, скорости и так далее. Мы предполагаем, что движение нагруженных пар происходит в этих частично экранированных/усиленных полях. В частности, в выражении для среднего смещения между зарядами (3.37) мы будем подставлять эти экранированные поля. Таким образом, в уравнении для (3.37) мы будем использовать скорость течения $c\tilde{\beta}$, фактор Лоренца $\tilde{\Gamma}$ и экранированное магнитное поле \tilde{B} вместо первоначальных невозмущенных параметров.

Поверхностный заряд в лабораторной системе отсчета равен

$$\sigma_e = en_{\text{ld}}^{\text{lab}} \Delta r_{\perp} = e\tilde{\Gamma} n_{\text{ld}} \Delta r_{\perp}, \quad (3.38)$$

где Δr_{\perp} среднее по лабораторному времени (или, что то же самое, по ансамблю нагруженных частиц) относительное смещение зарядов. Соответствующее возмущение электрического поля для заданной концентрации нагруженной плазмы записывается как

$$\delta E = \frac{4\pi m_e c^2 n_{ld} \tilde{\beta}^2 \tilde{\Gamma}^3}{\tilde{E}} \left(2 + \tilde{\beta}^2 \right). \quad (3.39)$$

Соответствующее возмущение магнитного поля δB , вызванное противоположными токами, текущими по цилиндрическим поверхностям, $\delta B = \tilde{\beta} \delta E$, что дает

$$\delta B = \frac{4\pi m_e c^2 n_{ld} \tilde{\beta}^2 \tilde{\Gamma}^3}{\tilde{B}} \left(2 + \tilde{\beta}^2 \right). \quad (3.40)$$

Поля возмущены только в области нагружения парами. Предложенный метод самосогласованного вычисления возмущенных полей применим только пока возмущающие поля по амплитуде существенно меньше фоновых полей. Это разумное предположение для нагружения течения парами, полученными в результате двухфотонной конверсии. Таким образом, мы считаем, что выполняется условие $\delta B/B \ll 1$ или, что то же самое,

$$\frac{1}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma \beta^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) \ll 1. \quad (3.41)$$

Здесь мы отметим, что такое экранирование первоначальных полей в самом деле приводит к торможению течения. Соотношение между фоновыми полями $E = \beta B$. Возмущающие поля $\delta B = \tilde{\beta} \delta E$, поэтому экранирование магнитного поля меньше, чем электрического. Это ведет к уменьшению дрейфовой скорости $\tilde{\beta} = (E - \delta E)/(B - \delta B)$.

Найдем локальную (в области рождения пар) дрейфовую скорость $\tilde{\beta}$ в джете вследствие экранирования полей. Поля теперь зависят от $\tilde{\Gamma}$ и n_{ld} :

$$\tilde{B} = \frac{B}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4 n_{ld}}{\sigma n} \frac{\tilde{\Gamma}^3}{\Gamma^2} \tilde{\beta}^2 \left(2 + \tilde{\beta}^2 \right)} \right], \quad (3.42)$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{2} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{4 n_{ld}}{\sigma n} \frac{\tilde{\Gamma}^3}{\Gamma^2} \frac{\tilde{\beta}^2}{\beta^2} \left(2 + \tilde{\beta}^2 \right)} \right]. \quad (3.43)$$

Здесь мы использовали выражение для замагничности течения (1.35).

Явное уравнение для определения $\tilde{\Gamma}$:

$$\tilde{\Gamma} = \frac{\tilde{B}}{\sqrt{\tilde{B}^2 - \tilde{E}^2}}, \quad (3.44)$$

где $\tilde{B} = B - \delta B$ и $\tilde{E} = E - \delta E$ сами зависят через выражения (3.42)–(3.43) от $\tilde{\Gamma}$ и n_{ld} . После длительных выкладок, получаем следующее алгебраическое уравнение на $\tilde{\Gamma}$:

$$\begin{aligned} & -16\tilde{\Gamma}^{10} - 24\tilde{\Gamma}^9 q (2\Gamma^2 - 1) + \tilde{\Gamma}^8 [32 - 9q^2] + \\ & + 56\tilde{\Gamma}^7 q (2\Gamma^2 - 1) + \tilde{\Gamma}^6 [16(\Gamma^4 - \Gamma^2 - 1) + 24q^2] - \\ & - 40\tilde{\Gamma}^5 q (2\Gamma^2 - 1) + \tilde{\Gamma}^4 [-16(\Gamma^4 - \Gamma^2) - 22q^2] + \\ & + 8\tilde{\Gamma}^3 q (2\Gamma^2 - 1) + 4\tilde{\Gamma}^2 q^2 - q^2 = 0, \end{aligned} \quad (3.45)$$

где

$$q = \frac{4 n_{\text{ld}}}{\sigma n}. \quad (3.46)$$

Мы видим на Рисунке 3.2 что даже для небольшого отношения n_{ld}/n эффект замедления плазмы в джете значителен. Этот эффект тем более выражен, чем быстрее джет.

3.2.3 Замагниченность нагруженного течения

Рассмотрим реакцию нагружения плазмой холодного течения в джете. В нашей модели джет состоит из электромагнитного поля, потока холодной фоновой плазмы (характеризуемый концентрацией плазмы в сопутствующей системе отсчета n и релятивистской энтальпией μ) и и нагруженной плазмы с тензором энергии-импульса T_{ld}^{ik} (3.31). Все частицы имеют гидродинамическую скорость $\langle \mathbf{v} \rangle$.

Общее выражение для плотностей потоков энергии $E(\Psi)$ и углового момента $L(\Psi)$ идеального релятивистского МГД течения с анизотропным давлением [144; 145; 147] включает в себя стандартный параметр анизотропного давления

$$\beta_a = 4\pi \frac{P_n - P_s}{b^2}. \quad (3.47)$$

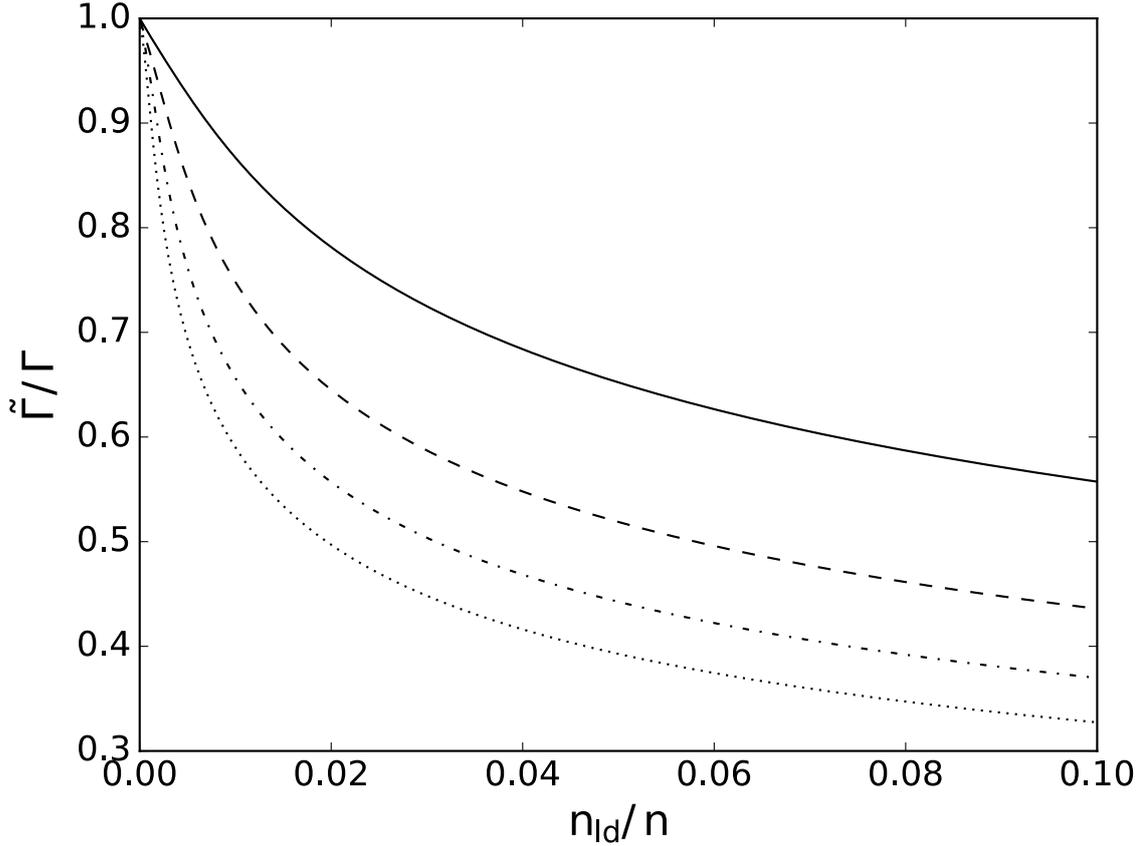


Рисунок 3.2 — Случай рождения вторичных пар в покое относительно ядра. Относительный фактор Лоренца $\tilde{\Gamma}/\Gamma$ изображен как функция относительной концентрации нагруженной плазмы n_{ld}/n для различных начальных значений Γ . Сплошная кривая соответствует $\Gamma = 5$, штриховая $\Gamma = 10$, штрихпунктирная $\Gamma = 15$ и пунктирная $\Gamma = 20$.

В нашем случае $\beta_a < 0$. Для стационарного течения закон сохранения энергии записывается в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = 0, \quad (3.48)$$

где $S^i = T^{0i}$. Для цилиндрического осесимметричного течения для заданного вектора Лихнеровича [146] с $b^0 = 0$ это выражение преобразуем

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mathbf{b}^2}{4\pi} + P_s + \varepsilon_{ld} + \varepsilon_{bulk} \right) \tilde{\Gamma}^2 \tilde{v}_r = 0, \quad (3.49)$$

и после интегрирования по r получаем

$$E(\Psi) B_p = \text{const} \quad (3.50)$$

с плотностью потока энергии

$$E(\Psi) = \frac{\tilde{\Omega}_F \tilde{I}}{2\pi c} (1 + |\beta_a|) + \mu_{ld} \eta_{ld} \tilde{\Gamma} + \mu \eta \tilde{\Gamma}. \quad (3.51)$$

Каждый из четырех членов в (3.51) соответствует члену из (3.49). Плотность потока углового момента равна

$$L(\Psi) = \frac{\tilde{I}}{2\pi}(1 + |\beta_a|) + \mu_{ld}\eta_{ld}r_{\perp}\tilde{u}_{\varphi} + \mu\eta r_{\perp}\tilde{u}_{\varphi}. \quad (3.52)$$

Выражения (3.51) и (3.52) являются суммой стандартных выражений для холодного течения (3.2) и соответствующих слагаемых для нагруженной плазмы. Отметим, что угловая скорость $\tilde{\Omega}_F$ и ток \tilde{I} определены для экранированных электрического и магнитного полей. Здесь отношения потоков частиц к магнитному полю для фоновой и нагруженной плазмы определяются стандартными выражениями:

$$\mathbf{u} = \frac{\eta}{n}\tilde{\mathbf{B}} + \tilde{\Omega}_F r_{\perp}\tilde{\Gamma}\mathbf{e}_{\varphi}, \quad (3.53)$$

$$\mathbf{u}_{ld} = \frac{\eta_{ld}}{n_{ld}}\tilde{\mathbf{B}} + \tilde{\Omega}_F r_{\perp}\tilde{\Gamma}\mathbf{e}_{\varphi}.$$

Так как $\langle \mathbf{u}_{ld} \rangle = \mathbf{u}$, то можно заключить, что $\eta_{ld} = \eta n_{ld}/n$. Наконец, $\mu = \varepsilon/n = mc^2$ и $\mu_{ld} = \varepsilon_{ld}/n_{ld} = mc^2\tilde{\Gamma}$. В (3.51)–(3.52) первые слагаемые $\tilde{\Omega}_F\tilde{I}/2\pi c$ и $\tilde{I}/2\pi$ соответствуют потоку электромагнитного поля, а второе и третье слагаемые описывают потоки, соответствующие анизотропному давлению и плотности внутренней энергии нагруженной плазмы. Последнее слагаемое соответствует течению холодной плазмы.

Используя результаты раздела 3.2.2, мы можем вычислить замагниченность нагруженного течения. Так как вторичные частицы в простейшей постановке раздела 3.2.1 дают нулевой вклад в поток энергии (3.51), мы можем приравнять соответствующие интегралы до и после нагружения:

$$\frac{\Omega_F I}{2\pi c} + \mu\eta\Gamma = \frac{\tilde{\Omega}_F\tilde{I}}{2\pi c}(1 + |\beta_a|) + \mu_{ld}\eta_{ld}\tilde{\Gamma} + \mu\eta\tilde{\Gamma}. \quad (3.54)$$

Это выражение позволяет нам вычислить замагниченность нагруженной части течения. Перепишем поток вектора Пойнтинга через стандартные функции $\tilde{\Omega}_F$ и \tilde{I} в виде

$$\tilde{\mathbf{S}} = \frac{1}{2\pi c}\tilde{\Omega}_F\tilde{I}\tilde{\mathbf{B}}_p. \quad (3.55)$$

Это соответствует первому члену в правой части равенства (3.54). Три другие слагаемых это анизотропное давление нагруженного течения, гидродинамическое движение нагруженных частиц и движение фоновой плазмы. Отметим, что слагаемое с параметром $|\beta_a|$, хотя традиционно записывается через поток вектора

Пойнтинга, относится к внутренней энергии вторичных частиц (см. уравнение (3.49)). Таким образом, определение параметра замагниченности после нагружения записывается как

$$\tilde{\sigma} = \left(\frac{\tilde{\Omega}_F \tilde{I}}{2\pi c} \right) \left(\frac{\tilde{\Omega}_F \tilde{I}}{2\pi c} |\beta_a| + \mu_{ld} n_{ld} \tilde{\Gamma} + \mu \eta \tilde{\Gamma} \right)^{-1}. \quad (3.56)$$

Используя (3.54), получаем выражение для замагниченности нагруженного течения в виде

$$\tilde{\sigma} = \sigma \left(\frac{\tilde{S}}{S} \right) \left[\frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma} \left(1 + \tilde{\Gamma} \frac{n_{ld}}{n} \right) + \frac{n_{ld}}{n} \frac{\tilde{\Gamma}^3}{\Gamma^2} \frac{\tilde{\beta}^3}{2\beta} \right]^{-1}. \quad (3.57)$$

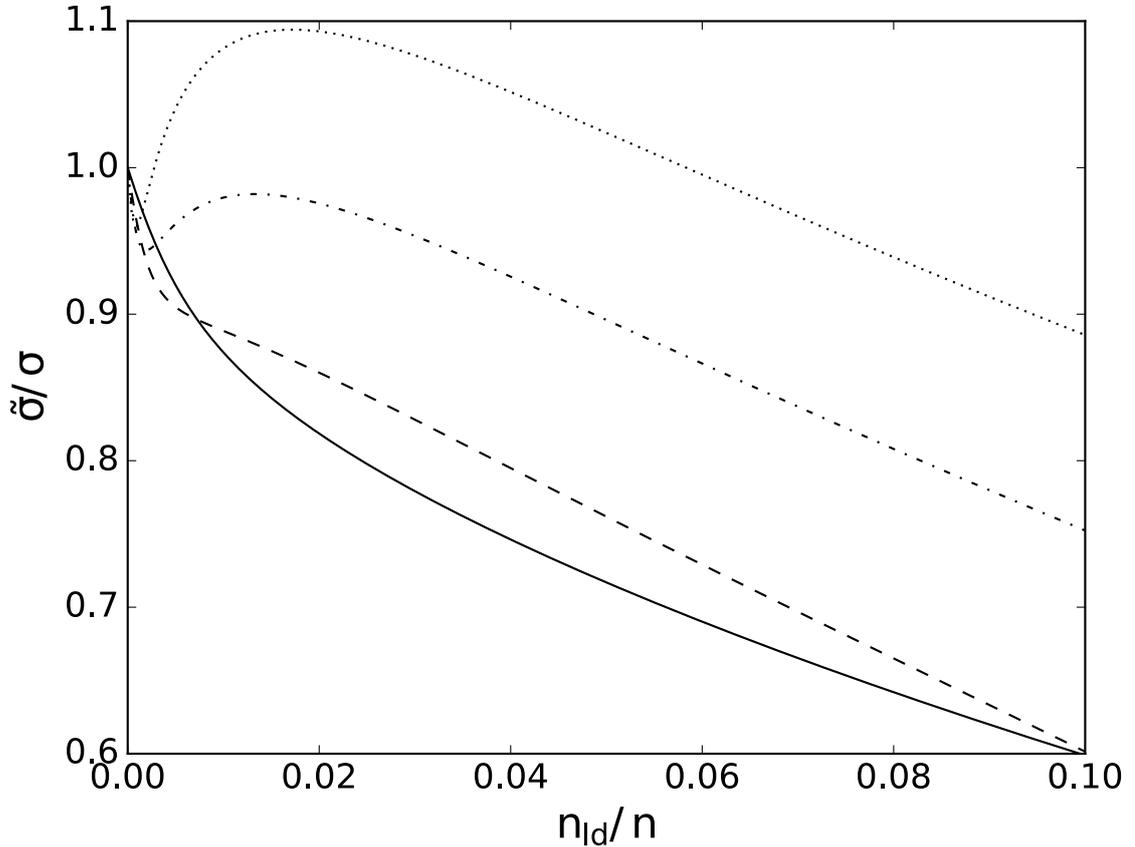


Рисунок 3.3 — Случай рождения вторичных пар в покое относительно ядра. Относительная замагниченность $\tilde{\sigma}/\sigma$ как функция относительной концентрации вторичных частиц n_{ld}/n для различных значений фактора Лоренца Γ . Сплошная кривая соответствует $\Gamma = 5$, штриховая $\Gamma = 10$, штрихпунктирная $\Gamma = 15$ и пунктирная $\Gamma = 20$.

На Рисунке 3.3 изображена замагниченность $\tilde{\sigma}$ как функция концентрации вторичных частиц n_{ld} для различных значений фактора Лоренца течения Γ .

Для течений с небольшими значениями $\Gamma = 5$ and 10 замагниченность падает по сравнению с первоначальной. Для больших факторов Лоренца отношение замагниченности нагруженного течения к первоначальной может становиться больше единицы. Это является следствием того, что нагружение зарядами экранирует электрическое поле сильнее, чем магнитное (см. Раздел 3.2.2). В результате, уменьшается и поток вектора Пойнтинга в области нагружения. Мы отметили, что более быстрые течения эффективнее тормозятся нагружением. Для таких течений уменьшение потока кинетической энергии плазмы больше, чем уменьшение потока вектора Пойнтинга. Отсюда наблюдаемый рост замагниченности. Для $n_{ld}/n \rightarrow +0$, замагниченность уменьшается всегда как

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma} = 1 - \left(\frac{3}{2} + \frac{3}{\sigma} \right) \frac{n_{ld}}{n} \Gamma \approx 1 - \frac{9}{2} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma, \quad (3.58)$$

что видно слева на Рисунке 3.3. Это означает, что для очень низкой концентрации вторичной плазмы, эффект уменьшения потока энергии электромагнитного поля всегда сильнее, чем торможение течения.

Подчеркнем, что экранирование электрического и магнитного полей зарядами важно для произвольной низкой концентрации вторичной плазмы. В самом деле, пусть $q \rightarrow +0$, и тогда $\tilde{\Gamma} \rightarrow \Gamma - 0$. В этом случае, оставляя в уравнении (3.45) только лидирующие члены

$$16\tilde{\Gamma}^6\Gamma^4 - 16\tilde{\Gamma}^{10} - 48q\tilde{\Gamma}^9\Gamma^2 = 0, \quad (3.59)$$

получаем

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma - \frac{3}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma^2. \quad (3.60)$$

Это выражение является уравнением для касательной на Рисунке 3.2 при $n_{ld}/n = 0$.

С другой стороны, если предположить, что для низкой концентрации вторичной плазмы эффекты экранирования полей пренебрежимо малы, то угловая скорость Ω_F и электрический ток I не меняются при нагружении. Сделав такое предположение, из уравнения (3.54) получаем

$$\Gamma - \tilde{\Gamma} = \frac{3}{2\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma^2, \quad (3.61)$$

что противоречит (3.60). Это означает, что электромагнитные эффекты нагружения зарядами важны при любом темпе нагружения течения, что не было

рассмотрено в более ранних работах. Когда концентрация вторичной плазмы стремится к нулю, относительное замедление течения записывается в простой форме:

$$\frac{\dot{\Gamma}}{\Gamma} = -\frac{3\Gamma \dot{n}}{2\sigma n}. \quad (3.62)$$

3.3 Эффекты нагружения парами с произвольной скоростью относительно общего движения плазмы

В разделе 3.2 мы рассмотрели частицы вторичной плазмы, рождающиеся в покое в системе отсчета джета. В этом разделе мы рассматриваем эффекты нагружения джета парами, центр масс (ц.м.) которых движется со скоростью β_0 и соответствующим фактором Лоренца Γ_0 вдоль джета. Если энергии фотонов перед конверсией выше порогового значения, необходимого для рождения пары, то электрон и позитрон рождаются с фактором Лоренца γ'_0 и изотропно распределенной скоростью β'_0 в системе ц.м. Направление скорости электрона/позитрона в системе ц.м. будем задавать сферическими углами θ' и φ' . Начальные условия для такой пары теперь записываются в виде:

$$\begin{aligned} \gamma_{0\pm} &= \Gamma_0 \gamma'_0 (1 \pm \beta_0 \beta'_0 \cos \theta'), \\ u_{0\pm}^r &= \mp \gamma'_0 \beta'_0 \sin \theta' \cos \varphi', \\ u_{0\pm}^r &= \Gamma_0 \gamma'_0 (\beta_0 \pm \beta'_0 \cos \theta'). \end{aligned} \quad (3.63)$$

Здесь знаки плюс и минус соответствуют позитрону и электрону соответственно, так как начальные условия для них разные. Фактор Лоренца частиц и r_{\perp} -компонента 4-скорости равны:

$$\begin{aligned} \gamma_{\pm}(\tau) &= \Gamma^2 (\gamma_{0\pm} - \beta u_{0\pm}^r) + \\ &+ \cos \Omega' \tau \Gamma^2 \beta (u_{0\pm}^r - \beta \gamma_{0\pm}) \pm \\ &\pm \sin \Omega' \tau \beta \Gamma u_{0\pm}^r, \end{aligned} \quad (3.64)$$

$$u_{\pm}^r(\tau) = \cos \Omega' \tau u_{0\pm}^r \pm \sin \Omega' \tau \Gamma (u_{0\pm}^r - \beta \gamma_{0\pm}).$$

r_{\perp} -координата для каждого заряда

$$r_{\perp}^{\pm}(\tau) = \left[R_0 \pm \frac{c\Gamma}{\Omega'} (u_{0\pm}^r - \beta\gamma_{0\pm}) \right] \mp \mp \cos \Omega'\tau \frac{c\Gamma}{\Omega'} (u_{0\pm}^r - \beta\gamma_{0\pm}) + \sin \Omega'\tau \frac{c}{\Omega'} u_{0\pm}^{r_{\perp}}. \quad (3.65)$$

Для вычисления среднего относительного смещения зарядов мы должны усреднить смещение в каждой точке по ансамблю частиц. Направление начальной скорости электрона (позитрона) в системе ц.м. будем считать изотропно распределенным. Фаза траектории $\varphi = \Omega'\tau$ имеет весовую функцию $\gamma_{\pm}(\tau)$, так как каждая частица проводит разное лабораторное время на своей траектории. Полная функция распределения таким образом записывается как

$$f_{\pm}(\theta', \varphi', \varphi) = \gamma_{\pm}(\theta', \varphi', \varphi), \quad (3.66)$$

с явно учтенной нормализацией на единицу.

Для заданной пары электрона и позитрона их факторы Лоренца различны, и мы определяем среднее смещение зарядов как

$$\begin{aligned} r_{\perp} &= \langle r_{r_{\perp}}^+ \rangle - \langle r_{r_{\perp}}^- \rangle \\ &= \int r_{r_{\perp}}^+ f_+ d\Omega_{\theta'\varphi'} d\tau \left(\int f_+ d\Omega_{\theta'\varphi'} d\tau \right)^{-1} \\ &\quad - \int r_{r_{\perp}}^- f_- d\Omega_{\theta'\varphi'} d\tau \left(\int f_- d\Omega_{\theta'\varphi'} d\tau \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3.67)$$

Используя это выражение, можно найти среднее относительное смещение зарядов

$$\begin{aligned} \Delta r_{\perp} &= \frac{m_e c^2 \tilde{\Gamma}^2}{e \tilde{B}} \Gamma_0 \gamma'_0 \left[2(\beta_0 - \tilde{\beta}) \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \tilde{\beta} \frac{(\beta_0 - \tilde{\beta})^2}{1 - \tilde{\beta}\beta_0} - \tilde{\beta}(1 - \tilde{\beta}\beta_0) \frac{\beta_0'^2}{3} \right]. \end{aligned} \quad (3.68)$$

Это выражение может быть упрощено для трех различных пределов.

3.3.1 Торможение вдоль джета вследствие экранирования электрического и магнитного полей.

Первое упрощение может быть сделано в случае $\Gamma_0 \ll \Gamma$. В предельном случае $\Gamma_0 = 1$ получаем

$$\Delta r_{\perp} = -\frac{m_e c^2 \tilde{\beta} \tilde{\Gamma}^2}{e \tilde{B}} \gamma'_0 (2 + \tilde{\beta}^2 + \beta_0'^2). \quad (3.69)$$

Это в точности случай, рассмотренный в предыдущей части, но для вторичных частиц с большей температурой. Эффект экранирования полей еще более выражен для ненулевой β_0' . В самом деле, из уравнений (3.37) и (3.69) мы видим, что среднее смещение зарядов r_{\perp} отличается на множитель

$$f_1 = \frac{\gamma'_0 (2 + \tilde{\beta}^2 + \beta_0'^2)}{2 + \tilde{\beta}^2} \geq 1. \quad (3.70)$$

Таким образом, все результаты раздела 3.2.2 применимы для этого случая, если мы разделим концентрацию вторичной плазмы на f_1 . В частности, нам необходимо в f_1 раз меньше вторичной плазмы, чем в разделе 3.2.2, для достижения такого же по величине торможения. Но так как сечение реакции ведет себя как $\sigma_{\gamma\gamma} \propto (\ln 2x - 1)/x^2$, где x это энергия фотона, нормализованная на массу покоя частиц в системе ц.м. (см., например, [148]), пары скорее рождаются со нерелятивистскими или слабо релятивистскими скоростями в системе ц.м.

Нужно отметить, что хотя влияние рождения вторичной плазмы, описанной в разделах 3.2 и 3.3.1 с центром масс, движущимся медленнее, чем джет, поучительно, но физические условия, в которых происходит такая конверсия, сложно представить себе в джете. Поэтому рассмотрим дальше случаи, с большей вероятностью отражающие реальные условия в джетах.

3.3.2 Чистое нагружение массой

Условия $\Gamma_0 \approx \Gamma$ и $\beta_0 \approx \beta$ соответствуют случаю, когда центр масс каждой вторичной пары движется с гидродинамической скоростью. Из общего выражения для среднего смещения зарядов (3.68) видно, что в этом случае такого смещения

и, следовательно, экранирования зарядов, нет. Эффект ускорения (замедления) течения будет связан только с нагружением течения массой вторичных частиц.

Из-за цилиндрической геометрии это приведет не к ускорению, а к замедлению течения. Пары, рожденные с центром масс, движущимся с гидродинамической скоростью течения, не меняют электрическое и магнитное поле. Таким образом, не меняется интеграл $\Omega_F(\Psi)$, определяющий электрическое поле, и полный электрический ток I , соответствующий тороидальному магнитному полю. Анализ эффекта замедления в этом случае проще, и величина торможения может быть получена только исследованием интеграла $E(\Psi)$.

Пользуясь известными выражениями для движения зарядов (3.63) и (3.64) с $\Gamma_0 = \Gamma$ и $\beta_0 = \beta$, получаем

$$T_{\text{ld}}^{00} = m_e c^2 n_{\text{ld}} \Gamma^2 \gamma'_0 \left(1 + \beta^2 \frac{\beta_0'^2}{3} \right), \quad (3.71)$$

$$T_{\text{ld}}^{11} = m_e c^2 n_{\text{ld}} \gamma'_0 \frac{\beta_0'^2}{3}.$$

Таким образом, выпишем выражения для плотности внутренней энергии и давления:

$$\varepsilon_{\text{ld}} = m_e c^2 n_{\text{ld}} \gamma'_0, \quad (3.72)$$

$$P_s = m_e c^2 n_{\text{ld}} \gamma'_0 \frac{\beta_0'^2}{3}.$$

Поток энергии частиц до нагружения определяется уравнением (3.2), а после нагружения — уравнением (3.51). Но полное изменение в поток энергии связано только с потоком вторичной плазмы

$$\Delta E = m_e c^2 \eta \gamma'_0 \frac{n_{\text{ld}}}{n} \Gamma. \quad (3.73)$$

Таким образом, приравнявая соответствующие потоки энергии до и после нагружения, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_F I}{2\pi c} + \mu \eta \Gamma + \Delta E &= \\ &= \frac{\Omega_F I}{2\pi c} \left(1 + \frac{4\pi \tilde{\Gamma}^2}{B^2} P_s \right) + \mu \eta \tilde{\Gamma} + \mu \eta \gamma'_0 \frac{n_{\text{ld}}}{n} \tilde{\Gamma}. \end{aligned} \quad (3.74)$$

Очевидно, для $\beta'_0 = 0$ скорость течения плазмы не меняется, так как первичная плазма нагружается вторичной с той же средней скоростью. Для релятивистской

плазмы получаем следующее выражение для $\tilde{\Gamma}$ замедленного течения для заданного ненулевого β'_0 и n_{ld} :

$$\frac{\tilde{\Gamma}^2 n_{ld}}{\Gamma^2 n} \gamma'_0 \frac{\beta_0'^2}{3} + \frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma} \left(1 + \gamma'_0 \frac{n_{ld}}{n} \right) = 1 + \gamma'_0 \frac{n_{ld}}{n}. \quad (3.75)$$

Вид этого выражения показывает, что величина замедления течения вследствие нагружения массой не зависит от Γ , а только от температуры вторичной плазмы, характеризуемой величиной γ'_0 . Этот результат представлен на Рисунке 3.4. Для $n_{ld}/n \ll 1$ величина замедления равна

$$\frac{\dot{\Gamma}}{\Gamma} = -\frac{\dot{n}}{n} \gamma'_0 \frac{\beta_0'^2}{3}. \quad (3.76)$$

Таким образом, замагниченность течения из-за нагружения массой определяется выражением

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma} = \left[\frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma} + \frac{n_{ld}}{n} \gamma'_0 \left(\frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma} + \frac{\tilde{\Gamma}^2 \beta_0'^2}{\Gamma^2 3} \right) \right]^{-1} \quad (3.77)$$

и оно всегда меньше единицы (см. Рисунок 3.5).

3.3.3 Ускорение джета вследствие усиления электрического и магнитного полей.

Если скорость центра масс пары много больше скорости джета $\Gamma_0 \gg \Gamma$, используя (3.68) мы получаем следующее выражение для среднего смещения зарядов пар:

$$\Delta r_{\perp} = \frac{m_e c^2 \Gamma_0 \gamma'_0}{e \tilde{B}} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right). \quad (3.78)$$

В этом случае среднее смещение зарядов положительно. Это означает, что вместо частичного экранирования полей, происходит их усиление. Из-за этого течение локально должно ускоряться. Это легко понять: противоположные заряды движутся в противоположных направлениях в зависимости от начальной скорости ц.м. относительно первичной плазмы из-за силы Лоренца в поле B' . Это приводит к ускорению течения.

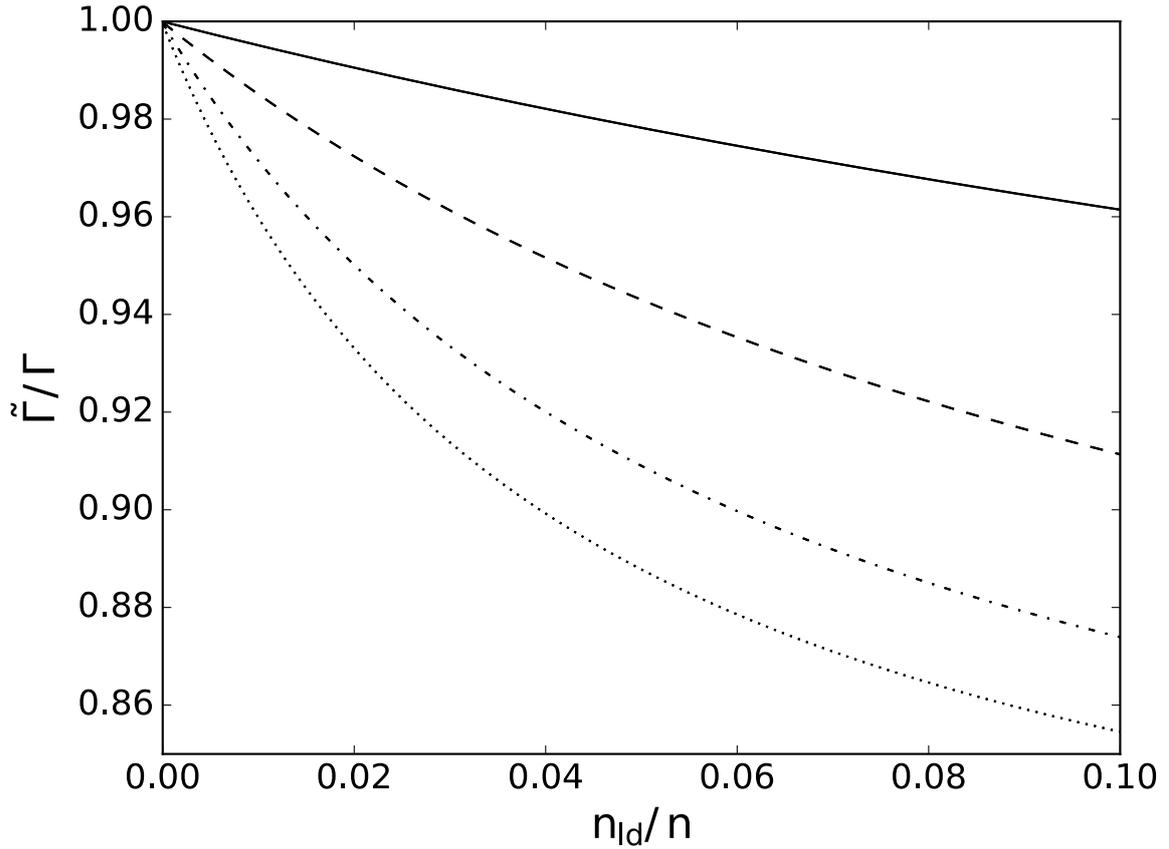


Рисунок 3.4 — Случай рождения вторичных пар в покое относительно фоновой плазмы выброса (торможение течения вследствие нагружения массой). Отношение факторов Лоренца до и после нагружения представлено как функция относительной концентрации вторичной плазмы n_{ld}/n для различных γ'_0 . Сплошная кривая соответствует $\gamma'_0 = 2$, штриховая — $\gamma'_0 = 5$, штрихпунктирная — $\gamma'_0 = 10$ и пунктирная — $\gamma'_0 = 15$.

Фактор Лоренца течения после нагружения, вычисленный для соответствующей дрейфовой скорости в возмущенных полях, удовлетворяет следующему алгебраическому уравнению:

$$\begin{aligned}
 & -16\tilde{\Gamma}^6 + 16\tilde{\Gamma}^4 + \tilde{\Gamma}^3 16q\beta\Gamma^2 + \\
 & + \tilde{\Gamma}^2 16\Gamma^2 (\Gamma^2 - 1) + \tilde{\Gamma} (-8q\beta\Gamma^2) + q^2 = 0,
 \end{aligned} \tag{3.79}$$

где

$$q = \frac{4}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma_0 \gamma'_0 \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right). \tag{3.80}$$

Решение представлено на Рисунке 3.6. Как мы видим, чем выше первоначальный фактор Лоренца течения, тем меньше величина ускорения из-за нагружения заря-

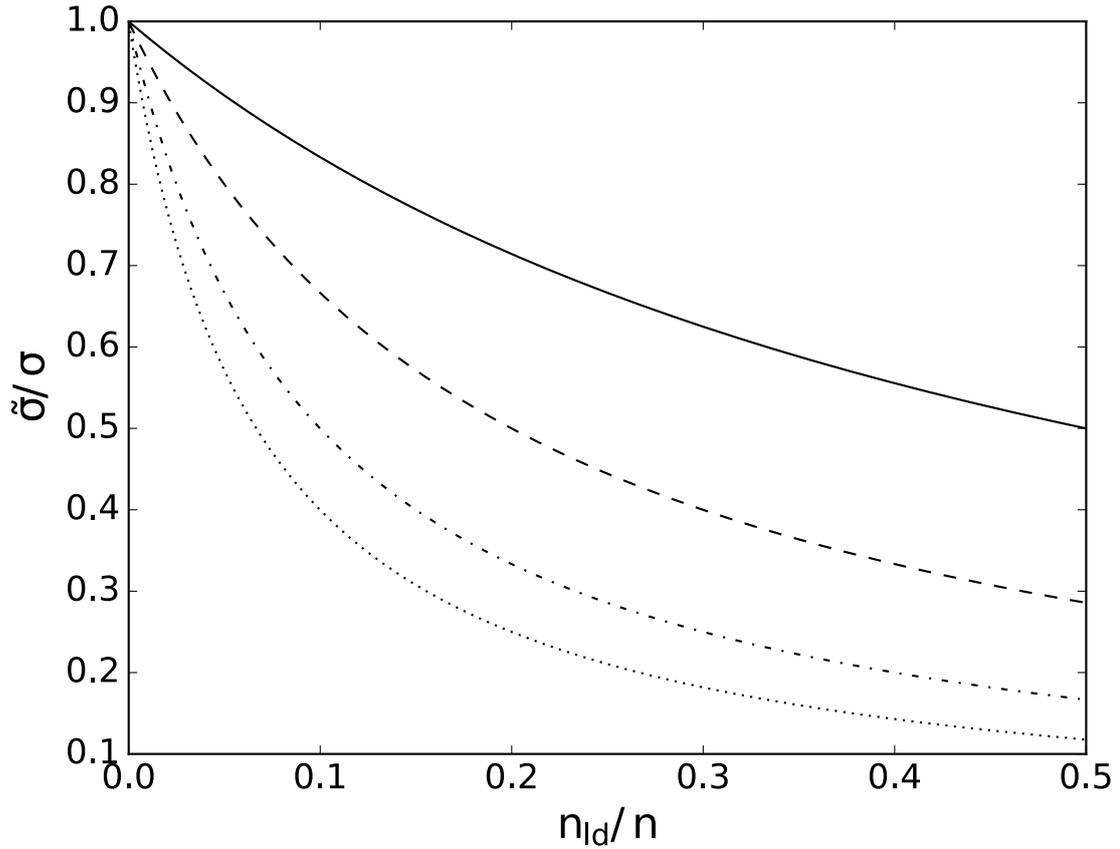


Рисунок 3.5 — Случай рождения вторичных пар в покое относительно ядра (порожение течения вследствие нагружения массой). Отношение замагниченности течения после нагружения к первоначальной замагниченности показано как функция относительной концентрации вторичной плазмы n_{ld}/n для различных γ'_0 . Сплошная кривая соответствует $\gamma'_0 = 2$, штриховая — $\gamma'_0 = 5$, штрихпунктирная — $\gamma'_0 = 10$ и пунктирная — $\gamma'_0 = 15$.

дами. Для $n_{ld}/n \ll 1$ ускорение определяется выражением

$$\frac{\dot{\Gamma}}{\Gamma} = \frac{1}{\Gamma \sigma n} \dot{n} \Gamma_0 \gamma'_0 \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right). \quad (3.81)$$

Для определения замагниченности течения, вычислим внутреннюю энергию и анизотропное давление через соответствующие компоненты тензора

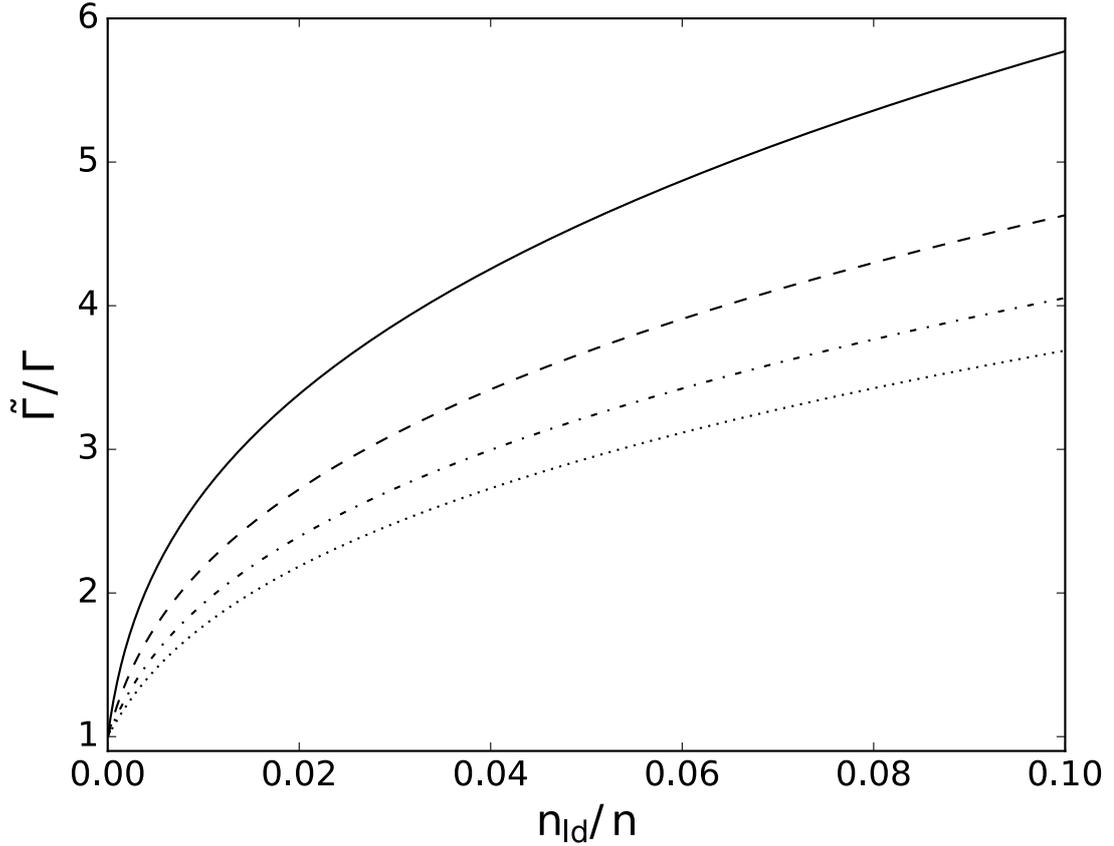


Рисунок 3.6 — Ускорение течения при нагружении джета зарядами со скоростью ц.м. относительно первичной плазмы $\Gamma_0 = 10^3$. Отношение фактора Лоренца течения к его первоначальному значению представлена как функция относительной концентрации вторичной плазмы n_{ld}/n для различных Γ . Сплошная кривая соответствует $\Gamma = 5$, штриховая — $\Gamma = 10$, штрихпунктирная — $\Gamma = 15$ и пунктирная — $\Gamma = 20$.

энергии-импульса. Для $\Gamma_0 \gg \Gamma$ получаем

$$T_{ld}^{00} = m_e c^2 \Gamma n_{ld} \left[\frac{1}{2} \Gamma_0 \gamma'_0 \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) \left(1 + \frac{\beta^2}{2} \right) + \Gamma^2 \beta^2 \frac{\gamma'_0 \beta_0'^2}{\Gamma_0 3} \right], \quad (3.82)$$

$$T_{ld}^{11} = m_e c^2 \Gamma n_{ld} \left[\frac{\gamma'_0 \beta_0'^2}{\Gamma_0 3} + \frac{\Gamma_0 \gamma'_0}{4\Gamma^2} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) \right],$$

и

$$\varepsilon_{\text{ld}} = m_e c^2 n_{\text{ld}} \frac{\Gamma_0 \gamma'_0}{2\Gamma} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right), \quad (3.83)$$

$$P_s = T_{\text{ld}}^{11}.$$

Используя определение замагниченности (3.56) и получив параметры течения (3.83), получаем следующее выражение для отношения замагниченности после нагружения к ее первоначальной величине:

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\sigma} = \frac{\tilde{S}K}{\tilde{K}S}, \quad (3.84)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{K}}{K} = \frac{\tilde{\Gamma}}{\Gamma} + \frac{n_{\text{ld}}}{n} \left[\frac{\Gamma_0 \gamma'_0}{2\tilde{\Gamma}} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\tilde{\beta} \tilde{\Gamma}^3}{\beta \Gamma^2} \left(\frac{\gamma_0'^2 \beta_0'^2}{\Gamma_0} \frac{1}{3} + \frac{\Gamma_0 \gamma'_0}{4\tilde{\Gamma}^2} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (3.85)$$

и отношение \tilde{S}/S может быть сразу получено с использованием выражений для усиленных полей:

$$\tilde{B} = \frac{B}{2} \left[1 + \sqrt{1 + q \frac{\tilde{\Gamma} \tilde{\beta}}{\Gamma^2}} \right], \quad (3.86)$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{2} \left[1 + \sqrt{1 + q \frac{\tilde{\Gamma} \tilde{\beta}}{\Gamma^2 - 1}} \right], \quad (3.87)$$

где q определяется уравнением (3.80). Как показано на Рисунке 3.7, здесь вновь, хотя течение ускоряется, поток Вектора Пойнтинга растет быстрее после нагружения вторичными зарядами, чем кинетическая энергия течения, поэтому отношение замагниченностей больше единицы: замагниченность течения возрастает.

Отметим здесь, что существует два различных физических процесса, определяющих замедление / ускорение плазмы. Первый связан с наличием среднего относительного смещения зарядов и созданием возмущений электрического и магнитного полей, второй — с ненулевой температурой вторичной плазмы для нагружения массой. В обоих случаях средняя скорость каждой вторичной частицы совпадает со скоростью течения. Но также есть и вращение вокруг линий магнитного поля, которое можно интерпретировать как температуру вторичной плазмы.

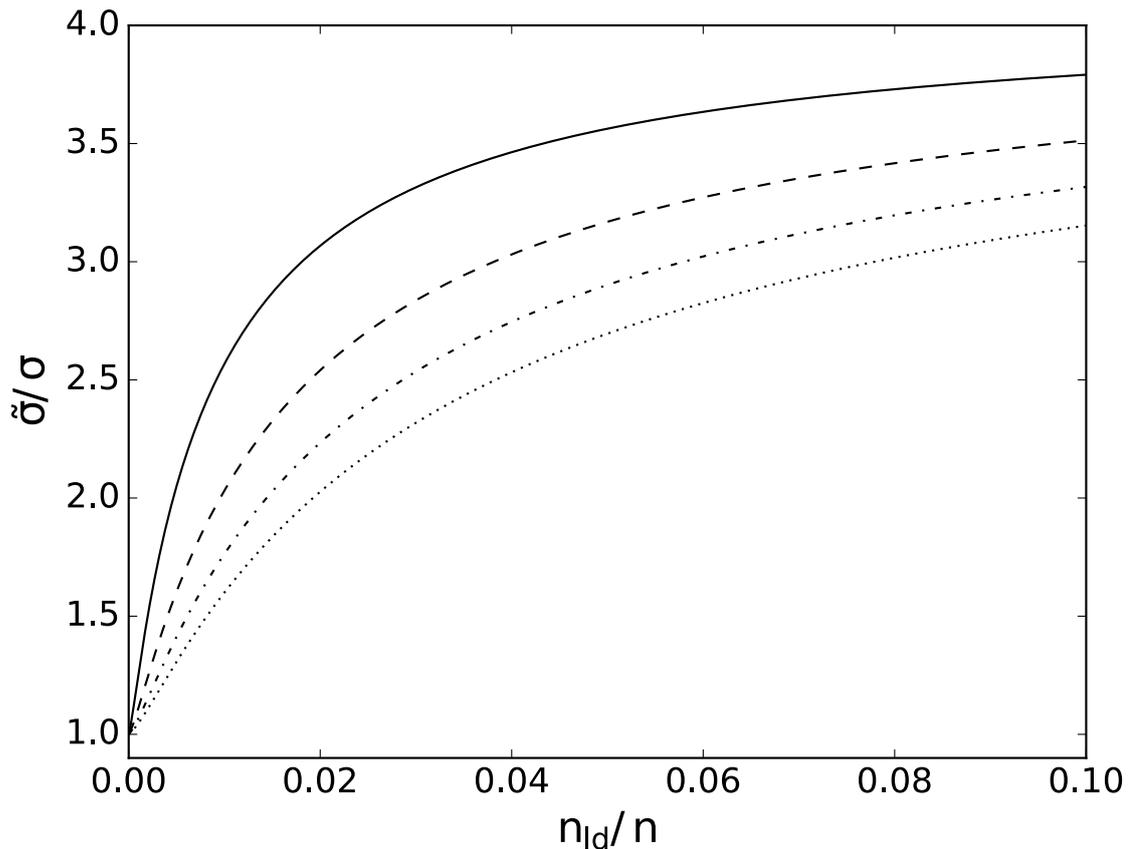


Рисунок 3.7 — Ускорение плазмы вследствие нагружения вторичными зарядами с фактором Лоренца центра масс $\Gamma_0 = 10^3$. Отношение замагниченности течения после нагружения к первоначальной замагниченности представлено как функция относительной концентрации вторичной плазмы n_{ld}/n для различных Γ . Сплошная кривая соответствует $\Gamma = 5$, штриховая — $\Gamma = 10$, штрихпунктирная — $\Gamma = 15$ и пунктирная — $\Gamma = 20$.

Эта эффективная температура определяется начальным фактором Лоренца в системе отсчета центра масс пары γ'_0 и соответствующей скоростью β'_0 . Эффекты, связанные разделением зарядов и экранированием полей, не могут быть уничтожены охлаждением вторичной плазмы вследствие излучения при $\beta'_0 \rightarrow 0$. В самом деле, после рождения пары, среднее смещение ее зарядов (3.37), (3.69) и (3.78) не становится равным нулю при $\beta'_0 \rightarrow 0$. Таким образом, любой процесс, охлаждающий вторичную плазму до нулевой температуры, не влияет на экранирование полей и, соответственно, на ускорение или замедление течения. Это неверно для нагружения массой: эффект замедления течения в этом случае полностью связан с ненулевой температурой вторичной плазмы (см. уравнения (3.75) и (3.76)), так что скорость течения в джете остается неизменной при нагружении массой с $\beta'_0 = 0$.

3.4 Астрофизические приложения

Процесс, который может дать значительную концентрацию вторичной плазмы в джете, может быть конверсией фотонов от джета с высокой энергией E_γ , распространяющихся вдоль джета внутри угла с полураскрывом $1/\Gamma$ в системе отсчета ядра, на внешнем поле мягких фотонов с энергиями $\varepsilon_{\text{soft}}$. Последние могут быть переработанными фотонами от теплового излучения аккреционного диска, как предлагается в работе [149]. Это процесс должен приводить к локальному ускорению джета, так как центр масс двух фотонов имеет в системе отсчета ядра фактор Лоренца

$$\Gamma_0 = \sqrt{\frac{E_\gamma}{4\varepsilon_{\text{soft}}}}. \quad (3.88)$$

Для мягких фотонов в диапазоне от инфракрасного до ультрафиолетового (от 10^{-2} до 10^2 эВ) с учетом порога реакции, фактор Лоренца вдоль джета составляет примерно $10^3 \div 10^7$. Таким образом, пары, рожденные с центром масс, движущимся существенно быстрее фоновой плазмы, будут локально ускорять джет, как показано в разделе 3.3.3. Этот процесс действует естественным образом на суб-парсековых и парсековых масштабах, так как только в этих областях можно ожидать достаточного поля мягких фотонов от диска [149].

Вероятность двухфотонной конверсии и рождения пары была рассмотрена во многих работах, например, в [148; 150—152]. Скорость рождения пар из-за реакции γ -квантов с концентрацией N_γ на изотропно распределенных мягких фотонах с концентрацией N_{soft} дается выражением

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\gamma\gamma} = & \frac{c}{2} \sigma_T N_\gamma N_{\text{soft}} \int_0^\infty dx \tilde{n}_\gamma(x) \times \\ & \times \int_{1/x}^\infty dy \tilde{n}_{\text{soft}}(y) \frac{1}{x^2 y^2} \varphi(xy), \end{aligned} \quad (3.89)$$

где $\tilde{n}_\gamma(x)$ это нормированный на единицу энергетический спектр γ -квантов в зависимости от безразмерной энергии $x = E_\gamma/m_e c^2$, $\tilde{n}_{\text{soft}}(y)$ — нормированное распределение для мягких фотонов с энергией $\varepsilon_{\text{soft}} = y m_e c^2$ [148]. Здесь

$$\varphi(xy) = \int_0^{xy} \frac{3}{8\pi r_0^2} \tilde{\sigma}_{\gamma\gamma}(s) s ds \quad (3.90)$$

сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, усредненное по всему телесному углу, $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$ — Томсоновское сечение, $r_0 = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона и $\sigma_T \tilde{\sigma}_{\gamma\gamma}$ — сечение реакции $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (см., например, [83; 148; 150–152]). Мы использовали асимптотическое выражение для $\varphi(xy)$, полученное в работе [150]. Условие порога реакции здесь записывается как $xy \geq 1$.

Концентрация мягких фотонов может быть оценена как

$$N_{\text{soft}} = \frac{L_{\text{soft}}}{4\pi R_{\text{soft}}^2 c \langle \varepsilon_{\text{soft}} \rangle}, \quad (3.91)$$

а для γ -кванта как

$$N_\gamma = \frac{L_\gamma}{S_\gamma c \langle E_\gamma \rangle}. \quad (3.92)$$

Здесь L_{soft} и L_γ соответствующие светимости. Первая распределена изотропно по сферической поверхности $4\pi R_{\text{soft}}^2$, для второй мы предполагаем однородное распределение по сечению джета в системе отсчета ядра. $\langle E \rangle$ — величина, усредненная по распределению энергий для соответствующего фотонного поля.

Вычислим светимости, необходимые для наблюдаемого ускорения или замедления плазмы в выбросах. В качестве нулевого приближения выберем одночастотный спектр фотонов. Так как функция $\varphi(xy)$ имеет максимальное значение 0.21 (в единицах Томсоновского сечения) при $xy \approx 3.5$ [152], то в качестве грубой модели для энергий гамма-квантов и мягких фотонов возьмем $\varepsilon_{\text{soft}} = 1.6 \cdot 10^{-12}$ эрг, $E_\gamma = 1.5$ эрг. Из этих значений фактор Лоренца центра масс пары оценивается величиной $\Gamma_0 = 4.8 \cdot 10^5$, а начальная энергия зарядов в системе ц.м. равна $\gamma'_0 = 1.8$. Для скорости рождения вторичной плазмы эти величины дают значение:

$$\dot{n}_{\gamma\gamma} = 8.8 \cdot 10^{-10} \Gamma^2 \frac{L_{\text{soft}, 45} L_{\gamma, 45}}{R_{\text{soft}}^2 R_\gamma^2} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (3.93)$$

Здесь $(L/\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}) = 10^{45} L_{45}$, а характерные расстояния R_{soft} и R_γ в парсеках.

По результатам работы [115], наблюдаемые характерные величины ускорения и замедления релятивистских джетов составляют $\dot{\Gamma}/\Gamma \approx 10^{-3}$ to 10^{-2} в год в системе отсчета галактики, или

$$\frac{\dot{\Gamma}}{\Gamma} = 3.1 \cdot 10^{-8} f \text{ с}^{-1}, \quad (3.94)$$

где f , имеющий значение от 10^{-3} до 10^{-2} , — наблюдаемый фактор ускорения или замедления. Для объяснения таких наблюдаемых значений, из выражения для

(3.81) получаем необходимый темп рождения плазмы

$$\dot{n} = 2.9 \cdot 10^{-13} f n \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (3.95)$$

Таким образом, если мы возьмем на парсековых расстояниях значения для концентрации порядка $n \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ [8], $\Gamma \approx 10$ и $L_{\text{soft}} \approx 10^{45} \text{ эрг с}^{-1}$ [142], то для объяснения ускорений с помощью нагружения джета вторичной плазмой необходимо иметь светимость $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ в диапазоне ТэВ.

С другой стороны, нагружение джета, которое может объяснять наблюдаемые торможения, может происходить вследствие конверсии излучения самого джета. В этом случае пары рождаются в среднем с центром масс, находящимся в покое относительно фоновой плазмы, так как в ее системе отсчета излучение происходит изотропно. Таким образом, применимы результаты раздела 3.3.2, и джет в этом случае замедляется благодаря нагружению массой. Этот процесс происходит на масштабах длины больше нескольких парсек, где уже нет значимого излучения от диска. Для объяснения наблюдаемых значений замедления на масштабах длины в несколько десятков парсек, из-за порога реакции, нам необходимо учитывать фотоны с энергиями $E_\gamma = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}$. Из выражения (3.93), переписанного для фотонов джета, получаем скорость рождения пар:

$$\dot{n}_{\gamma\gamma} = 8.8 \cdot 10^{-12} L_{\gamma,45}^2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (3.96)$$

Используя (3.76) для фактора f , полученного в [115], получаем $\dot{n}/n = 7.8 \cdot (10^{-12} \div 10^{-14}) \text{ с}^{-1}$. Таким образом, для объяснения торможения джета нагружением вторичной плазмой от конверсии излучения самого выброса, нам необходима светимость $L \approx (3 \div 9) 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ в системе отсчета ядра для фотонов с энергиями порядка МэВ на расстояниях 10 пк.

3.5 Обсуждение результатов

Анализ кинематических свойств ярких особенностей релятивистских струйных выбросов в работе [115] показал систематическое наличие ускорений и замедлений особенностей. Мы предлагаем механизм, связанный с излучением, двухфотонной конверсией и нагружением джета зарядами, который может объяснять наблюдаемые ускорения (замедления).

Двухфотонная конверсия нагружает джет вторичной плазмой с концентрацией, которая может быть оценена по стандартным выражениям (3.89) и (3.90) [148; 150; 152]. При этом мы показали, что учет зарядов при нагружении может быть более важным, чем просто нагружение массой вторичной плазмы. Это связано с эффектами возмущения электрического и магнитного полей в области нагружения, что влияет на движение фоновой холодной плазмы. Важную роль в этом играет специфическое движение вторичных зарядов в скрещенных электрическом и магнитном полях, вызывающее возмущения полей. Нагружение зарядами ведет к локальному изменению таких величин, определяющих параметры МГД течения, как угловая скорость вращения магнитных поверхностей $\Omega_F(\Psi)$ и полный электрический ток I . Нужно отметить, что охлаждение вторичной плазмы из-за излучения не приводит к исчезновению среднего смещения между зарядами и прекращению влияния на поля.

Предложенный механизм работает как торможение излучением. Если центр масс пар движется быстрее плазмы в выбросе, то нагружением зарядами приводит к усилению полей и ускорению фоновой плазмы. Для пар, полученных в результате конверсии жестких гамма-квантов излучения джета на мягких фотонах внешнего излучения (от диска), то фактор Лоренца центра масс пары может превышать 10^3 , что ведет к очень эффективному локальному ускорению даже для низкой относительной концентрации вторичной плазмы порядка десятых долей процента. Такие пары рождаются в основном в начале джета, где излучение диска обеспечивает достаточное количество мягких фотонов [149]. Для пар, центр масс которых движется со скоростью первичной плазмы или медленнее, джет локально замедляется из-за частичного экранирования электрического и магнитного полей (см. раздел 3.2.2), или из-за нагружения массой без возмущения полей (см. раздел 3.3.2). Последний процесс становится более важным далеко от основания выброса, где нет значимого поля внешнего излучения, и пары создаются в основном в результате конверсии фотонов, излученных в самом выбросе, с центром масс, движущимся, в среднем, со скоростью фонового течения.

Таким образом, предложенный механизм может объяснять наблюдаемые в рамках программы MOJAVE ускорения на масштабах до 50 пк и замедления на больших расстояниях.

Предложенный механизм нагружения выброса может играть роль дополнительного триггера возникновения неустойчивостей в джете. Зеркальная неустойчивость [153] может привести к исчезновению анизотропного давления

P_s . Несмотря на это, как мы отмечали в конце раздела 3.3, это не приведет к исчезновению возмущения в электрическом и магнитном полях, и динамическое влияние нагружения вторичной плазмой останется. Зеркальная неустойчивость развивается только для слабо замагниченных течений [154] — когда так называемый β параметр — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля — больше единицы. Применим этот критерий к нагруженным течениям, рассмотренным ранее. Анизотропное давление P_s это в точности T_{ld}^{11} , с индексом ‘1’ соответствующим координате r . Таким образом, эта компонента тензора энергии-импульса не меняется при переходе из системы отсчета ядра в систему отсчета плазмы. В системе отсчета плазмы параметр β записывается как

$$\beta_m = \frac{P_s}{B'^2/8\pi}. \quad (3.97)$$

Для простейшего случая пары, центр масс которой покоился в системе отсчета ядра, выражение для P_s (3.35) дает:

$$\beta_m = \frac{1}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \Gamma. \quad (3.98)$$

Условия устойчивости $\beta_m < 1$ выполняется для течения, удовлетворяющего условию $\delta B/B < 1$ (3.41). Для нагружения массой (3.72)

$$\beta_m = \frac{2}{3} \frac{1}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \gamma'_0 \beta_0'^2, \quad (3.99)$$

и для пар с центром масс, имеющим скорость выше гидродинамической скорости фоновой плазмы (3.82):

$$\beta_m = \frac{1}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \left[\frac{2}{3} \frac{\Gamma \gamma'_0 \beta_0'^2}{\Gamma_0} + \frac{\Gamma_0 \gamma'_0}{2\Gamma} \left(1 + \frac{\beta_0'^2}{3} \right) \right]. \quad (3.100)$$

Уравнения (3.98–3.100) дают критерий зеркальной устойчивости для нагруженного течения в этих случаях: течение устойчиво при $\beta_m < 1$.

Так как средняя скорость вторичной плазмы равна гидродинамической скорости джета, то не создается пучка заряженных частиц, которые могут привести к Бунемановской [155; 156] или двухпотоковой неустойчивости. Но после ускорения или замедления нагруженной области джета в случае образования резкой границы области нагружения, скорости плазмы в нагруженной и ненагруженной областях будут различны. Это может привести к развитию неустойчивостей на этой границе. В этом случае двухпотоковая неустойчивость может развиваться для

волновых чисел $k < \omega_P/v_0$, где ω_P это плазменная частота, а v_0 — скорость нагруженной плазмы относительно ненагруженной. Нулевые оценки дают

$$v_0 \approx \frac{c\Delta\Gamma}{\Gamma^3}. \quad (3.101)$$

Используя выражения для $\Delta\Gamma$ (3.60) для начальной фазы нагружения течения, получаем

$$v_0 \approx c \frac{3}{\sigma\Gamma} \frac{n_{ld}}{n}. \quad (3.102)$$

Таким образом, длины волн развития неустойчивости удовлетворяют

$$\lambda > 3 \frac{c}{\omega_P} \frac{n_{ld}}{n} \frac{1}{\sqrt{\sigma\Gamma}}. \quad (3.103)$$

В более реалистичной картине отсутствия резкой границы (постепенного спада концентрации нагруженной плазмы) из-за поглощения мягких фотонов, резкая граница плазмы с различными скоростями будет отсутствовать, и течение предположительно может быть устойчивым. Этот вопрос требует отдельного исследования.

С другой стороны, развитие неустойчивостей в области нагружения зарядами может быть дополнительным источником нагрева плазмы и излучения. При локальном ускорении (торможении) части сверхзвуковой части джета могут также возникать ударные волны, что может являться источником нетеплового ускорения плазмы и последующего излучения.

3.6 Алгебраическое уравнение для самосогласованного определения фактора Лоренца нагруженного течения.

При возмущениях электрического и магнитного полей, полезно записать общее алгебраическое уравнение для определения $\tilde{\Gamma}$. Введем безразмерный параметр F :

$$r_{\perp} = \frac{m_e c^2}{e\tilde{B}} F. \quad (3.104)$$

Точное выражение для самосогласованно определенной скорости нагруженного течения записывается в виде

$$\tilde{\beta} = \beta \frac{1 + \sqrt{1 + Q/(\Gamma^2 - 1)}}{1 + \sqrt{1 + Q/\Gamma^2}}. \quad (3.105)$$

В физически интересном случае $Q/\Gamma^2 \ll 1$ уравнение на $\tilde{\Gamma}$ для заданного $r_{\perp}(F)$ можно записать как

$$\begin{aligned}
 & Q^3 \tilde{\Gamma}^2 \frac{\Gamma^6 + 7\Gamma^4 - 10\Gamma^2 + 4}{32\Gamma^4 (\Gamma^2 - 1)^3} + \\
 & + Q^2 \tilde{\Gamma}^2 \frac{-3\Gamma^2 + 2}{8\Gamma^2 (\Gamma^2 - 1)^2} + \\
 & + Q \tilde{\Gamma}^2 \frac{1}{2(\Gamma^2 - 1)} - \tilde{\Gamma}^2 + \Gamma^2 = 0,
 \end{aligned} \tag{3.106}$$

где введен параметр

$$Q = \frac{4}{\sigma} \frac{n_{ld}}{n} \tilde{\Gamma} F. \tag{3.107}$$

Это уравнение третьей степени относительно Q/Γ^2 , которое с хорошо воспроизводит точное уравнение (3.45) для специального случая пар, созданных в покое в системе отсчета ядра.

Глава 4. Определение физических параметров джетов по наблюдаемому излому в форме

Все основные результаты, представленные в Главе 4, основаны на работах диссертанта [A1; A6; A8—A10]. Личный вклад в эти работы отмечен во Введении. В рамках обсуждаемого личного вклада, все таблицы и рисунки, представленные в Главе 4, получены диссертантом, за исключением следующих: рисунок 4.9 подготовлен Пушкаревым А.Б. с использованием масс, собранных диссертантом; на рисунке 4.16 точная подгонка данных выполнена Пащенко И.Н. с использованием данных модели диссертанта; таблица 4.10 скомпилирована Пащенко И.Н.

Понимание физических процессов, определяющих формирование, ускорение и коллимацию релятивистских струйных выбросов из активных ядер галактик является одной из самых сложных задач современной астрофизики. Существует множество численных и аналитических моделей коллимации и удержания джетов (см., например, [12; 13; 19; 51; 157—159]), в которых рассматривается различная форма их границы: цилиндрическая, коническая и параболическая. Численное моделирование в рамках общей теории относительности (см., например, [19]) предсказывает, что выброс имеет параболическую форму на расстояниях, на которых он ускоряется, а поток энергии электромагнитного поля доминирует над потоком кинетической энергии плазмы. На других масштабах переход формы выброса к конической форме ассоциируется с насыщением ускорения и переходом джета к состоянию равнораспределения между потоками вектора Пойнтинга и кинетической энергии плазмы. Было показано, что холодные конические джеты ускоряются неэффективно [9], тогда как параболические, напротив, могут быть ускорены практически до максимального фактора Лоренца [12]. Для ускорения требуется примерно параболическая форма границы с дифференциальным скоплением магнитных поверхностей [10; 15; 160; 161].

Для исследования моделей процессов коллимации и ускорения необходимо иметь достаточно большую выборку источников с надежно измеренными формами джетов на ожидаемых из теории масштабах длины, на которых происходит ускорение. Первым источником, демонстрирующим такое поведение границы, стала галактика M87, у которой переход от параболической к конической форме был найден в работе [36] на расстоянии примерно 900 микросекунд дуги (микросекунд дуги, мас) недалеко от яркой стационарной особенности HST-1, примерно

на расстоянии 70 парсек в проекции на картинную плоскость, что соответствует примерно 10^5 шварцшильдовским радиусам.

В последние годы были изменения в форме джетов были найдены еще у примерно десятка источников: Mkn 501 [162], Centaurus A [163], Cygnus A [37; 38], NGC 6251 [39], 1H 0323+342 [40], 3C 273 [41], NGC 4261 [42], 3C 84 [43], 3C 264 [44], NGC 1052 [45]. Большие обзоры формы выбросов, такие как [134], обычно фокусируются на областях выбросов, далеких от центрального источника, хотя [164] исследовал и парсековые масштабы джетов.

В работе [A1] был проведен автоматизированный поиск возможного излома формы джетов для 367 АЯГ с использованием данных РСДБ на частотах 15 ГГц и 1.4 ГГц. Были обнаружены десять близких источников с красным смещением $z < 0.07$: UGC 00773, NGC 1052, 3C 111, 3C 120, TXS 0815–094, Mrk 180, PKS 1514+00, NGC 6251, 3C 371 и BL Lac. Формы границы джетов в этих источниках подгонялись с помощью следующих функций:

$$d = a_1(r + r_0)^{k_1} \quad (4.1)$$

в квазипараболической области, и

$$d = a_2(r + r_1)^{k_2} \quad (4.2)$$

в конической области. Здесь d это локальная ширина джета, r — расстояние от начала выброса. Здесь r_0 это предполагаемое расстояние между истинным началом выброса и ядром на 15 ГГц из-за поглощения синхротронного излучения [8]. Величина r_1 имеет смысл недооценки длины выброса из-за предположения конической формы. Результаты подгонки формы для десяти источников представлены в Таблице 2 в работе [A1].

Таким образом, обнаружение перехода формы границы джетов от параболической к конической для более, чем десяти источников с малыми красными смещениями позволяет сделать вывод о типичности этого явления для всех источников. При этом у далеких джетов, предположительно, также наблюдается такой излом, но из-за ограниченного линейного разрешения современных радиointерферометров, прямое наблюдение таких изломов пока недоступно. Этот вывод позволяет говорить о едином физическом механизме, отвечающим за явление излома в форме джетов.

Наблюдения джетов, демонстрирующих переход формы границы от параболической к конической, позволяют исследовать как МГД механизм ускорения

плазмы, так и условия внешней среды. Изменение в форме джета из M87 [36] совпадает со стационарной яркой особенностью HST-1, которая может быть проявлением реколламационной ударной волны и указывать на изменение во внешнем давлении: из-за более резкого падения давления джет расширяется сильнее и из-за резкого падения давления в выбросе появляется реколламационная ударная волна. Измерение внешнего давления [63] почти до радиуса Бонди $r_B = 2GM/c_s^2$ с зависимостью $\rho \propto r^{-1}$ (здесь c_s скорость звука в среде) является аргументом в пользу этого сценария. Джет из источника 1H 0323+342 [40] демонстрирует похожее поведение формы границы. С другой стороны, есть модели, предсказывающие изменение формы границы для одной зависимости давления внешней среды от расстояния на всех масштабах длины. Аналитические решения в работе [14] предсказывают такой переход с появлением квазиосциллирующего поведения границы в некоторых случаях. Это решение было успешно применено для исследования свойств реколламационной ударной волны в работе [60], с оценкой полной мощности джета 10^{43} эрг/с, близкой к ожидаемой величине.

4.1 Моделирование релятивистского выброса с изломом формы

Аналитические (см. ниже), феноменологические [159; 165] оценки и численное моделирование [10; 20; 113] показывают, что для средних значений Майкелевского параметра замагниченности (1.6) $\sigma_M \sim 10\text{--}10^2$, течение постепенно ускоряется от сильно замагниченного состояния на малых расстояниях r от источника до слабо замагниченного (доминирует энергия частиц) на больших расстояниях. При этом максимальный Лоренц фактор течения плазмы равен параметру замагниченности Майкеля (хотя см. разные определения с возможным появлением фактора 2), когда вся энергия электромагнитного поля перекачана в кинетическую энергию движения частиц. С другой стороны, для сильно замагниченных течений с пренебрежимой кривизной магнитных поверхностей [12; 15; 86] существует асимптотическая зависимость фактора Лоренца плазмы от радиального расстояния от оси выброса r_\perp (1.8). Для черной дыры со спином $a_* = 0.5$, $R_L \approx 14.9 r_g \approx 2.2 \times 10^{15} (M_{\text{BH}}/10^9 M_\odot) \text{ см} \approx 7.1 \times 10^{-4} (M_{\text{BH}}/10^9 M_\odot) \text{ пк}$. Здесь везде мы используем условие максимальности экстракции вращательной энергии черной дыры для механизма Блэндфорда–Знайека $\Omega_F = \Omega_H/2$ [21]. Для

выбросов с измеренным положением излома формы, ширина джета в изломе d достигает $0.1 - 1$ пк. Это означает, что в точке излома выполняется $d/2R_L \gtrsim \sigma_M$, и течение еще может быть сильно замагниченным. Как было показано в работе [A2] для выборки из примерно 100 источников, диапазон значений $\sigma_M \sim 10 - 50$ является хорошей оценкой начальной замагниченности по измерениям видимого сдвига ядра. Наблюдаемое медианное значение 1.02 REF для k -индекса на больших расстояниях указывает на баллистическое движение. Все это указывает на доминирование кинетической энергии плазмы в энергетике джеты на расстояниях от основания выбросов более ~ 100 пк или $\sim 10^7 r_g$, в то время, как на меньших расстояниях, по-видимому, доминирует поток электромагнитного поля.

По этой причине мы считаем, что излом в форме границы выброса $d(r)$ может быть связан не с изменением внешнего давления, а с переходом течения от сильно замагниченного к слабо замагниченному с изменением давления внутри джета. Ниже мы представляем основные результаты аналитического моделирования. Целью является установление зависимости ширины джета d от профиля внешнего давления $P_{\text{ext}}(r)$.

4.1.1 Аналитическая модель

Основные уравнения, описывающие внутреннюю структуру осесимметричных магнитогидродинамических течений в рамках подхода Грэда–Шафранова многократно описаны в работах [14; 86; 166–169]. Этот подход позволяет сформулировать проблему описания структуры стационарного осесимметричного МГД течения (струйное решение) используя систему двух нелинейных дифференциальных уравнений на функцию магнитного потока Ψ и альвеновское число Маха M : уравнение Бернулли и уравнение Грэда–Шафранова на баланс сил в направлении, перпендикулярном магнитным поверхностям. Этот подход позволяет определить внутреннюю структуру стационарных джетов задавая пять “интегралов”: плотность потока энергии $E(\Psi)$, плотность потока углового момента $L(\Psi)$, электрический потенциал, связанный с угловой скоростью поверхностей $\Omega_F(\Psi)$, энтропию $s(\Psi)$, и отношение потока частиц к потоку магнитного поля $\eta(\Psi)$. Все эти величины сохраняются на магнитных поверхностях $\Psi = \text{const}$, отсюда термин “интеграл”.

Для известного решения уравнений Грэда–Шафранова и Бернулли с заданными интегралами, все остальные параметры течения такие, как концентрация плазмы, 4-скорость, электрический ток и фактор Лоренца могут быть определены из алгебраических выражений [86]. В частности, как мы показали в работе [A6] джет с полностью замкнутым электрическим током может быть удержан только внешней средой с конечным давлением P_{ext} . Таким образом, давление внешней среды P_{ext} должно определять локальную ширину астрофизических джетов. Обычно решение МГД уравнений представляет собой очень сложную задачу. Дополнительная сложность связана с тем, что эти уравнения меняют свой тип с эллиптического на гиперболический. Поэтому для аналитического решения требуется вводить упрощения. Здесь мы воспользуемся тем, что мы рассматриваем хорошо сколламированное течение, которое может быть хорошо приближено цилиндрической геометрией [12; 18]. В этом случае уравнения сводятся к системе обыкновенных и могут быть легко проинтегрированы численно [169].

С другой стороны, требуется аккуратная сшивка решения внутри джета с внешней средой. Обычно на границе выброса вводится бесконечно тонкий токовый слой, а внешнее давление моделируется однородным магнитным полем с характерной величиной $B_{\text{ext}}^2/8\pi = P_{\text{ext}}$.

4.1.2 Моделирование излома формы джетов с учетом конечной температуры плазмы

Для цилиндрических течений в системе координат с единичными векторами $\{\mathbf{e}_{r_\perp}, \mathbf{e}_\varphi, \mathbf{e}_r\}$ электрическое и магнитное поля и 4-скорость плазмы задаются выражениями (1.23), (1.24) и (3.1). $\Psi(r_\perp)$ — полный магнитный поток, проходящий через кольцо радиуса r_\perp :

$$\Psi(r_\perp) = 2\pi \int_0^{r_\perp} B_r(r') r' dr. \quad (4.3)$$

Величина $I(r)$ — полный электрический ток внутри этого же кольца. Уравнение Грэда–Шафранова может быть переписано для цилиндрической геометрии в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_{\perp}} \frac{d}{dr_{\perp}} \left(\frac{A}{r_{\perp}} \frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \right) + \frac{\Omega_{\text{F}}}{c^2} \left(\frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \right)^2 \frac{d\Omega_{\text{F}}}{d\Psi} + \frac{32\pi^4}{r_{\perp}^2 \mathcal{M}^2} \frac{d}{d\Psi} \left(\frac{G}{A} \right) - \\ - \frac{64\pi^4 \mu^2}{\mathcal{M}^2} \eta \frac{d\eta}{d\Psi} - 16\pi^3 n T \frac{ds}{d\Psi} = 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь

$$G = r_{\perp}^2 (E - \Omega_{\text{F}} L)^2 + \mathcal{M}^2 L^2 c^2 - \mathcal{M}^2 r_{\perp}^2 E^2, \quad (4.5)$$

T это температура, альвеновский фактор

$$A = 1 - \frac{\Omega_{\text{F}}^2 r_{\perp}^2}{c^2} - \mathcal{M}^2, \quad (4.6)$$

квадрат альвеновского числа Маха

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\mu\eta^2}{n}. \quad (4.7)$$

Производная $d/d\Psi$ действует только на интегралы движения. Релятивистское уравнение Бернулли $u_{\text{p}}^2 = \Gamma^2 - u_{\text{ф}}^2 - 1$ имеет форму

$$\frac{\mathcal{M}^2}{64\pi^4 r_{\perp}^2} \left(\frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \right)^2 = \frac{K}{r_{\perp}^2 A^2} - \mu^2 \eta^2, \quad (4.8)$$

где

$$K = r_{\perp}^2 (e')^2 (A - \mathcal{M}^2) + \mathcal{M}^4 r_{\perp}^2 E^2 - \mathcal{M}^4 L^2 c^2 \quad (4.9)$$

и $e' = E - \Omega_{\text{F}} L$.

Из уравнений (4.4) и (4.8) можно получить [12] (теперь с учетом тепловых членов) следующее уравнение на $d\mathcal{M}^2/dr_{\perp}$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{(e')^2}{\mu^2 \eta^2} - 1 + \frac{\Omega_{\text{F}}^2 r_{\perp}^2}{c^2} - A \frac{c_s^2}{c^2} \right] \frac{d\mathcal{M}^2}{dr_{\perp}} = \frac{\mathcal{M}^6 L^2 c^2}{A r_{\perp}^3 \mu^2 \eta^2} + \\ + \frac{\Omega_{\text{F}}^2 r_{\perp} \mathcal{M}^2}{c^2} \left[2 - \frac{(e')^2}{A \mu^2 \eta^2} \right] + \mathcal{M}^2 \frac{e'}{\mu^2 \eta^2} \frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \frac{de'}{d\Psi} + \\ + \frac{\mathcal{M}^2 r_{\perp}^2}{2c^2} \frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \frac{d\Omega_{\text{F}}^2}{d\Psi} - \mathcal{M}^2 \left(1 - \frac{\Omega_{\text{F}}^2 r_{\perp}^2}{c^2} + 2A \frac{c_s^2}{c^2} \right) \frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\Psi} - \\ - \left[\frac{A}{n} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_n + \left(1 - \frac{\Omega_{\text{F}}^2 r_{\perp}^2}{c^2} \right) T \right] \frac{\mathcal{M}^2}{\mu} \frac{d\Psi}{dr_{\perp}} \frac{ds}{d\Psi}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Здесь c_s это скорость звука, определенная как $c_s^2 = (\partial P / \partial n)_s / m_p$, P — давление, и дальше мы предполагаем, что температура плазмы нерелятивистская, то есть $c_s \ll c$. Уравнения (4.8) и (4.10) полностью описывают течение после определения интегралов и задания граничных условий.

Для того, чтобы избежать токового слоя на границе выброса и оставить там только гидродинамический разрыв, мы предполагаем, что внутри течения электрический ток замыкается полностью к границе выброса. Это достигается заданием интегралов $L(\Psi)$ и $\Omega_F(\Psi)$ таким образом, чтобы они равнялись нулю на границе джета, определяемой условием $\Psi = \Psi_0$. Это обеспечивает равенство нуля на границе электрического поля и тороидальной компоненты магнитного поля. Скорость стремления к нулю этих функций выбрана таким образом, чтобы на границе также, в силу уравнения (4.8) стремилась к нулю величина полоидального магнитного поля, а вместе с ней и полоидальной скорости. В результате, давление на границе внутри джета обеспечивается только тепловым давлением плазмы, характеризуемой скоростью звука c_{jet} и концентрацией плазмы n_{jet} . Именно эта сила должна быть равна силе внешнего давления для равновесного джета без предположения о наличии токового слоя на границе течения. Мы решаем численно систему уравнений [A6] на функцию магнитного потока $\Psi(r_\perp)$ и квадрат альвеновского числа Маха $\mathcal{M}^2(r_\perp)$. Локальная релятивистская энтальпия w для политропного состояния вещества и показателем политропы $\Gamma = 5/3$ может быть записано в виде

$$w = \frac{c_{\text{jet}}^2}{(\Gamma - 1)} \left(\frac{n}{n_{\text{jet}}} \right)^{\Gamma-1}, \quad (4.11)$$

где локальная концентрация плазмы n находится из уравнения

$$\mathcal{M}^2 n = 4\pi\eta^2 m_p c^2 \left[1 + \frac{1}{\Gamma - 1} \frac{c_{\text{jet}}^2}{c^2} \left(\frac{n}{n_{\text{jet}}} \right)^{\Gamma-1} \right]. \quad (4.12)$$

Мы решаем систему МГД уравнений из [A6] для граничных условий $\Psi(0) = 0$ и

$$P|_{r_\perp=d/2-0} = P_{\text{ext}}. \quad (4.13)$$

Нужно отметить, что из-за равенства нуля интегралов $L(\Psi)$ и $\Omega_F(\Psi)$ на границе джета, толщина окончательного замыкания тока стремится к нулю и не разрешается напрямую в рамках нашего подхода. Но, как показано в [A6], полное давление

в этой неразрешенной области сохраняется в точности:

$$\frac{d}{dr_{\perp}} \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0. \quad (4.14)$$

Это означает, что численное решение содержит остаточный ток и остаточное тороидальное магнитное поле B_{φ} .

Здесь мы более аккуратно учитываем члены, связанные с конечной температурой, как видно из уравнения (4.12). Для поиска решения мы применяем итеративную процедуру. Для фиксированного квадрата альвеновского числа Маха на оси M_0^2 мы задаем давление P_{ext} на границе. Это давление определяет концентрацию плазмы на границе n_{jet} , а вместе с заданным M_0^2 и концентрацию плазмы на оси n_0 . Вычислив последнюю, мы решаем систему уравнений от $r_{\perp=0}$ до границы $\Psi = \Psi_0$ и получаем из решения давление на границе $P^{(\text{solution})}$. В результате итерационной процедуры мы находим такое P_{ext} которое в точности равняется давлению на решении: $P^{(\text{solution})} = P_{\text{ext}}$. Таким образом мы получаем зависимость давления на границе выброса от ширины джета d .

Эта процедура полностью позволяет учесть вклад тепловых членов и решить задачу о форме границы с их учетом. Результатом вычислений является зависимость $d(P_{\text{ext}})$. Для каждого значения внешнего давления мы получаем решение на поперечном срезе выброса $r = \text{const}$. Отсюда для выбранной зависимости $P_{\text{ext}}(r)$ получим неявно заданную форму границы $d(r)$. Такой подход означает, что мы пренебрегаем в уравнениях производными вдоль джета по r по сравнению с производными поперек джета по r_{\perp} в изначально двумерных уравнениях Грэда–Шафранова и Бернулли. Это может быть сделано для течений, сколимированных не хуже параболы [A2] и течений с малыми углами раскрытия [10].

Мы обнаружили, что для слабо нагретого течения с выбранной скоростью звука на границе $c_0^2 = 0.001c^2$ тепловые эффекты слабо влияют на решение внутри выброса, играя роль только на его границе. Мы обнаружили, что для выбранной величины c_0^2 , отличие полученной зависимости давления от ширины джета от зависимости в холодном случае становится заметной только для больших значений M_0^2 (больше десятка, для начальной замагниченности порядка 10 – 20), слабо влияя на форму границы только далеко от места излома. Мы проверили, что тепловые эффекты меняют значения индекса k_2 на величину порядка единиц процентов. Эффекты от высокой температуры должны быть исследованы отдельно.

Предложенная модель с электрическим током, полностью замкнутым внутри джета, естественным образом имеет медленную оболочку, наблюдаемую, например, в выбросе из M87 [35]. Из-за выбора интегралов, внешние части джета имеют меньшие скорости, стремясь на границе к полной остановке течения с $\Gamma(d/2) = 1$. Такая медленная оболочка может быть следствием различных механизмов: медленного истечения с диска или внешней частью изначально быстрого течения, подверженного пинч-неустойчивости. [23]. В нашей модели медленная оболочка возникает естественно из-за предположения о переходе течения во внешнюю среду только с гидродинамическим контактным разрывом [A6].

4.1.3 Переход от сильно к слабо замагниченному течению

Необходимо подчеркнуть, что решаемая нами система уравнений с граничными условиями описывает как сильно так и слабо замагниченное течение. При этом локальная ширина выброса d зависит только от величины внешнего давления P_{ext} . На Рисунке (4.1) показана зависимость безразмерного внешнего давления \tilde{p} от безразмерной ширины джета \tilde{d} в результате решений уравнений Бернулли и Грэда–Шафранова [A6]. Давление измеряется в единицах

$$p_0 = \left(\frac{\Psi_0}{2\pi R_L^2 \sigma_M} \right)^2, \quad (4.15)$$

так что $P_{ext} = \tilde{p} p_0$. Ширина джета измеряется в единицах светового цилиндра: $d = \tilde{d} R_L$. Мы видим (см. Рисунок (4.1)), что давление имеет различную степенную зависимость от ширины выброса на малых и на больших расстояниях. Такое поведение наблюдается для каждого значения начальной замагниченности σ_M , но положение излома происходит для разной ширины \tilde{d} . например, при $\sigma_M = 50$ давление меняет свою зависимость от d от

$$P \propto d^{-3.7} \quad (4.16)$$

ближе к началу джета до

$$P \propto d^{-2.4} \quad (4.17)$$

ниже по течению. Конкретные значения показателей степени практически не зависят от σ_M . Впервые изменение давления вдоль выброса было отмечено в работах [13; 20].

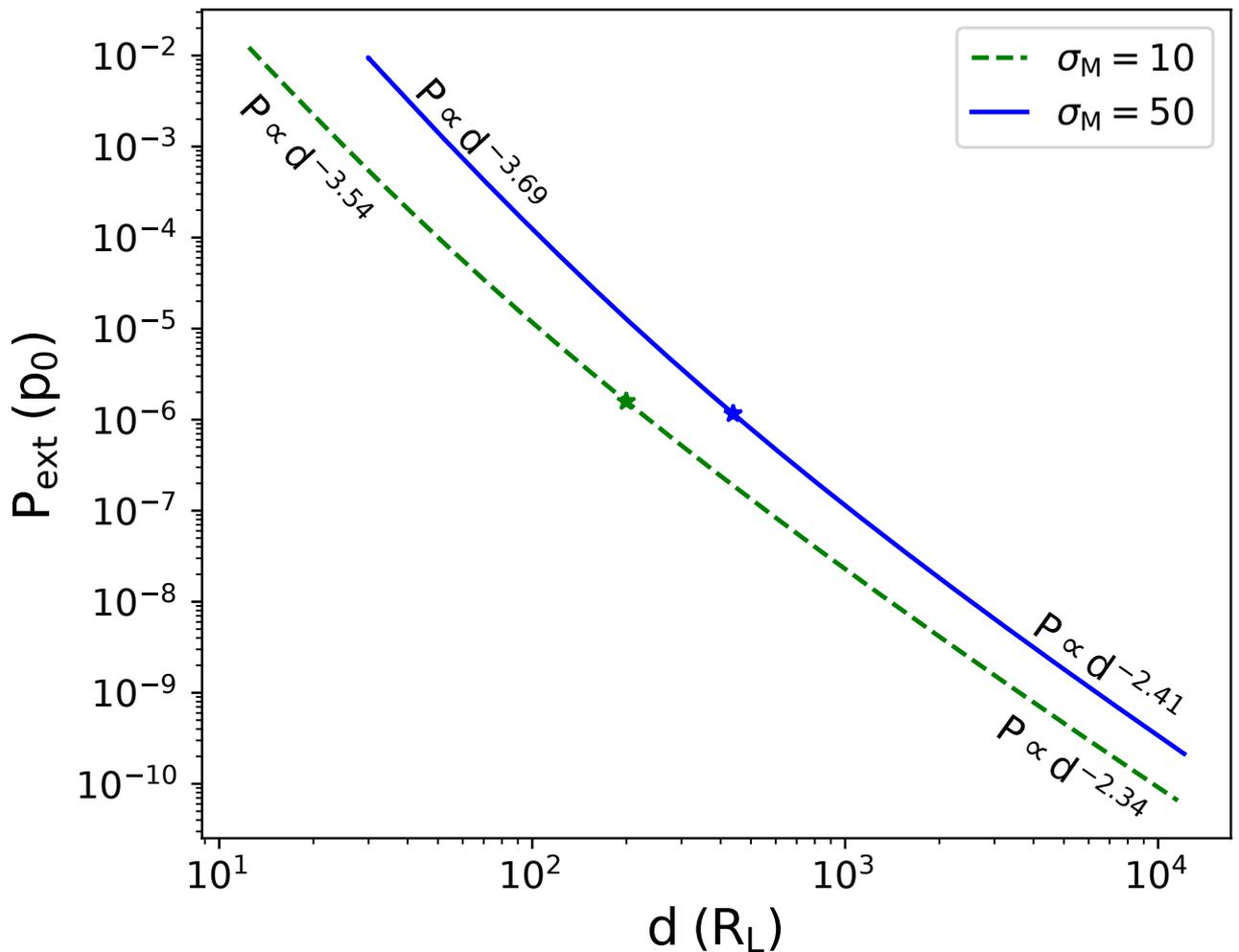


Рисунок 4.1 — Безразмерное давление внешней среды \tilde{p} как функция безразмерной ширины джета \tilde{d} для двух различных значений параметра замагниченности Майкеля $\sigma_M = 10, 50$, с касательными к асимптотическим режимам. Начало каждой кривой определяется положение альвеновской поверхности на оси. Положение излома (перехода от одной степенной зависимости к другой), отмеченное звездой, зависит от начальной замагниченности течения.

Мы предполагаем, что джет находится в равновесии с внешней средой. Для моделирования формы границы выброса мы выбираем зависимость внешнего давления от расстояния вдоль джета r в виде степенного закона

$$P_{\text{ext}} = P_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-b}. \quad (4.18)$$

Такой профиль давления соответствует сферической аккреции Бонди [64—66] с показателем степени $b \in (1.5; 2.5)$ для разных моделей. Максимальное значение показателя степени 2.5 соответствует классическому трансзвуковому течению Бонди. Такая зависимость давления со значением показателя степени $b \approx 2.0$ позволяет нам воспроизвести квазипараболическую форму границы выброса на малых и коническую формы на больших расстояниях вдоль джета. Используя степенные зависимости (4.16), (4.17) и (4.18), получаем для малых r (режим сильно замагниченного течения)

$$d \propto r^{0.54}. \quad (4.19)$$

Соответственно, на больших расстояниях (режим насыщения, слабо замагниченное течение):

$$d \propto r^{0.83}. \quad (4.20)$$

Как мы видим, качественно, показатели степеней формы джетов на разных масштабах длины находятся в хорошем согласии с данными наблюдений. Таким образом, мы воспроизводим границу выброса, которая меняет свою форму от параболической к конической, без предположения об изменяющемся профиле внешнего давления, как в работе [36]. Задавая физически обоснованную зависимость внешнего давления от расстояния, мы получаем два различных степенных закона для формы границы на разных расстояниях от черной дыры. Например, для характерной массы центральной черной дыры $M = 10^9 M_\odot$ и спина $a_* = 0.5$, радиус светового цилиндра равен $R_L \approx 7 \times 10^{-4}$ пк. Задав полный магнитный поток в выбросе величиной $\Psi_0 = 10^{32}$ Гс см² [28; 29; A7], который соответствует величине магнитного поля на масштабах гравитационного радиуса $B(r_g) \approx 1400$ Гс. Для этих характерных параметров, ширина выброса в изломе, обозначенная звездой на Рисунке 4.1, имеет типичные значения 0.2 — 1.0 пк в соответствие с наблюдательными результатами [A1].

В безразмерных единицах зависимость \tilde{p} от \tilde{d} и положение точки излома зависят только от начальной замагниченности джета σ_M . Режим насыщения

ускорения наступает когда $\Gamma = \sigma_M/2$ — поток кинетической энергии плазмы становится равен потоку вектора Пойнтинга, ускорение плазмы становится медленным. По данным кинематики в парсековых джетах начальная замагниченность $\lesssim 100$ [33], тогда как оценки σ_M , полученные по данным измерений видимого сдвига ядра, дают значения порядка $\lesssim 20$ [A2]. В размерных величинах ширина джета в изломе определяется радиусом светового цилиндра, или массой и спином черной дыры (в случае джета Блэндфорда–Знайека). Расстояние до излома вдоль выброса определяется полным магнитным потоком в выбросе и величиной внешнего давления.

4.1.4 Замагниченность

Проверим предположение о том, что излом в джете соответствует переходу от сильно к слабо замагниченному режиму. Замагниченность течения определяется как отношение потока вектора Пойнтинга (1.26) к потоку кинетической энергии частиц (1.27). Используя определения фактора Лоренца течения Γ и полного электрического тока I , перепишем это выражение для замагниченности (1.28) в виде:

$$\sigma = \Omega_F \frac{L - \Omega_F r_\perp^2 E/c^2}{E - \Omega_F L - \mathcal{M}^2 E}. \quad (4.21)$$

Для каждого заданного среза r мы вычисляем максимальное значение σ , так как замагниченность σ поперек джета переменна. Она всегда меньше единицы на оси выброса и, в рассматриваемой нами модели, на его границе. Первое выполнено всегда, так как вектор Пойнтинга ведет себя на оси как

$$|\mathbf{S}| \propto I = \pi j r_\perp^2 + o(r_\perp^2) \quad (4.22)$$

если плотность тока j не имеет сингулярности на оси $r_\perp = 0$. Таким образом, $\sigma \rightarrow 0$ на оси выброса. Замагниченность равна нулю на границе в модели с замыканием полного электрического тока внутри выброса. В силу выбора интегралов $E(\Psi)$, $L(\Psi)$ и $\Omega_F(\Psi)$ (B17), вектор Пойнтинга и замагниченность достигают максимума на поверхности $\Psi = \Psi_0/2$. Именно на этой магнитной поверхности течение достигает максимальной скорости на каждом заданном поперечном срезе. В качестве критерия перехода течения от сильно к слабо замагниченному режиму, мы выбираем условие равенства единице максимальной замагниченности на

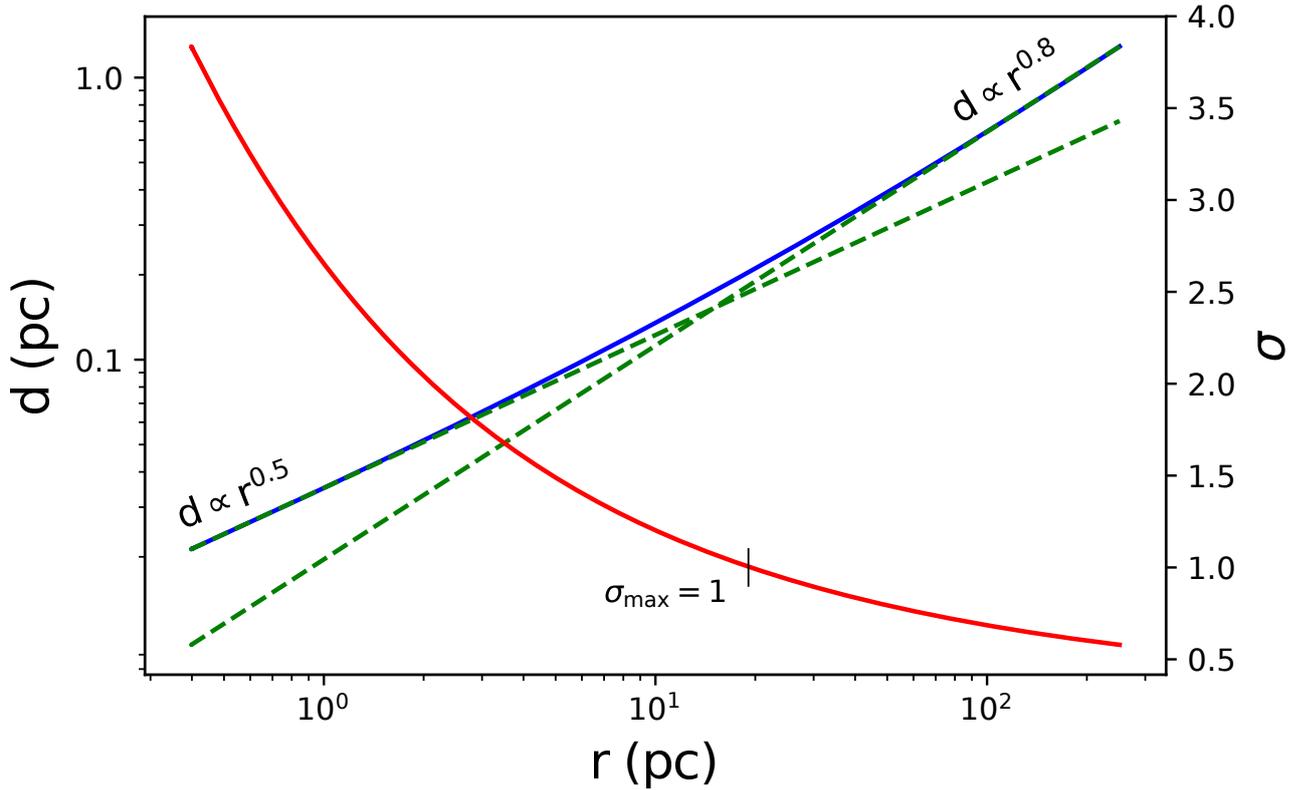


Рисунок 4.2 — Пример формы границы (сплошная голубая линия) для $\sigma_M = 50$ и $P_0 = 10^{-6}$ дин/см² на расстоянии $r_0 = 10$ пк. Максимальная замагниченность на заданном срезе изображена сплошной красной линией, черный вертикальный штрих отмечает $\sigma_{\max} = 1$. Точка перехода формы границы от одного степенного закона к другому (зеленые штриховые линии) примерно совпадает с положением штриха: точкой, где максимальная замагниченность на срезе выброса становится равной единице.

данном срезе. При этом в остальной части выброса в энергии течения уже доминируют частицы, а не электромагнитное поле.

На Рисунке 4.2 изображена максимальная замагниченность для заданного срезе выброса и форма границы джета. В качестве параметров выбраны начальная замагниченность $\sigma_M = 50$, а параметры черной дыры и самого выброса — такие же, как в 4.1.3. Положение излома джета джета зависит от величины внешнего давления (4.15) и (4.18), и здесь мы используем, для примера, значение $P_0 = 10^{-6}$ дин/см² на $r_0 = 10$ пк. Мы видим, что излом формы происходит примерно там, где течение становится слабо замагниченным. Для больших значений параметра начальной замагниченности, достижение равномерного и излом будут происходить при большей ширине джета в единицах R_L в соответствии с (1.8).

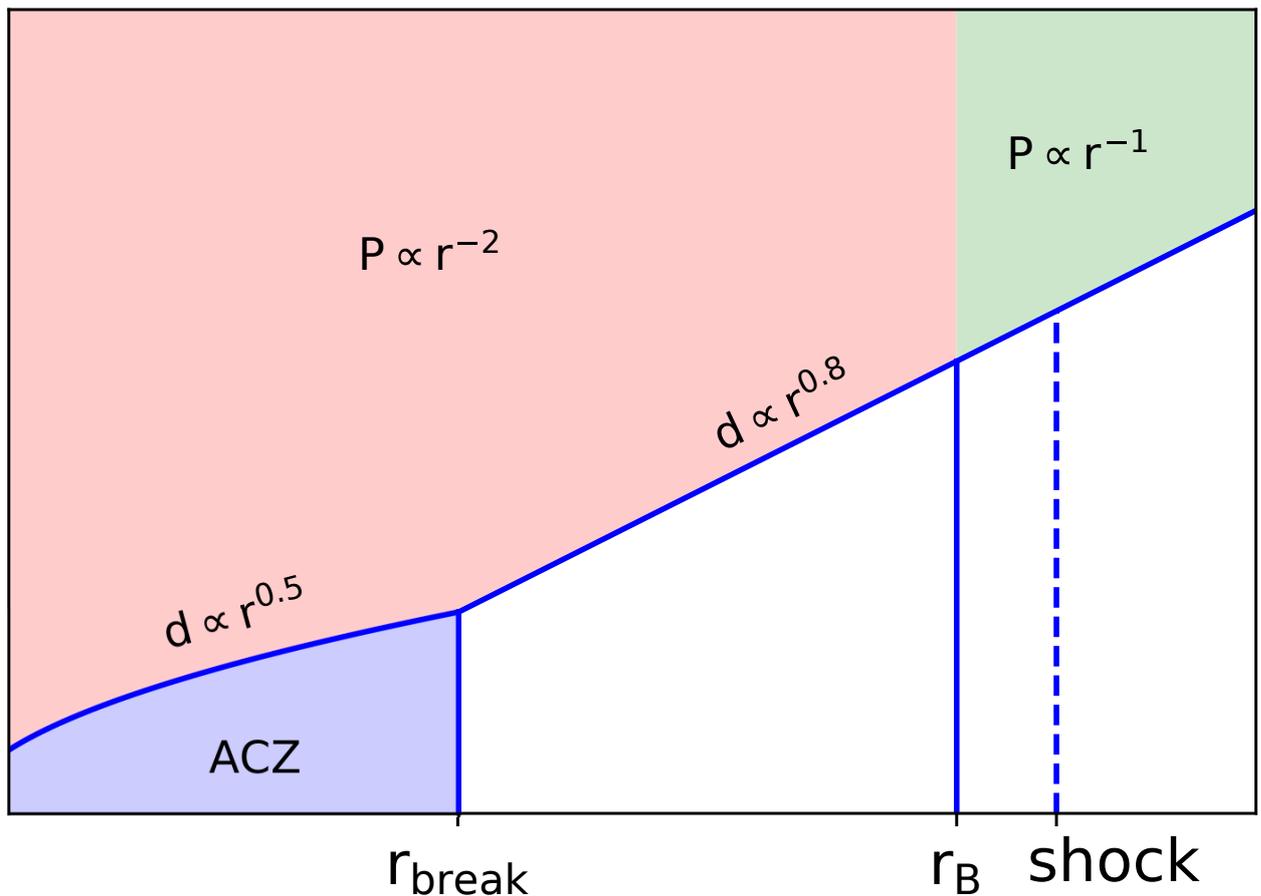


Рисунок 4.3 — Схематический рисунок возможной границы выброса для внешнего давления с различным профилем, меняющемся на радиусе Бонди r_B . Предположительно, выброс ускоряется, сохраняя параболическую форму (так называемая зона ускорения и коллимации). После достижения равномерного $\sigma = 1$ на расстоянии r_{break} форма границы становится конической вплоть до радиуса Бонди.

4.1.5 Роль сферы Бонди

Мы показали, что изменение формы границы выброса, наблюдаемой в дюжине близких источников, может быть объяснена внутренними свойствами течения — переходом от сильно замагниченного течения к слабо замагниченному — даже при одном профиле внешнего давления $P \propto r^{-2}$, соответствующем сферической аккреции Бонди. Тем не менее, есть указания на то, что профиль давления может меняться на разных масштабах длины. Измерения концентрации частиц в межзвездной среде около активного ядра в M87 в работе [63] показывает, что плотность меняется с расстоянием от черной дыры как $\rho \propto r^{-1}$ от масштабов

400 пк и внутрь вплоть до ожидаемого радиуса Бонди $r_B \sim 100 - 250$ пк. Температура на расстояниях 100 – 1000 пк примерно постоянна [63]. Это означает, что вне и на масштабах радиуса Бонди профиль давления ведет себя как $P \propto r^{-1}$. Для расстояний меньше ~ 150 пк данных о давлении нет. Есть еще один масштаб длины, это так называемая сфера влияния, радиус которой ожидается порядка $10^5 - 10^6 r_g$ [1]. Форма границы и положение излома границы r_{break} при переходе в слабо замагниченному режиму в нашей модели предполагает масштабы длины внутри сферы Бонди. Например, в случае галактики M87 мы наблюдаем $r_{\text{break}} \approx 40$ пк [A8] меньше, чем r_B . Это же верно и для источника NGC 4261 [42], где переход происходит внутри сферы влияния (в отсутствие оценок для радиуса Бонди). На Рисунке 4.3 схематично представлена форма границы выброса для разных профилей давления внешней среды. Можно предполагать, что внутри сферы Бонди плазма эффективно ускоряется вплоть до расстояния r_{break} , с границей квазипараболической формы, описываемой (4.19). Это так называемая зона ускорения и коллимации, обсуждаемая в работе [1]. На расстояниях $r_{\text{break}} < r < r_B$ джет приобретает коническую форму (4.20). Вплоть до r_B выброс находится в равновесии с внешним давлением $P_{\text{jet}} = P_{\text{ext}}$. Если на расстояниях $r > r_B$ внешнее давление приобретает более пологий профиль, то давление внутри конического слабо замагниченного выброса становится меньше внешнего с возможным появлением стоячей ударной волны. Таким образом, мы предсказываем появление яркой стационарной особенности вблизи радиуса Бонди и ниже по течению, чем излом формы выброса. На такой ударной волне мы ожидаем разогрев течения и продолжающееся коническое баллистическое расширение [1]. Положение особенности HST-1 в джете из M87 вблизи ожидаемого r_B и ниже по течению, чем r_{break} , соответствует такой картине.

4.1.6 Предсказание эволюции ускорения джетов

На Рисунке 4.4 мы изобразили максимальный фактор Лоренца вдоль джета, вычисленный в рамках нашей модели. Фактор Лоренца в сильно замагниченном джете ведет себя как $\Gamma \propto r_{\perp}$, что для параболической формы выброса дает зависимость $\Gamma \propto r^{0.5}$. После достижения течением равномерного распределения, ускорение продолжается, но медленнее любой степени (логарифмически медленно) (см.,

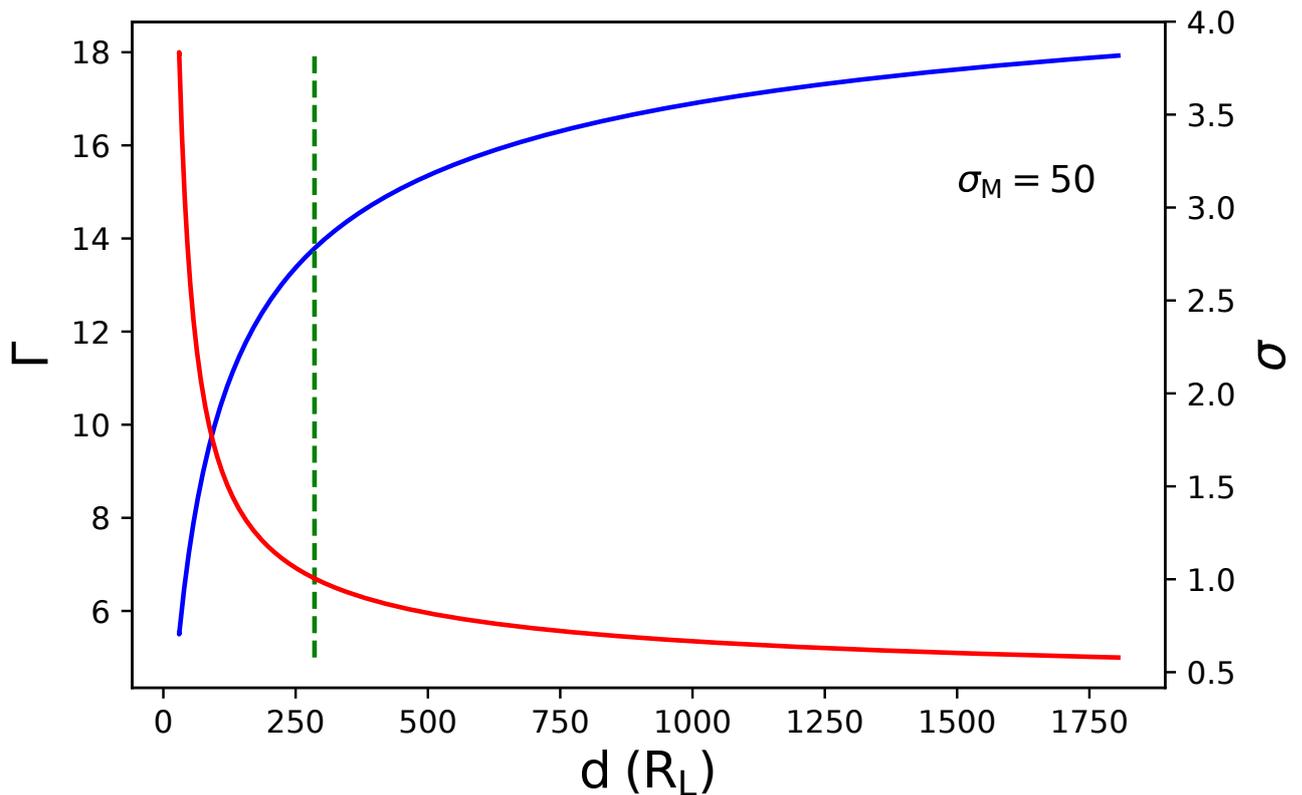


Рисунок 4.4 — Пример эволюции фактора Лоренца (сплошная синяя линия) как функция расстояния вдоль джета в радиусах светового цилиндра для $\sigma_M = 50$. Красная кривая показывает максимальную замагниченность на данном срезе выброса. Положение среза с $\sigma_{\max} = 1$ показано зеленой штриховой линией, и оно совпадает с изломом формы границы выброса. Ускорение плазмы в джете должно быть эффективным до излома и становится очень медленным после него.

например, [12]). Между двумя этими режимами есть переходная область. Таким образом, мы ожидаем, что в источниках с изломом формы границы должно наблюдаться следующее поведение фактора Лоренца: эффективный рост до излома, затем медленный рост. Такое поведение наблюдается в источнике 1N 0323+342 [40]. С другой стороны, наблюдаемые в радиодиапазоне скорости в M87 [35] показывают насыщение ускорения гораздо раньше излома. Наблюдения в оптическом диапазоне [170] подтверждают продолжение ускорения дальше до значения фактора Лоренца $\Gamma = 6$ в HST-1, расположенном дальше излома. Это может указывать на то, что самые быстрые компоненты не были обнаружены в радиодиапазоне.

Наше предсказание поведения скорости находится в согласии с данными наблюдений программы MOJAVE, показывающими систематическое ускорение ярких особенностей вблизи оснований джетов [32; 34], тогда как на расстояниях $\gtrsim 10 - 20$ парсек чаще наблюдается замедление или постоянная скорость [32].

Замедления не предсказываются в рамках рассмотренной нами модели, но могут быть естественным следствием крайне медленного ускорения вместе с нагружением джета веществом из внешней среды.

4.1.7 Заключение

Предложена модель, позволяющая объяснить изменение формы границы релятивистского струйного выброса. Аккуратный учет перехода джет–внешняя среда предсказывает изменение формы от параболической к конической для внешнего давления, создаваемого сферической аккрецией Бонди. В этой модели для удержания джета требуется меньшее давление, чем в предыдущих моделях. Изменение формы происходит, когда замагниченность течения становится меньше единицы. При этом должно наблюдаться изменение характера ускорения джета — переход от эффективного ускорения к более медленному [12]. Последнее подтверждается наблюдательными данными, в частности, кинематикой ярких особенностей [32; 34].

Предложенная модель позволяет связать геометрические параметры выброса с его физическими параметрами. Этому посвящена следующая глава.

4.2 Определение параметров черной дыры и выброса по геометрическим параметрам излома формы

Параметры черной дыры и внешней среды играют ключевую роль в моделях, объясняющих запуск джетов и активность сверхмассивной черной дыры в центрах активных ядер галактик. Прямые измерения этих параметров крайне сложны, и для их оценок применяется моделирование. Мы предлагаем использовать измерения геометрии формы джетов — мест перехода формы границы от параболической к конической форме — для оценки этих величин. Для этого мы будем использовать наблюдения вместе с аналитическим моделированием. В этом разделе мы предлагаем метод определения радиуса светового цилиндра R_L , спин черной дыры a_* и амплитуду внешнего давления по измерениям излома в джетах. Для величины спина мы используем безразмерный параметр $a_* = J/M^2$, в определении которого J и M это угловой момент и масса черной дыры соответственно.

Если основным источником мощности джета является процесс экстракции вращательной энергии черной дыры (процесс Блэндфорда–Знайека), то максимальная эффективность этого процесса обеспечивается, когда угловая скорость вращения магнитных поверхностей Ω_F равна половине угловой скорости вращения черной дыры Ω_H [21]. В численном моделировании вклад этого процесса в энергетику выброса был получен в виде превышения мощности джета над мощностью аккреции в работе [19] для экстремально вращающейся черной дыры со спином $a_* > 0.9$. С другой стороны, численное моделирование эволюции масс и спинов СМЧД предсказывают такое экстремально быстрое вращение для красных смещений $z > 2$ и средние значения спина до $a_* \approx 0.1$ для источников с более низким красным смещением [171–173]. [174] и [175] оценили спины черных дыр солнечных масс и сверхмассивных черных дыр моделируя линию $K\alpha$, которая, предположительно, производится холодным тонким диском в непосредственной близости от черной дыры и отражается горячей короной. Этот метод применим для источников типа Сейферт I, так как существенно использует анализ формы широких линий. Более неявный метод основан на соотношении между величиной магнитного поля, мощностью джета и спином черной дыры в работах [176; 177]. Этот метод был применен для целого ряда СМЧД в различных источниках, включая радиогалактики.

Понимание роли внешней среды в коллимации выбросов развивалось вместе с аналитическим и численным моделированием. Первые детально разработанные модели были посвящены самоколлимации выбросов [166; 167; 178—180] и пренебрегали ролью внешней среды. При этом выбросы коллимировались натяжением тороидального магнитного поля создаваемого ненулевым суммарным электрическим током. Развитие численного моделирования потребовало работы с внешней средой. В работе [20] в качестве коллимирующей среды были использованы твердые стенки для исследования влияния формы выброса на режим ускорения плазмы в нем. Другие численные модели рассматривают существенное влияние внешней среды, моделируя распространение в ней джета на ранних стадиях эволюции [15; 59] с формированием кокона и потенциальным нагружением джета внешним веществом [23]. В последней работе в результате моделирования был получен выброс параболической формы вплоть до масштабов 10^5 гравитационных радиусов, что находится в хорошем согласии с наблюдениями джета из M87 [36]. Важность среды в процессе коллимации выброса была показана в работах [14; 20; 181].

Используя интерпретацию возникновения излома джета, предложенную в предыдущих главах [A1], мы связываем изменение геометрии выброса с изменением его замагниченности. В рамках модели с замкнутым в джете током (раздел 4.1.2, [A1; A6], мы видим, что изменение формы границы совпадает с переходом течения от сильно к слабо замагниченному режиму. Эта связь позволяет нам оценить такие параметры АЯГ как спин черной дыры, радиус светового цилиндра и величина внешнего давления. В случае неизвестной массы черной дыры, предполагая, что в АЯГ для эффективного запуска выброса спин должен лежать в пределах $\sim (0.1, 0.99)$, мы можем оценить массу черной дыры с точностью до одного порядка величины.

Эта работа основана на выборке из [A1]. Мы используем следующие 12 источников с измеренной геометрией выброса в изломе: два из работ [36; 40], и десять источников, исследованных в работе [A1] с использованием техники сложения карт [48]. Мы не используем данные по источнику NGC 4162 [42], так как методика измерения ширины выброса в этой работе существенно отличается от методики, примененной к остальным источникам. Она основана на оценке на исключении участков с низкой яркостью, что может приводить к недооценке ширины выброса на больших расстояниях от ядра. В выборке есть источник типа BL Lac — TXS 0815—094 — красное смещение которого неизвестно. Поэтому в

результате мы работаем с 11 источниками, для которых положение излома и его ширина могут быть оценены в парсеках. Параметры этих источников приведены в Таблицах 4.1–4.2. При оценке спинов черных дыр мы также используем дополнительно 72 источника с квазиконической формой границы. Предполагая, что в этих источниках также есть переход от параболической к конической форме, не обнаруженный из-за ограниченной разрешающей способности инструментов, и что этот излом лежит на расстояниях порядка $(10^5 - 10^6)r_g$ (гравитационных радиусов) [A1], мы делаем некоторые оценки и для них. Полный список источников и их параметров приведен в Таблице 1 в [A1].

Обнаружение изменения формы джета в 13 близких источниках может говорить о том, что это явление типично для струйных выбросов из АЯГ, но не обнаружено в более далеких источниках из-за недостаточного разрешения [A1]. Идея связать излом формы с внутренними свойствами джетов была предложена в работе [A1] основываясь на модели из [A6]. Форма джета характеризуется k -индексами в зависимости ширины джета d от расстояния r вдоль выброса: $d \propto r^k$. Мы используем два значения индекса для источников с заметным изменением формы границы: $k_1 \approx 0.5$ в квазипараболической области и $k_2 \approx 1.0$ в квазиконической.

Модель, предложенная в работе [A6], исследует одно из возможных решений проблемы аккуратного перехода от джета во внешнюю среду. Для того, чтобы избежать появления токового слоя на границе, [A6] предложили рассмотреть теплое течение со следующими особенностями: (i) полный электрический ток I замыкается внутри джета специальным выбором интегралов, сохраняющихся на магнитных поверхностях Ψ : угловой скорости $\Omega_F(\Psi)$ и плотности потока углового момента $L(\Psi)$; (ii) интеграл плотности потока энергии $E(\Psi)$ имеет тепловое слагаемое, которое остается единственным на границе джета, определяемой условием $\Psi = \Psi_0$. Эта модель имеет несколько свойств, важных для нас. Эффекты, связанные с конечной температурой плазмы, пренебрежимо малы вплоть до границы джета [A1]. Магнитное и электрическое поле полностью исчезают на границе выброса. Скорость плазмы уменьшается к границе и становится на ней равной нулю. Это может быть естественным объяснением наблюдаемой в джетах медленной оболочки [35].

Мы предполагаем, что джет на границе находится в равновесии с внешней средой: давление внешней среды равно давлению внутри джета. В общем случае, последнее составляют давление и натяжение магнитного поля и тепло-

вое давление плазмы. В нашей модели на границе только тепловое давление уравнивает давление внешней среды. Достаточно близко к границе выполнено [A6] (4.14), где магнитное давление определяется величиной магнитного поля B , P это тепловое давление, и мы используем цилиндрическую систему координат $\{r_{\perp}, \varphi, r\}$. Именно сохранение суммарного давления для внешней нерелятивистской части течения [A6] позволяет нам связать давление внешней среды с остаточным током внутри выброса, так как вне светового цилиндра тороидальная компонента поля доминирует над полоидальной. Основная часть электрического тока замыкается в основном объеме выброса в рамках этой модели. Так как остаточный ток существенно меньше максимального [A6], выражение (4.14) показывает, что внешнее давление, необходимое для удержания выброса, меньше, чем предполагалось раньше. Это позволяет воспроизвести форму джета с изломом для величин давления, близких к измеренным вблизи M87 [A1; 63; A8].

Как показано в разделе 4.1.3, в рамках модели можно получить зависимость внешнего давления от локальной ширины джета. Полученная таким образом функция $P(d)$ может быть приближена двумя степенными зависимостями с гладким переходом между ними. В работе [A1] показано, что этот переход совпадает со срезом джета, на котором течение из сильно замагниченного становится слабо замагниченным, и поток вектора Пойнтинга сравнивается с потоком кинетической энергии плазмы. Мы связываем это с различным режимом ускорения плазмы в двух этих областях. В самом деле, в основной части выброса, где доминируют электрическое и магнитное поля, а скорость течения еще может считаться релятивистской, давление в системе отсчета плазмы пропорционально

$$P \propto B_{\text{P}}^2 + B_{\varphi}^2 - E^2 \propto B_{\text{P}}^2 + \frac{B_{\varphi}^2}{\Gamma^2}. \quad (4.23)$$

Пользуясь универсальной связью между полоидальной и тороидальной компонентами поля, получаем

$$P \propto B_{\varphi}^2 \left(\frac{R_{\perp}^2}{r_{\perp}^2} + \frac{1}{\Gamma^2} \right). \quad (4.24)$$

В области эффективного ускорения (1.8), получаем

$$P \propto \frac{B_{\varphi}^2}{r_{\perp}^2} \propto \frac{I^2}{r_{\perp}^4}, \quad (4.25)$$

а в области насыщения ускорения $\Gamma \approx \text{const}$:

$$P \propto \frac{B_{\varphi}^2}{\Gamma^2} \propto \frac{I^2}{r_{\perp}^2}. \quad (4.26)$$

Отсюда различные зависимости давления от ширины выброса, примерно совпадающие с зависимостями (4.16)-(4.17) для медленно меняющейся амплитуды электрического тока вдоль выброса.

Для зависимости внешнего давления от расстояния вдоль выброса $P(r)$, соответствующего сферически симметричной аккреции Бонди (4.18), где $b \approx 2$ (см. обсуждение в [A8]), получается форма границы выброса $d \propto r^{0.5}$ выше излома по течению и $d \propto r^{0.9}$ ниже излома, в хорошем согласии с результатами наблюдений в [A1].

Если верна связь появления излома с изменением режима течения, то геометрические параметры излома дают возможность связать их с физическими параметрами самого выброса, центральной СМЧД и внешнего давления. Как было показано в работах [10; 12; 14] в рамках численного и аналитического моделирования, в идеальном МГД течении фактор Лоренца растет линейно с расстоянием от оси выброса до достижения равенства между потоком кинетической энергии частиц и потоком энергии электромагнитного поля. Насыщение этого “идеального” ускорения наступает примерно на радиусе джета

$$r_{\perp} \approx \sigma_M R_L, \quad (4.27)$$

где начальная замагниченность σ_M , а радиус светового цилиндра связан с характерной угловой скоростью магнитных поверхностей $R_L = c/\Omega_F(0)$. Хорошее соответствие между величиной начальной замагниченности σ_M и типично наблюдаемыми факторами Лоренца течения [A2] косвенно это подтверждают.

Мы предлагаем оценить параметры черной дыры, выброса и внешней среды, используя условия равенства потоков энергии в изломе и геометрические параметры в изломе, измеренные в РСДБ наблюдениях. Для набора значений параметра замагниченности Майкеля σ_M мы вычисляем зависимость давления от ширины выброса. В безразмерных величинах эти функции зависят только от σ_M . Каждую функцию мы приближаем двумя степенными зависимостями, которые пересекаются в изломе с безразмерными “координатами”: ширина выброса $d_*(\sigma_M)$, нормализованная на радиус светового цилиндра, и безразмерное давление в изломе $P_*(\sigma_M)$. Возвращаясь к размерным переменным, мы сопоставляем параметры излома с данными моделирования следующим образом: ширина джета в изломе связана с d_* как

$$d_*(\sigma_M) = \frac{d_{\text{break}}}{2R_L} \quad (4.28)$$

Таблица 4.1 — Параметры источников с изломом, собранные из работ [40] для 0321+340 (1H 0323+342), [A8] для 1228+026 (M 87) и [A1] для остальных источников.

Источник	z	θ_{obs} ($^{\circ}$)	M_1 ($\log M_{\odot}$)	M_2 ($\log M_{\odot}$)	d_{break} (пк)	$r_{\text{break}}^{\text{deproj}}$ (пк)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0111+021	0.047	5.0	0.28 ± 0.03	27.31
0238-084	0.005	49.0	8.19	5.51	0.05 ± 0.01	0.49
0321+340	0.061	6.3	...	8.6 (7.30)	1.16	106.07
0415+379	0.049	13.4	...	8.21	0.74 ± 0.03	29.00
0430+052	0.033	18.7	8.13	7.52	0.29 ± 0.04	5.77
1133+704	0.045	5.0	8.21	...	0.50 ± 0.02	14.80
1228+126	0.004	14.0	9.82	...	1.24 ± 0.04	43.00
1514+004	0.052	15.0	0.34 ± 0.02	13.10
1637+826	0.024	18.0	8.78	...	0.16 ± 0.01	3.30
1807+698	0.051	7.3	8.51	7.14	0.25 ± 0.04	12.83
2200+420	0.069	7.6	...	8.23	0.95 ± 0.04	24.57

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) красное смещение, собранное в работе [A1]; (3) угол наблюдения, данные собраны в работе [A1]; (4) масса черной дыры, определенная из кинематики (по дисперсии скоростей звезд, газа или скоплений); (5) оценка массы черной дыры опосредованными методами. Метод, основанный на предположении о корреляции между скоростями движения в области широких линий с размером этой области и УФ/оптической светимостью (для 0321+340 второе значение); метод фундаментальной плоскости (2200+420) и метод корреляции массы ЧД со светимостью балджа (0321+340, первое значение); (6) ширина джета в изломе; (7) расстояние от ЧД до излома вдоль джета.

Таблица 4.2 — Параметры источников с изломом, собранные из работ [40] для 0321+340 (1H 0323+342), [A8] для 1228+026 (M 87) и [A1] для остальных источников.

Source	k_1	k_2	FR	FR
			класс	ссылка
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0111+021	0.495 ± 0.077	0.934 ± 0.054	...	[182]
0238-084	0.391 ± 0.048	1.052 ± 0.081	I	[183]
0321+340	0.6	1.41	I	[184]
0415+379	0.468 ± 0.026	1.175 ± 0.046	II	[185]
0430+052	0.556 ± 0.070	1.131 ± 0.027	I	[186]
1133+704	0.528 ± 0.040	0.828 ± 0.047	...	[187]
1228+126	0.57	0.90	I	[188]
1514+004	0.564 ± 0.048	0.886 ± 0.022	...	[189]
1637+826	0.506 ± 0.041	0.730 ± 0.029	I	[190]
1807+698	0.388 ± 0.087	1.023 ± 0.025	II	[191]
2200+420	0.537 ± 0.057	1.124 ± 0.009	I	[192]

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) k -индекс выше излома (квазипараболическое течение); (3) k -индекс ниже излома (квазиконическое течение); (4) Класс источника Фанарова–Райли (FR); (5) ссылка на определение класса FR.

а безразмерное давление с давлением P_{break} в изломе как

$$P_*(\sigma_M) = \frac{P_{\text{break}}}{p_0}, \quad (4.29)$$

где характерное давление определяется выражением

$$p_0 = \left(\frac{\Psi_0}{2\pi R_L^2 \sigma_M} \right)^2, \quad (4.30)$$

с полным магнитным потоком в выбросе Ψ_0 . Характерное магнитное поле задается величиной $\Psi_0/(\sqrt{\pi/2}R_L^2\sigma_M)$. Из (4.18) и (4.30) положение излома вдоль джета определяется давлением и задается выражением

$$r_{\text{break}} = r_0 \left[\frac{P_*}{P_0} \left(\frac{\Psi_0}{2\pi R_L^2 \sigma_M} \right)^2 \right]^{-1/b}. \quad (4.31)$$

Вычисляя в рамках модели d_* и P_* для обычно хорошо ограниченных из кинематики величин σ_M , мы можем найти из (4.28) радиус светового цилиндра, а из (4.31) амплитуду давления внешней среды P_0 на заданном расстоянии r_0 .

Полученные оценки зависят от величины начальной замагниченности течения σ_M . Этот параметр равен максимальному фактору Лоренца $\Gamma_{\max} = \sigma_M$, который может быть достигнут течением, если вся энергия электромагнитного поля перекачана в кинетическую энергию частиц. Аналитическое и численное моделирование показывает, что эффективное ускорение плазмы происходит примерно до состояния равнораспределения, которое соответствует $\Gamma \sim \sigma_M/2$. Это позволяет ограничить значения σ_M для выбранного источника, если в нем наблюдается сверхсветовое движение ярких особенностей. К сожалению, для шести источников из нашей выборки, перечисленных в Таблицах 4.3–4.4, не было обнаружено сверхсветовое движение. Это может быть связано с относительно большими углами наблюдения джетов в выборке и дебустингом.

Еще один способ ограничить фактор Лоренца течения, а с ним и замагниченность, заключается в вычислении параметра поперечной причинной связности (см. раздел 1.6) Γ_{χ_j} , связанного с углом полураскрыва выброса χ_j . Для $\Gamma_{\chi_j} \lesssim 1$ течение является причинно связанным поперек, что значит, что возмущения на границе выброса (или его внутренней части), движущейся со сверхмагнитозвуковой скоростью, могут достичь оси выброса. Моделирование показывает, что этому условию удовлетворяют эффективно ускоряющие выбросы [10; 20], с фактором Лоренца, подчиняющимся $\Gamma \propto r_{\perp}$. Наблюдения дают для этого параметра медианное значение $\Gamma_{\chi_j} = 0.17$ [48], где $\tan \chi_j = d/2r$. Мы в рамках нашего моделирования вычисляем значение этого параметра вдоль выброса. Выражение Γ_{χ_j} принимает примерно постоянное значение в конической области, где ускорение прекращается, а угол раскрыва становится постоянным. Таким образом, для источников без наблюдаемого сверхсветового движения, мы можем ограничить σ_M так, чтобы вдали от источника произведение Γ_{χ_j} стремилось бы к значению примерно 0.17. Для источников со сверхсветовым движением мы руководствуемся наблюдаемым значением фактора Лоренца при выборе σ_M .

4.2.1 Методы оценки масс черных дыр в выборке

Для того, чтобы выразить измеренные расстояния в физическом масштабе гравитационных радиусов черной дыры, нам нужно собрать оценки масс черных дыр в центре источников выборки. Есть несколько методов оценок масс ЧД (см., например, [53]). Двумя самыми надежными методами являются кинематика (дисперсия скоростей звезд, газа или звездных скоплений) и метод реверберационного картографирования. В последнем используются скорости облаков — источников широких линий, — движущихся в гравитационном потенциале центральной ЧД. Размер облаков определяется по задержке между вспышкой в ионизованном континууме и соответствующей вспышкой в широких линиях. Менее аккуратный метод использует оценку размера области широких линий по эмпирической корреляции между размером области широких линий и спектральной светимостью (см. [53] и ссылки там). Для оценки размера и скоростей области широких линий в рамках этого метода необходимы измерения спектральной светимости λL_λ на длине волны λ (в ангстремах) и полной ширины оптической линии на половине максимума (FWHM). Именно этим методом были получены оценки масс СМЧД для большинства источников нашей выборки. Ниже мы обозначаем M_1 массу, определенную первыми двумя методами и M_2 — третьим методом.

Для оценки массы ЧД M_2 по корреляции между размером области широких линий и светимостью в линиях, мы пользуемся, в основном, наблюдениями из работы [56] с несколькими исключениями (см. ссылки в Таблице 1 в работе [A1]). Формулы для оценки масс ЧД по линиям H β и MgII взяты из работы [57]:

$$\frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} = 4.74 \left(\frac{\lambda L_{5100}}{10^{44} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.61} \left(\frac{\text{FWHM}_{\text{H}\beta}}{\text{км с}^{-1}} \right)^2, \quad (4.32)$$

$$\frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} = 3.37 \left(\frac{\lambda L_{3000}}{10^{44} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.47} \left(\frac{\text{FWHM}_{\text{MgII}}}{\text{км с}^{-1}} \right)^2, \quad (4.33)$$

а для линии CIV из работы [58]:

$$\frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} = 4.57 \left(\frac{\lambda L_{1350}}{10^{44} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{0.53} \left(\frac{\text{FWHM}_{\text{CIV}}}{\text{км с}^{-1}} \right)^2. \quad (4.34)$$

Для источников с данными по нескольким линиям мы использовали в первую очередь измерения линии H β . Мы также проверили, что все источники имеют

красное смещение $z < 0.9$ для надежного определения оптической линии. Всего в нашей выборке 45 источников с массой, определенной этим методом.

Источники с массами M_1 , полученными непосредственно по кинематике газа, звезд и скоплений в окрестности СМЧД, это в основном источники с подтвержденным изломом (см. колонку четыре в Таблице 4.1). Это неудивительно, так как это ближайшие к нам АЯГ. Всего таких источников шесть (см. Таблицу 4.1). Мы видим явную дихотомию в оценках масс M_1 и M_2 , полученных разными методами для одного и того же источника. Массы M_1 в нашей выборке больше масс M_2 , хотя систематического вывода на малом количестве объектов сделать нельзя.

Для массы СМЧД в центре 0321+340 (1N 0323+342) мы используем две оценки. Корреляция между размером области широких линий и светимостью в оптических линиях дает меньшее значение $M = 10^{7.3} M_{\odot}$ (второе значение в пятой колонке в Таблице 4.1). Но анализ, основанный на популяционных свойствах, выполненный в работе [193], и выброс в геометрии излома, отмеченный в работах [40; A1], указывают на возможную недооценку массы этим методом. Поэтому для источника 0321+340 мы также используем значение массы СМЧД, полученное в работе [193], базируясь на соотношении между массой СМЧД и светимостью сфероида: $M = 10^{8.6} M_{\odot}$ (первое значение в пятой колонке в Таблице 4.1).

Для источников с обнаруженным изломом мы используем в нашем анализе массы, полученные всеми возможными способами. Для источников конической формы, в которых мы ожидаем наличие излома, мы пользуемся массами, оцененными методом корреляции размер области широких линий — светимость в оптических линиях, так как это самый массовый метод для этих источников, и его использование обеспечивает однородность выборки.

4.2.2 Оценки спинов черных дыр

Измерение ширины выброса в изломе d_{break} напрямую дают величину размера светового цилиндра R_L в рамках модели. Для джета, запущенного механизмом Блэндфорда–Знайека, в этом случае можно определить и спин черной дыры. В самом деле, начальное значение замагниченности хорошо ограничено из кинематики джетов [34] и оценке по сдвигу ядра [A2], давая $\sigma_M < 50$ для

большинства джетов в АЯГ. Для интервала значений параметра замагниченности $\sigma_M \in [5; 50]$, безразмерная ширина выброса в изломе d_* изменяется на фактор примерно четыре, позволяя даже без точной оценки σ_M оценить радиус светового цилиндра как

$$R_L = \frac{d_{\text{break}}}{2d_*(\sigma_M)} \quad (4.35)$$

по наблюдаемой величине d_{break} с точностью до того же фактора четыре. Эта оценка может быть уточнена, если есть ограничения на параметр начальной замагниченности, как обсуждалось в разделе 4.2.

Радиус светового цилиндра $R_L = c/\Omega_F$ может быть связан с гравитационным радиусом ЧД $r_g = GM/c^2$ и ее спином используя условие $\Omega_F = \Omega_H/2$, где коэффициент $1/2$ соответствует максимальной эффективности процесса Блэндфорда–Знайека [21]. Таким образом, спин черной дыры может быть записан через R_L и r_g как

$$a_* = \frac{8(r_g/R_L)}{1 + 16(r_g/R_L)^2}. \quad (4.36)$$

Обычно считается, что для эффективного запуска джетов необходим спин ненамного меньше предельной величины, близкой к единице. В численное моделирование обычно используется значение спина более 0.9 для эффективного запуска джетов [19]. В работе [67] при моделировании тени черной дыры в M87 использовались ненулевые значения спина 0.5, 0.75 и 0.94. С другой стороны, моделирование эволюции масс и спинов СМЧД вследствие аккреции и слияний, предсказывают для близких источников красным смещением $z < 2$ более скромные значения спинов: $|a_*| \in (0.1, 0.7)$, с тенденцией для более массивных ЧД иметь меньшие значения спина [171—173]. И эти предсказания не берут в расчет угловой момент, уносимый джетом. В самом деле, скорость уноса углового момента выбросом можно оценить как

$$\frac{d}{dt}\mathcal{L} = \frac{1}{c} \int_0^{\Psi_0} L(\Psi)d\Psi, \quad (4.37)$$

а потери электромагнитной энергии у основания джета, что для высокой начальной замагниченности является хорошей оценкой всей мощности выброса, задается выражением

$$W_j = \frac{1}{c} \int_0^{\Psi_0} \Omega_F L(\Psi)d\Psi. \quad (4.38)$$

Простейшие оценки дают связь $\dot{\mathcal{L}} = 2W_j/\Omega_{\text{H}}$. Для характерных значений параметров $a_* = 0.1$, $M_{\text{BH}} = 10^9 M_{\odot}$ и $W_j = 10^{43}$ эрг с^{-1} скорость потери углового момента можно оценить величиной 10^{48} г $\text{см}^2 \text{с}^{-2}$. По этим причинам мы ожидаем для близких источников величину спина порядка $|a_*| \in (0.1; 1)$. Эта величина может быть меньше в случае эффективного уноса момента джетом, хотя этот результат зависит от темпа аккреции [194].

Для источников с измеренной шириной джета в изломе мы пользуемся значениями масс СМЧД, собранных в Таблице 4.1, и определенных методами дисперсии скоростей, корреляцией между размером области широких линий и светимостью (в линиях), корреляции массы ЧД со светимостью балджа и методом фундаментальной плоскости. Для различных значений начальной замагниченности мы вычисляем безразмерную ширину d_* выброса в изломе. Объединяя данные измерений ширины выброса в изломе d_{break} и величины гравитационного радиуса r_g с моделированием и используя выражения (4.35) и (4.36) мы оцениваем спины черных дыр. На Рисунке 4.5 изображены величины спинов для интервала значений параметра замагниченности $\sigma_{\text{M}} \in [5; 50]$. Спины четырех из девяти источников выборки попадают в ожидаемый нами интервал $|a_*| \in (0.1; 0.99)$. Отметим, что величины спинов, полученные для масс M_1 примерно на порядок выше спинов, вычисленных с использованием масс M_2 , хотя пока источников слишком мало для того, чтобы сделать какое-то заключение по этому поводу.

Полученный интервал значений спинов может быть ограничен. Выбирая в качестве предпочтительного значения параметра замагниченности или наблюдаемый фактор Лоренца, или такое значение, чтобы значение параметра причинной связности стремилось к наблюдаемому значению $\Gamma\chi_j \approx 0.17$ [48], мы получаем значение спина, согласованное с кинематикой (отмечены точкой на Рисунке 4.5). В конической области выброса с постоянным углом раскрыва и медленно меняющимся фактором Лоренца (насыщение ускорения), параметр $\Gamma\chi_j$ стремится к постоянному значению. Мы выбираем σ_{M} чтобы воспроизвести $\Gamma\chi_j \approx 0.17$ и тем самым оценить величину $|a_*|$. Мы видим, что большие значения начальной замагниченности σ_{M} в интервале 20–50 предпочтительны (см. Таблицу 4.3), так как $\Gamma\chi_j$ при это близко к своему медианному значению из наблюдений. Выбранные таким образом σ_{M} представлены в третьей колонке в Таблице 4.3, оценки для $|a_*|$ в седьмой колонке и вычисленные в рамках модели $\Gamma\chi_j$ в девятой колонке соответственно. Мы отметили черной точкой значения спина из Таблицы 4.3 для источников в верхней части Рисунке 4.5. Для источников с массами, определенными

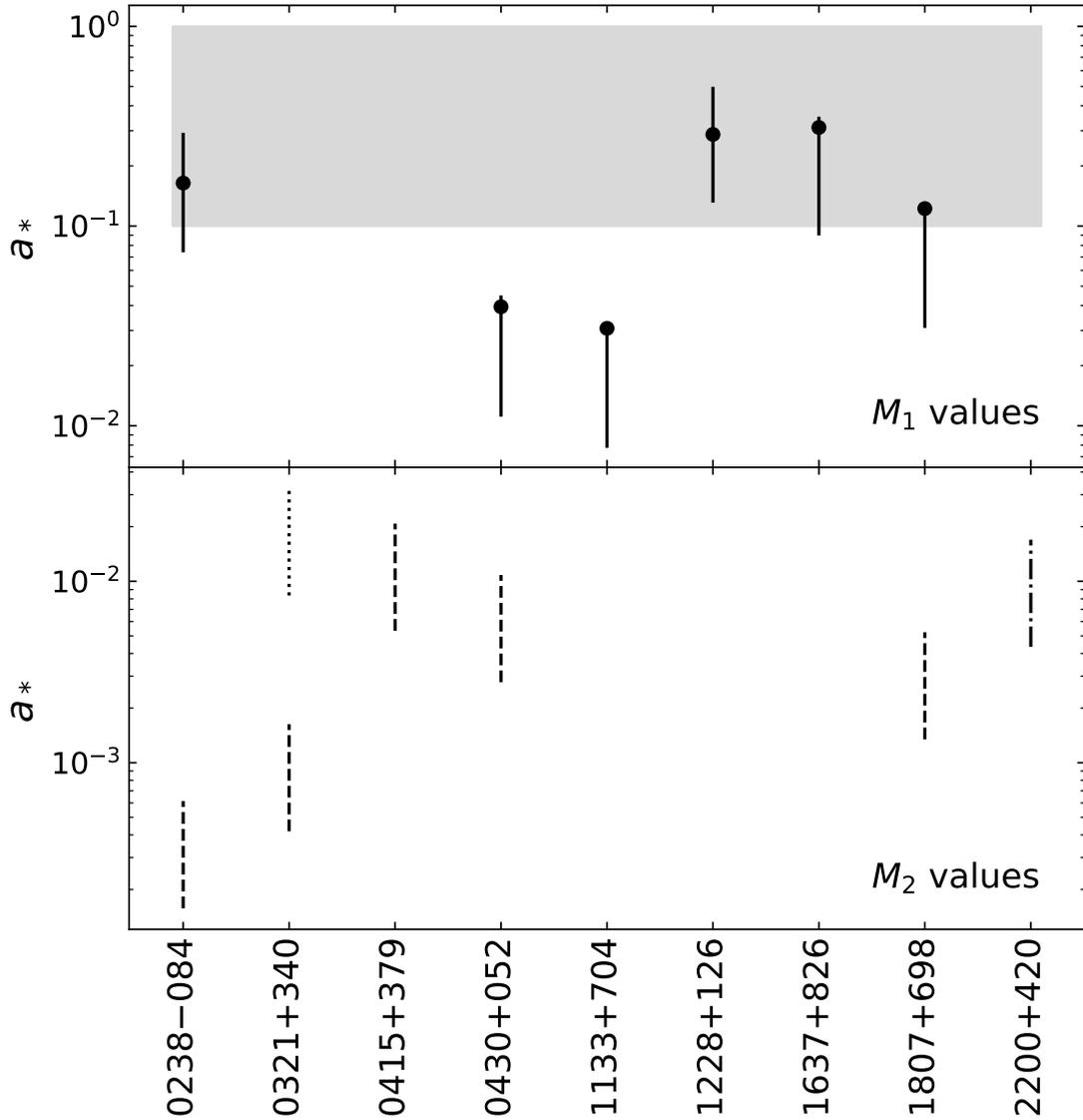


Рисунок 4.5 — Оценки спинов для девяти источников с подтвержденным изменением геометрии выброса и известными массами. Серая полоса показывает рассматриваемый нами в качестве допустимого интервал значений спинов $a_* \in (0.1; 0.99)$. Вертикальными линиями обозначены индивидуальные интервалы спинов для каждого источника для интервала начальной замагниченности от $\sigma_M = 5$ (нижний конец) до $\sigma_M = 50$ (верхний конец). Верхняя часть рисунка соответствует массам M_1 (сплошные линии). Значения спина, соответствующие выбранному параметру σ_M в Таблице 4.3 выделенным черным кружком. На нижней части рисунка представлены оценки спина для масс M_2 . Пунктирная линия обозначает источник с массой ЧД, определенной по светимости балджа; штриховая линия соответствует источникам с массами, определенными по корреляции между размером области широких линий и светимостью в оптических линиях; штрихпунктирная линия соответствует массе, определенной методом фундаментальной плоскости (см. детали в [53]).

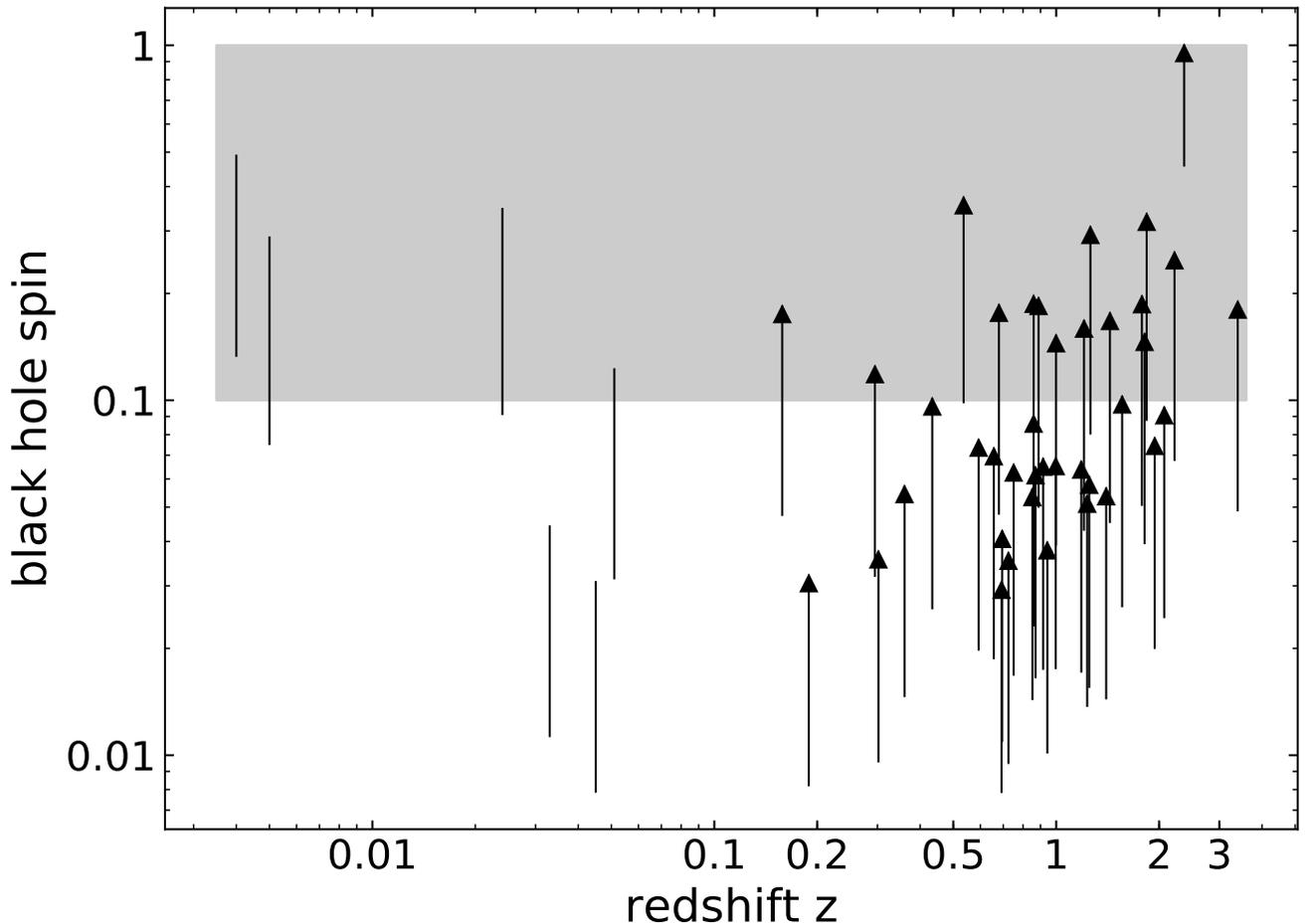


Рисунок 4.6 — Оценки значений спинов для 39 источников с массами M_2 как функция красного смещения. В качестве оценки сверху на ширину выброса в предполагаемом изломе мы использовали ширину ядра. Это означает, что приведенные величины спинов — оценки снизу, что обозначено стрелками. Интервал замагничности от $\sigma_M = 5$ (нижний конец вертикальных линий) до $\sigma_M = 50$ (верхний конец). Мы также использовали в рисунке шесть источников с измеренной шириной выброса в изломе из Рисунка 4.5.

ми по кинематике газа, звезд или звездных скоплений, среднее значение спинов из Таблицы 4.3 равно 0.16, а медианное значение — 0.14. Это соответствует нижней границе ожидаемых спинов черных дыр в близких источниках из моделирования эволюции [171—173].

Для того, чтобы оценить снизу величины спинов в других источниках с измеренным индексом k , имеющим одно значение, мы используем размер ядра как оценку сверху на ширину джета в изломе. Для этого была использована медиана размеров ядер для разных эпох на частоте 15 ГГц [34]. Форма джетов исследовалась на расстоянии 5 микросекунд дуги от ядра, поэтому в источниках с конической формой может быть два случая. Если ядро лежит в конической обла-

Таблица 4.3 — Модельные и оцененные параметры черных дыр и выбросов для источников с известной массой: радиус светового цилиндра и спин ЧД

Source (B1950)	Γ_{obs}	σ_{M}	R_{L} (10^{-3} пк)	a	a_*	$\Gamma\chi_j$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
0111+021	1	50	1.18	0.04
0238−084	1	20	0.37	0.040	0.16	0.19
				8.3×10^{-5}	3.3×10^{-4}	
0321+340	20	50	4.89	7.8×10^{-3}	0.03	0.04
				3.9×10^{-4}	1.6×10^{-3}	
0415+379	20	50	3.12	0.10
				5.0×10^{-3}	0.02	
0430+052	8	40	1.14	9.4×10^{-3}	0.04	0.16
				2.3×10^{-3}	0.01	
1133+704	1	50	2.11	7.4×10^{-3}	0.03	0.13
1228+126 ^a	10	20	9.00	0.037	0.30	0.15
1514+004	1	50	1.43	0.09
1637+826	1	40	0.75	0.076	0.30	0.16
1807+698	1	50	0.11	0.029	0.12	0.08
				1.3×10^{-3}	5.0×10^{-3}	
2200+420	11	50	4.01	4.1×10^{-3}	0.02	0.15

^a Для 1228+126 (M87) оценка σ_{M} согласована с максимальным значением фактора Лоренца $\Gamma \sim 10$ из [170].

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) наблюдаемый фактор Лоренца, полученный по β_{app} и θ_{obs} из Таблицы 1 из работы [A1]; (3) параметр начальной замагниченности σ_{M} , оцененный по Γ_{max} или по значению $\Gamma\chi_j$; (4) радиус светового цилиндра; (5) отношение гравитационного радиуса к радиусу светового цилиндра; первая строка — масса, полученная кинематическими методами (включая метод фундаментальной плоскости для BL Lac); вторая строка — методом корреляции размера области широких линий со светимостью в линиях; (8) спин черной дыры; (9) максимальное значение величины $\Gamma\chi_j$ вдоль выброса, вычисленное в рамках моделирования.

Таблица 4.4 — Модельные и оцененные параметры черных дыр и выбросов для источников с известной массой: магнитный поток, амплитуда давления внешней среды и масса ЧД

Source (B1950)	$\log_{10} W_j$ (эрг/с)	W_j ссылка	$\log_{10} \Psi_0$ (Гс см ²)	$\log_{10} P_{\text{break}}$ (дин / см ²)	$\log_{10} M$ (M_{\odot})
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
0111+021	44.57	[110]	33.54	−5.26	8.4–9.7
0238−084	43.27	[195]	32.39	−4.56	8.0–9.2
0321+340	44.76	[110]	34.26	−6.29	9.1–10.3
0415+379	45.78	[110]	34.57	−4.89	8.9–10.2
0430+052	44.94	[195]	33.80	−4.80	8.6–9.8
1133+704	44.48	[110]	33.75	−5.84	8.7–10.0
1228+126 ^a	43.59		33.43	−7.91	
1514+004	45.22	[107]	33.95	−4.77	8.6–9.8
1637+826	44.80	[190]	33.46	−4.44	8.3–9.5
1807+698	45.11	[110]	33.77	−4.61	8.4–9.7
2200+420	45.06	[110]	34.32	−5.82	9.0–10.3

^a параметры 1228+126 (M87) вычислялись иначе, чем для остальных источников. Это связано с наличием оценки величины давления внешней среды около M87. Известное значение давления внешней среды позволяет вычислить все параметры источника, в то время, как для остальных источников мы используем оценку мощности джета для определения величины полного магнитного потока.

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) полная мощность джета по соотношению из [101] за исключением источника M87, для которого мы оцениваем мощность по имеющимся оценкам давления внешней среды; (3) ссылка на работу, из которой взяты измерения спектральной плотности потока на частотах 300–400 МГц; (4) полный магнитный поток в джете, определенный по мощности (4.42), за исключением источника M87; (5) давление P_{break} в точке излома, соответствующее значение для M87 вычислено из данных работы [63]; (6) масса черной дыры, оцененная из ширины джета в изломе и ограничении на значение спина [0.1, 1) (4.2.3).

сти, и значит ширина ядра больше ширины джета в изломе. Если же ядро лежит в параболической области, то излом должен быть ненамного дальше, и, значит, ширина ядра дает хорошую оценку ширины излома формы выброса [A1]. При этом мы получаем оценку спина снизу.

На Рисунке 4.6 для всех 39 источников нашей выборки мы изображаем интервал спина для интервала $\sigma_M \in [5; 50]$ как функцию красного смещения z . При оценке масс мы использовали метод, основанный на корреляции размера области широких линий и светимости в оптических линиях. Мы вычисляем среднее и медианное значение спина для выборки для $\sigma_M = 50$ как типичного значения параметра начальной замагниченности у источников с обнаруженным изломом. Среднее и медианное значение оценки равны 0.14 и 0.09 соответственно. Таким образом, нижние оценки спинов на Рисунке 4.6 находятся в хорошем согласии с эволюционным моделированием, предсказывающим значения спина для близких источников порядка 0.1. Мы не видим источников с большими спинами > 0.9 , ожидаемыми для красных смещений $z > 2$, возможно, из-за малого (четыре) количества таких источников в выборке.

Мы также видим, что спины, вычисленные по оценкам ширины ядер, находятся в согласии со спинами, полученными для источников с изломом и массами M_1 (см. обсуждение разных масс ниже). Это может указывать на то, что изломы в нашей выборке в самом деле расположены вблизи ядра на 15 ГГц. На Рисунке 4.9 ядра расположены на расстоянии 5 мас от левого конца горизонтального отрезка диапазона длины, для которой был вычислен индекс k . Так как, видимо, ширины ядер хорошо отражают ширину джета в ожидаемом изломе, то левый конец горизонтального отрезка хорошо приближает положение излома в нашей выборке. Таким образом, в самом деле, мы ожидаем, что в большинстве источников положение излома находится в интервале $r_{\text{break}} \in (10^5; 10^6)r_g$ [A1].

Отметим намечающуюся на Рисунке 4.6 тенденцию нижних оценок спинов к возрастанию с ростом красного смещения. Для верхних концов этих оценок мы находим наклон функции $\log_{10} |a_*|$ от $\log_{10}(1 + z)$ равный 0.84, что близко к найденному в [176] значениям от 0.43 до 1.1 для близких источников ($z \lesssim 3.4$). Возможно, что эта корреляция не значима, так как мы имеем дело с нижними оценками спинов и из-за связи красного смещения с линейным разрешением.

Здесь нужно отметить, что результаты для спинов зависят от выбранной модели. Выбранные здесь интегралы движения соответствуют течению, стартовавшему близко к черной дыре [A1; A6]. Мы не включали в рассмотрение

возможное течение с диска, описываемое моделью Блэндфорда–Пейна [178]. Учет этого течения может повлиять на оценки спинов следующим образом: ожидаемый радиус выброса в изломе будет больше для того же радиуса светового цилиндра в центральной части течения. Это может увеличить оценки спина черной дыры $|a_*|$. Сравнение оценок спина в рамках двух моделей мы обсуждаем ниже в разделах 4.4.6 и 4.4.9.

Еще одна причина обнаружения низких спинов может быть связана с эффектом селекции. Ширина джета в изломе пропорциональна радиусу светового цилиндра. Таким образом, более низкие спины соответствуют более широкому выбросу, и именно поэтому они разрешены текущими наблюдениями.

4.2.3 Анализ оценок масс черных дыр

Еще одно возможное объяснение низких спинов может быть связано с неопределенностью в оценках масс черных дыр. Изменение оценки массы СМЧД сильно влияет на оценку спина по излому. Для источника 1H 0323+342 уже обсуждалось, что метод корреляции размера области широких линий со светимостью в оптических линиях может давать заниженную оценку массы [40; 193], и то же самое может быть верно и для остальных источников. Многочисленные исследования вспышек в АЯГ [196—199] указывают на то, что эта активность приводит к значительным флуктуациям в излучении в линиях, ставя под сомнение возможность надежно использовать светимость в линиях для оценки размера области широких линий и, тем самым, массы черной дыры.

Мы попытались найти корреляции масс с другими параметрами источников. На Рисунке 4.7 мы изобразили зависимость масс СМЧД от красного смещения z . Для малых z , значения M_2 демонстрируют существенно больший разброс, чем для больших красных смещений. В то же время, все значения M_1 находятся около величины $10^9 M_\odot$. Мы изобразили массы как функции угла наблюдения (см. Рисунок 4.8). Большие углы наблюдения θ_{obs} соответствуют меньшим значениям M_2 , и этот эффект не наблюдается для M_1 . Для исследования возможной отрицательной корреляции между M_2 и θ_{obs} , мы взяли выборку источников с M_2 за исключением 0238–084 (нижняя правая точка на Рисунке 4.8) как возможного сильного драйвера корреляции. Для 44 источников мы получили, что коэффициент ран-

говой корреляции Спирмена равен -0.44 , а p -уровень значимости (вероятность случайной корреляции) равен 0.0026 . Таким образом, мы обнаружили статистически значимую корреляцию между оценкой массы черной дыры по оценке размера области широких линий по светимости в линиях с углом наблюдения выброса.

Обнаруженная анти-корреляция $M_2 - \theta_{\text{obs}}$ не может быть объяснена физическим эффектом. В этом случае наблюдение джетов под большими углами, где излучение подавлено из-за релятивистского движения плазмы вдоль выброса, должно означать большую мощность джета. Мощность выброса, запущенного в основном процессом Блэндфорда–Знайека, может быть оценена как [22] $W_j \propto c(\Psi_0/\pi R_L)^2$. Чем меньше масса черной дыры, тем меньше ее гравитационный радиус и, при одном и том же спине, меньше радиус светового цилиндра. Однако, для магнитного потока, связанного с темпом аккреции как $\Psi_0 \propto \sqrt{\dot{M}r_g}$ (см., например, [19]), а темп аккреции (Бонди) определяется соотношением $\dot{M} \propto M^2$, то соответствующее падение полного магнитного потока, пронизывающего магнитосферу черной дыры, компенсирует рост мощности, связанный с уменьшением радиуса светового цилиндра, выполняется соотношение $W_j \propto M^2$, хорошо известное для выбросов, запущенных процессом Блэндфорда–Знайека [21; 177; 194]. Таким образом, мы считаем, что обнаруженная анти-корреляция не может быть объяснена какими-то физическими причинами и связана с методом определения масс.

Выборка из масс M_1 не имеет корреляции с углом наблюдения, хотя этот вывод основан на выборке только из семи источников.

Найденная анти-корреляция $M_2 - \theta_{\text{obs}}$ говорит о том, что при использовании метода оценки размера области широких линий по светимостям в линиях для оценки масс центральных черных дыр необходимо учитывать угол наблюдения. Относительно большие углы наблюдения могут влиять на величину геометрического фактора в методе, или частичное затмение внутренних областей (например, тором) повлиять на светимость или ширину линий. Этот эффект важен для более близких источников, так как мы можем детектировать джеты с большими углами к картинной плоскости с подавленным из-за прожекторного эффекта излучением только для близких источников. Мы заключаем, что для нашей выборки массы M_2 , определенные с помощью соотношения между размером области широких линий и светимости в линиях, могут быть недооценены, что подтверждается для источника 0321+340. А это, в свою очередь, существенно влияет на оценки спинов.

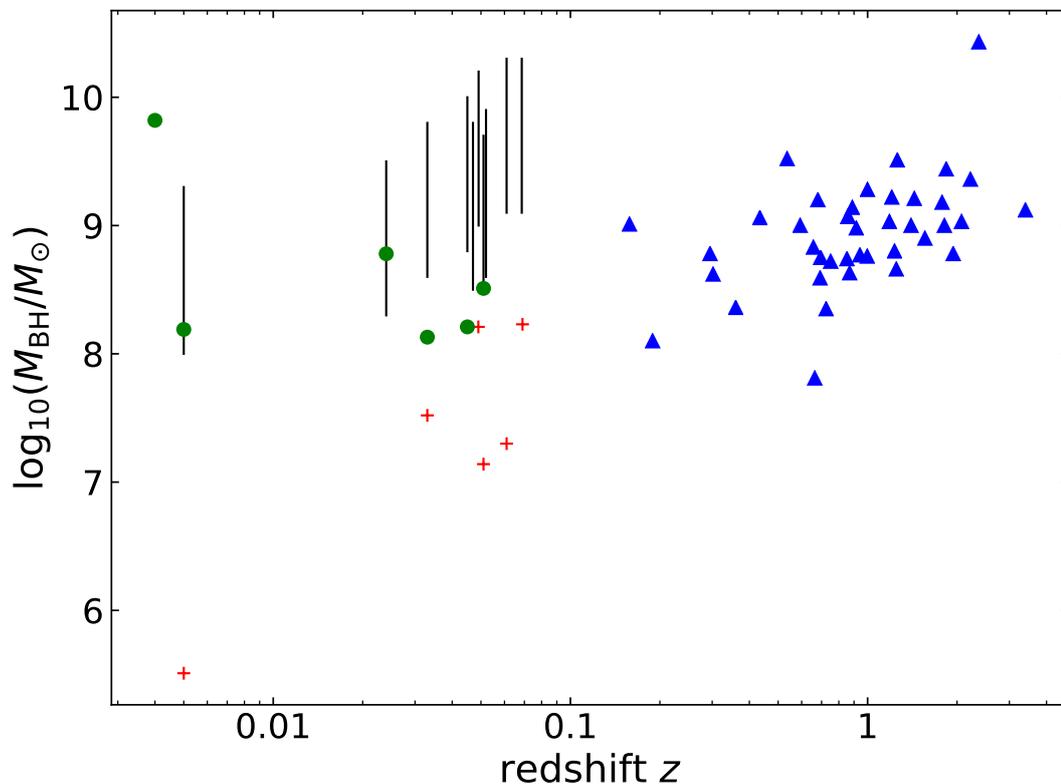


Рисунок 4.7 — Распределение масс черных дыр как функции красного смещения. Источники обозначены по-разному в зависимости от метода определения массы: синие треугольники и красные крестики обозначают источники с массами, определенными по корреляции между размером области широких линий и светимостью в линиях; зеленые точки — по дисперсии скоростей. Среди источников с массами M_2 синие треугольники обозначают источники, в форме джетов которых не обнаружен излом; красные крестики — источники с изломом. Все источники с массами M_1 имеют излом формы. Черные вертикальные линии показывают интервал масс для интервала спинов $a_* \in [0.1, 0.99]$ для источников из Таблицы 4.4.

Верхний конец линии соответствует $a = 0.99$, а нижний конец — $a = 0.1$.

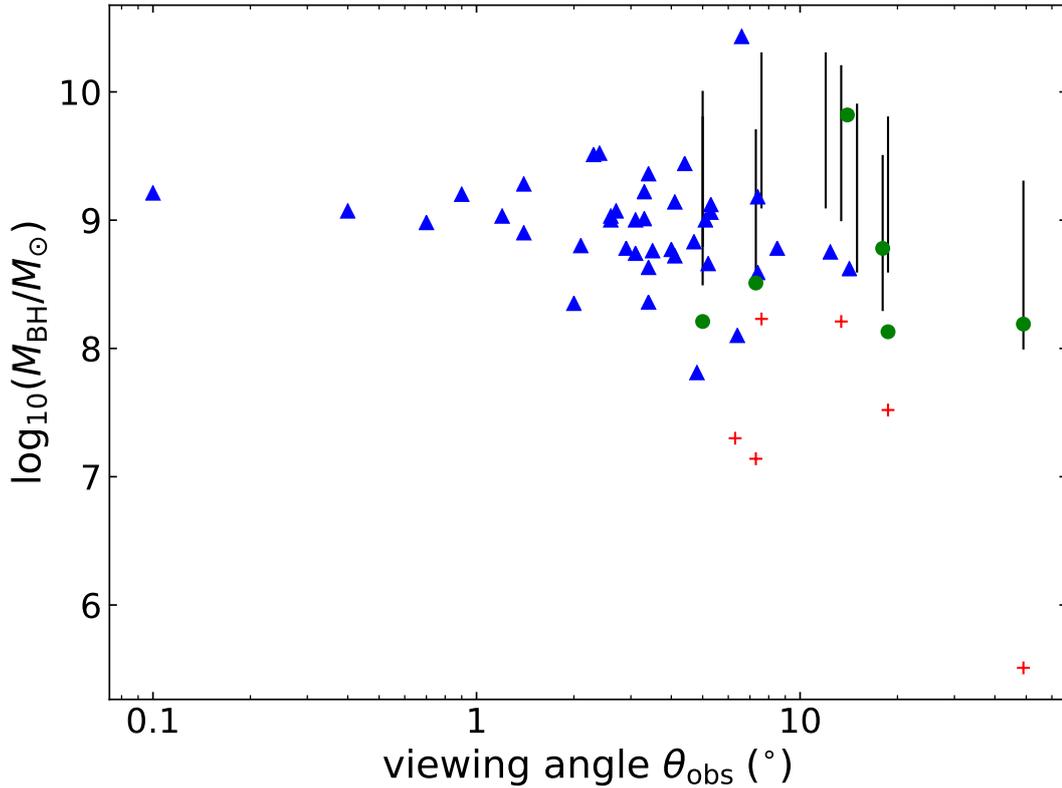


Рисунок 4.8 — Распределение масс черных дыр как функции угла наблюдения θ_{obs} . Обозначения такие же, как на Рисунке 4.7.

Мы предлагаем в качестве возможного метода оценки масс черных дыр оценку по ширине выброса в изломе. Моделирование позволяет оценить с некоторой точностью (до фактора четыре) радиус светового цилиндра R_L , который может быть связан со спином и массой черной дыры с помощью выражения (4.36). Таким образом, радиус светового цилиндра находится из выражения (4.35) по ширине джета в изломе, а масса черной дыры — задавая предельные значения спина $|a_*|$ в диапазоне, ожидаемом для АЯГ.

Используя модель и интервал значений спина $|a_*| \in (0.1, 0.99)$, мы нашли массы черных дыр в десяти источниках с наблюдаемым изменением формы джета (см. Таблицу 4.1). В Таблице 4.4 и на Рисунках 4.7 и 4.8 мы приводим результаты для масс ЧД. Мы видим, что полученные оценки немного превышают оценки M_1 и существенно выше оценок M_2 . Наши оценки для трех СМЧД находятся в согласии с оценками масс по дисперсии скоростей. Мы можем также добавить сюда и совпадение оценки массы для М87 [A8]. Отметим, что наша оценка для источника 0321+340 (1Н 0323+342) близка к оценке из работы [193]. Также мы получили неизвестные массы для СМЧД в источниках 0111+021 и 1514+004. Оценки

масс, полученные предложенным здесь методом, лучше соответствуют характерным массам в АЯГ, чем оценки M_2 для больших углов наблюдения.

4.2.4 Внешнее давление и магнитный поток

Использование положения излома выброса r_{break} вдоль джета не дает такой однозначной оценки какого-либо параметра, как ширина выброса в изломе d_{break} . Прежде всего, введем полезную сохраняющуюся величину. Наблюдаемая у основания выброса параболическая форма границы джета $d \propto r^{0.5}$ вместе с предположением о равенстве давления в джете с давлением внешней среды $P \propto r^{-2}$ дает зависимость давления в джете от ширины в виде $P_{\text{jet}} \propto d^{-4}$, независимо от модели выброса. Здесь мы предполагаем баланс $P = P_{\text{jet}}$ на границе выброса. Таким образом, в зоне ускорения и коллимации, величина $P_{\text{jet}} d^4$ должна оставаться примерно постоянной. В частности, в рамках нашей модели выполняется $P_{\text{jet}} \propto d^{-3.7} \approx d^{-4}$ [A1; A6]. У основания выброса на масштабах порядка нескольких гравитационных радиусов полоидальное поле можно считать однородным (струйное течение, рассмотренное в [18]), а давление в джете определяется $P \propto B_g^2$. Тогда на этих масштабах величина $P d^4 \propto B_g^2 r_g^4$, сохраняющаяся вверх по течению от излома, пропорциональна полному магнитному потоку Ψ_0^2 . Таким образом, сохранение величины $P d^4$ может быть записано в виде

$$\frac{P_{\text{break}} d_{\text{break}}^4}{\Psi_0^2} \approx \text{const.} \quad (4.39)$$

Используя теперь уравнения (4.29) и (4.30), мы можем переписать это как

$$\text{const} \approx \frac{P_{\text{break}} d_{\text{break}}^4}{(2\pi\sigma_M)^2 p_0 R_L^4} = \frac{4 P_* d_*^4}{\pi \sigma_M^2}. \quad (4.40)$$

Левая часть уравнения (4.39) постоянна и не зависит от начальной замагниченности выброса, поэтому и правая часть (4.40) не зависит от нее. Мы проверили это на нашей модели и получили $\sigma_M^2 / (P_* d_*^4) \approx 1.60 \pm 0.09$.

Этот результат означает, что положение перехода формы джета и характера ускорения вдоль выброса зависит от внешнего давления и происходит когда джет достигает определенной ширины ($\sim \Gamma_{\text{max}} R_L$). Для определения r_{break} , мы должны знать величину давления внешней среды P_0 на некотором расстоянии r_0 . Иначе,

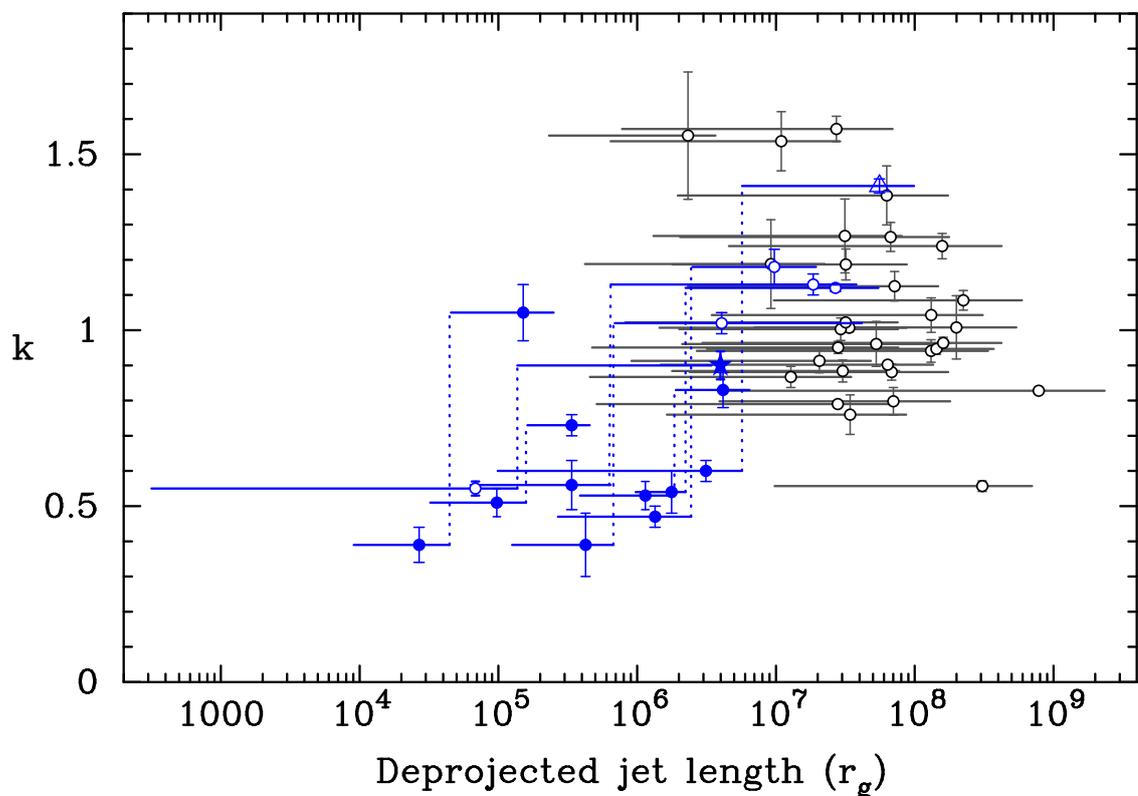


Рисунок 4.9 — Оценки индексов k как функций истинного расстояния, измеренного в единицах гравитационного радиуса от 15 GHz ядра РСДБ для источников из Таблицы 1 из работы [A1] с измеренными красным смещением и углом наблюдения. Черные кружки означают оценку, полученную только по данным на 15 ГГц, тогда как пустые кружки — данные на 15 и 1.4 ГГц. Горизонтальные линии обозначают масштаб расстояния, для которого был получен индекс k . Символы расположены на медианном расстоянии части джета. Девять АЯГ с изломом выделены голубым цветом: 0238–084, 0321+340, 0415+379, 0430+052, 1133+704, 1637+826, 1807+698, 2200+420 и M87. Данные для 0321+340 и M87 взяты из [40] и [A8], соответственно. Массы черных дыр приведены в Таблице 1 из работы [A1]. Мы используем оценки масс по дисперсии скоростей, если такие измерения есть, иначе используем метод, основанный на корреляции между размером области широких линий и светимостью в оптических линиях. Масса для 0321+340 взята из работы [193].

для известного Ψ_0 и измеренной d_{break} мы можем оценить величину давления на расстоянии r_{break} от центрального источника.

Имея это в виду, для понимания характера давления было бы удобно определить величину r_{break} в единицах радиуса Бонди $r_B \sim 2GM/c_s^2$, который является естественным масштабом длины при аккреции Бонди. Радиус Бонди зависит от массы ЧД и скорости звука c_s на звуковой поверхности. Оценки радиуса Бонди требуют измерения температуры и плотности межзвездной среды и известны лишь для нескольких источников. Насколько мы знаем, в нашей выборке из 11 источников с обнаруженным изломом, r_B радиус Бонди был оценен только для M87 в работе [63], и он имеет величину $\lesssim 10^6 r_g$. Так как радиус Бонди ожидается на масштабах $10^5 - 10^6 r_g$ [1], оценка $10^6 r_g$ может быть приближением для r_B . На Рисунке 4.9 мы изобразили наблюдаемые индексы k как функции истинного расстояния вдоль джета в физических единицах гравитационного радиуса. Мы ожидаем, что положения изломов вдоль джета r_{break} ограничены, что даст возможность ограничить типичные ожидаемые значения давления внешней среды P_0 , необходимое для коллимации и удержания струйных выбросов. Мы видим, что все источники с обнаруженным изломом имеют $r_{\text{break}}/r_g \in (10^5, 10^6)$. Если наличие излома — это универсальное свойство выбросов, то и большинство источников с только конической формой джетов имеют положение предполагаемых изломов на расстоянии примерно $r_{\text{break}}/r_g < 10^6$. Таким образом, мы заключаем, что ожидаемое положение перехода формы границы джета лежит в этом же интервале. Этот результат не зависит от возможной неточности в оценке масс: на Рисунке 4.9 только один источник имеет ценку массы M_2 (0430+052) — второй справа. Если его масса недооценена, то штриховая линия излома для него сдвинется влево, попадая лучше в интервал $r_{\text{break}}/r_g \in (10^5, 10^6)$.

Так как положение излома вдоль джета определяется двумя величинами (4.31) — магнитным потоком Ψ_0 и давлением внешней среды P_0 , — мы предлагаем оценить одну из них независимо следующим образом. Полная мощность изначально сильно замагниченного выброса определяется магнитным потоком как [21; 194]:

$$W_j = \frac{c}{32} B_g^2 r_g^2 \left(\frac{a_*}{1 - \sqrt{1 - a_*^2}} \right)^2. \quad (4.41)$$

Это выражение совпадает с оценкой из работы [22]

$$W_j = \alpha c \left(\frac{\Psi_0}{\pi R_L} \right)^2 \quad (4.42)$$

если выбрать численный коэффициент $\alpha = 1/8$. В общем случае, этот коэффициент зависит от конкретной формы интеграла плотности потока энергии $E(\Psi)$. Как было показано в [A7; B1], средняя мощность джета совпадает с оценками по магнитному полю как раз для величины $\alpha = 1/8$. Для средней мощности выброса получена эмпирическая связь со светимостью джета в диапазоне 200–400 МГц [101], собранной в базе данных CATS [200]. Это позволяет оценить мощность джетов и, с помощью (4.42), полный магнитный поток. А величину давления внешней среды в изломе (или на любом расстоянии внутри сферы Бонди) P_{break} можно оценить из уравнений (4.39) и (4.40).

Для 11 источников с обнаруженным переходом формы границы джета мы можем оценить величину давления внешней среды P_{break} в изломе. Результаты представлены в пятой колонке Таблицы 4.4.

Сравнение с независимыми данными наблюдений в рентгеновском диапазоне, хотя и на масштабах, существенно больших, чем положение излома, возможны для источника 1637+826: измеренное в работе [62] давление межзвездной среды оценивается как $P \approx (2 - 4) \times 10^{-10}$ дин/см² на расстоянии от ЧД ~ 480 пк. Мы экстраполировали нашу оценку давления в изломе на расстояние 480 пк, предполагая, что вплоть до таких масштабов давление ведет себя примерно как $P \propto r^{-2}$ в соответствии с аккрецией Бонди, и получили величину $P \approx 19 \times 10^{-10}$ дин/см². Это значение менее, чем на порядок, больше данных измерений. Это хорошее соответствие, учитывая возможные ошибки в определении положения излома вдоль выброса, влияние возможного отличия показателя степени в предполагаемой зависимости давления от расстояния от двойки и отклонение от режима аккреции Бонди на таких расстояниях.

Для источника M87 есть гораздо больше данных измерений. Например, мы можем сравнить темп аккреции, предсказанный нашей моделью, с темпом аккреции, оцениваемым по моделированию данных наблюдений фарадеевского вращения [201]. Для джета из M87 в работе [63] измерены температура и концентрация вещества вблизи от радиуса Бонди. Эти данные дают оценку давления $P_0 = 4.5 \times 10^{-10}$ дин/см² на расстоянии $r_0 = 0.22$ кпк. Используя эти данные для оценки P_{break} вместе с выражением (4.18), мы получаем из (4.40) для величины магнитного потока в выбросе значение $\Psi_0 \approx 3 \times 10^{33}$ Гс · см². Соотношение между магнитным потоком в выбросе и темпом аккреции задается выражением (2.68) и зависит от безразмерного потока ϕ [28; 49; 51]. Безразмерный поток принимает значение порядка нескольких единиц для диска со стандартной эволюцией и

достигает величины порядка 50 для магнитоарестованного диска [51; 202]. В работе [A8] использовался темп аккреции Бонди $\dot{M} = 0.1 M_{\odot}/\text{год}$ [61] со значением безразмерного потока $\varphi \approx 3$. Это противоречит результатам [67], которые исключают одновременно низкий спин и низкое значение безразмерного потока. Если мы не будем предполагать темп аккреции Бонди, а используем нашу независимую оценку магнитного потока вместе со значением $\varphi = 50$, соответствующим магнитоарестованному диску, то для темпа аккреции в М87 мы получим оценку $\dot{M} = 1.8 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$, что находится в очень хорошем согласии с оценкой темпа аккреции $9.2 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, полученной на основе моделирования фарадеевского вращения в работе [201].

Оценка величин давления внешней среды, полученная в рамках нашей модели и в предположении о сферической аккреции Бонди, на разных расстояниях дает различную информацию о среде и центральной ЧД. Как мы обсудили в начале раздела (4.2.4), давление в изломе P_{break} отражает только свойства джета и СМЧД (начальную замагниченность, магнитный поток и спин). P_{break} равна давлению в джете в изломе, который примерно соответствует точке насыщения ускорения (примерно $\sigma = 1$) и зависит от начальной замагниченности и радиуса светового цилиндра. В верхней панели Рисунка 4.10 мы видим, что разброс в значениях P_{break} составляет менее двух порядков величины (за исключением М87), отражая, предположительно, похожие параметры этих источников. Так как ожидаемый радиус Бонди составляет примерно $(10^5 - 10^6) r_g$, можно экстраполировать величину давления с расстояния излома до расстояния $10^5 r_g$ (обозначение на Рисунке P_5). В этом случае мы получаем величину, отражающую давление внешней среды и массу ЧД. Разброс значений P_5 (исключая М87) гораздо больше, чем в предыдущем случае, и занимает примерно три порядка величины. Мы также можем вычислить давление в точке внутри предполагаемой сферы Бонди. Для типичных масс СМЧД расстояние $r = 10$ пк примерно соответствует $10^5 r_g$, но не зависит от массы черной дыры, как в предыдущем случае. Эти значения будут отражать характерные параметры только внешней среды. Мы видим, что для всех источников разброс составляет примерно три порядка величины. Мы также предварительно отмечаем, что давление около источников типа FR II выше, хотя статистика очень мала. Две точки, выпадающие из полосы средних значений, это радиогалактики 0238–084 и М87. Без них разброс значений P_{10} на расстоянии 10 пк составляет около 30, указывая на возможную типичную величину давления межзвездной среды.

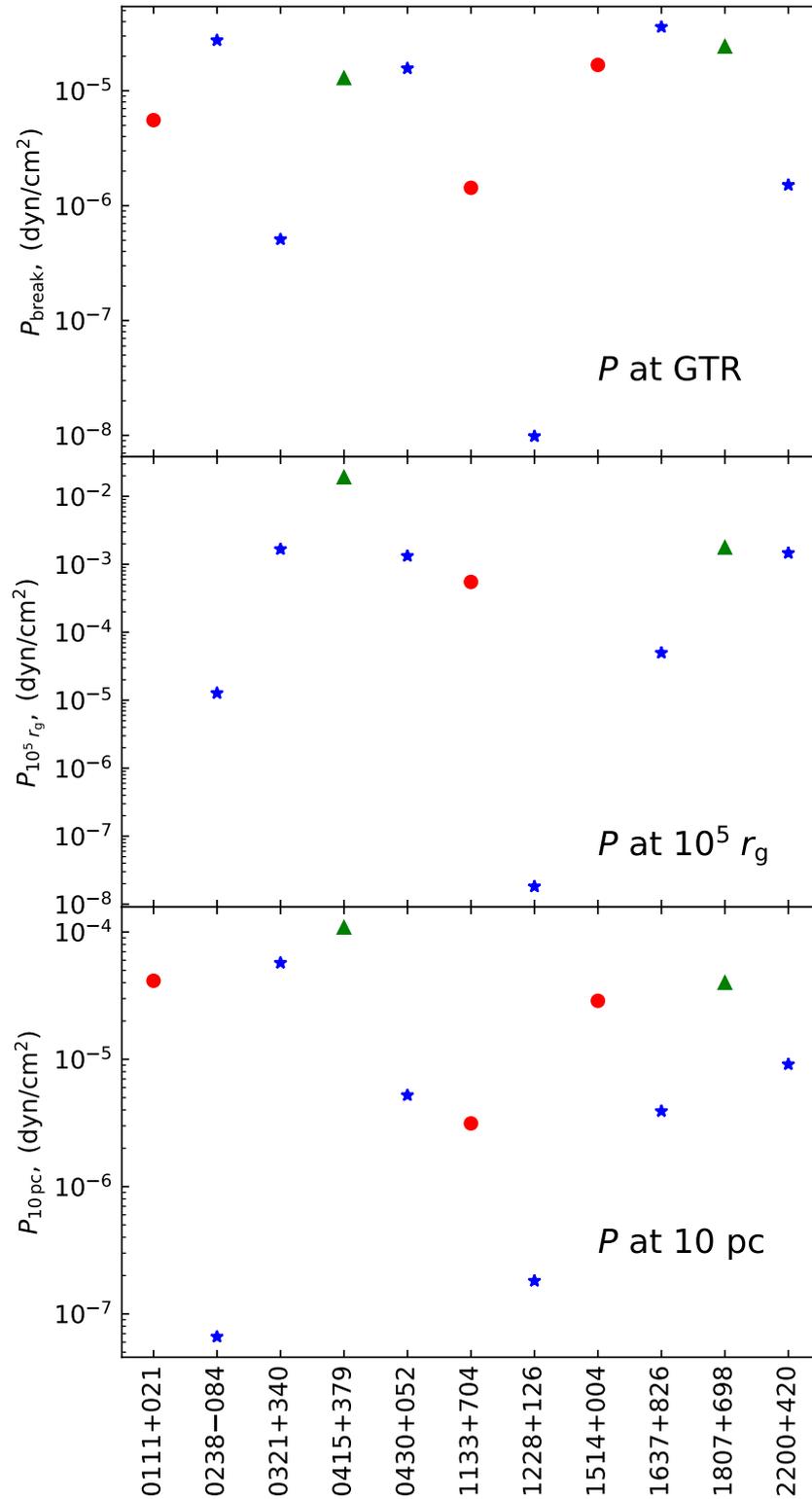


Рисунок 4.10 — Давление на разных расстояниях для 11 источников из Таблицы 4.4. На второй панели нет точек для источников 0111+021 и 1514+004 из-за отсутствия независимой оценки массы. Маркер указывает на тип классификации Фанарова–Райли: источники типа FRI обозначены синей звездой, типа FRII зеленым треугольником и неизвестный класс — красным кружком.

Таблица 4.5 — Моделирование индексов k для четырех источников из выборки.

Источник	b	k_1	k_2
(1)	(2)	(3)	(4)
1133+704	2.00	0.550	0.793
1228+126	2.07	0.570	0.820
1514+040	2.25	0.612	0.864
1637+826	1.90	0.522	0.754

Описание колонок: (1) название источника (B1950); (2) показатель степени b ; (3) индекс k_1 (параболическая область); (4) индекс k_2 (коническая область).

Результаты оценок радиуса светового цилиндра, спина, массы ЧД и величины давления в изломе не зависят от конкретных значений показателя степени b в зависимости давления (4.18) в аккреции Бонди. От его величины зависят результаты экстраполяции значений давления на другие масштабы расстояний. Кроме того, от выбора b зависят величины индексов k в модели формы границы выброса. Мы можем успешно воспроизвести оба показателя степени формы джета для четырех источников, перечисленных в Таблице 4.5. Данные для M87 взяты из работы [A8]. Для остальных источников эти индексы не воспроизведены в рамках модели, так как отношение модельных индексов k_1 в параболической области и k_2 в конической области составляет меньше 0.5. Возможно, такое отношение определяется выбором умеренной температуры и скорости звука. Возможно, при больших значениях этих параметров можно будет воспроизвести все индексы k .

Полученная оценка положений изломов в интервале $10^5 - 10^6 r_g$ позволяет нам грубо оценить давление окружающей среды, которая коллимирует джет, для близких источников с неразрешенным изломом. Используя выражение (4.40), получаем связь давление на расстоянии $10^5 r_g$ с другими параметрами течения:

$$P_5 = 0.25 \frac{\Psi_0^2}{d_{\text{break}}^4} \left(\frac{r_{\text{break}}}{10^5 r_g} \right)^2. \quad (4.43)$$

Если принять типичным значение потока $\Psi_0 \sim 10^{33} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ [28] и значение ширины джета в изломе порядка $d_{\text{break}} \sim 1 \text{ пк}$, то на $10^5 r_g$ давление внешней среды принимает значение в диапазоне $10^{-9} - 10^{-7} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$. Эта оценка находится в согласии с данными измерений для M87 [63] вблизи радиуса Бонди. Разброс значений давления может быть больше для отличной от характерных параметров (магнитный поток, радиус светового цилиндра).

4.2.5 Заключение

Мы использовали данные о ширине джета в изломе и положении излома вдоль выброса для оценки физических параметров джета и черной дыры.

Для источников с обнаруженным изломом мы оценили величины спинов черных дыр. Мы обнаружили дихотомию в значениях спинов для источников с массами, определенными по кинематике, и с массами, определенными с использованием оценки размера области широких линий по яркости оптических линий. Первые демонстрируют массы примерно на порядок выше. Для них медианное значение величины спина 0.14 согласуется с нижними оценками спинов, которые ожидаются в рамках совместного моделирования эволюции масс и спинов СМЧД для небольших красных смещений [171—173]. Полученные оценки могут иметь наблюдательную систематику: из-за ограниченной разрешающей способности инструментов мы можем детектировать изменение форма джетов для источников с самыми низкими спинами и, следовательно, имеющими наибольшую ширину в изломе при прочих равных параметрах.

Мы не видим корреляции между величинами спина и мощностью джета в результатах, представленных в Таблицах 4.3–4.4. Первой причиной для этого может быть связана с методом оценки мощности джетов по корреляции между светимостью и мощностью, необходимой для выдувания наблюдаемых полостей [101]. Этот метод отражает усредненную по большому периоду времени мощность джета, которая может не коррелировать с поведением выброса на коротких масштабах времени. Тем не менее, мы не видим прямого противоречия между невысокими спинами ~ 0.1 и значительными мощностями джетов, так как связь между ними, задаваемая выражениями (4.41) и (4.42) [21; 22; 194], включает также величину магнитного потока. Его оценки для источников с изломом, полученные по положению излома, размеру светового цилиндра и мощности выброса, составляют порядка $10^{32} - 10^{34}$ Гс см² в очень хорошем соответствии с другими оценками [28; A7; 203].

Для каждого из 39 источников без признаков перехода формы, но с показателем степени k близким к единице (коническая форма), мы использовали оценки ширин ядер как верхнюю оценку предполагаемой ширины джета в изломе для получения оценки спинов для ЧД в этих АЯГ снизу. Полученное медианное значение 0.09 согласуется с результатами [171—173]. Этот результат также не от-

личается от медианного значения спинов для источников с изломом 0.14 и массой ЧД, измеренной по дисперсии скоростей. Это означает, что ширина ядра может быть хорошей оценкой для ширин изломов у джетов, для которых сам переход формы не разрешен наблюдениями. Обнаружение систематического положения изломов на расстояниях вдоль джета в интервале $(10^5, 10^6)$ гравитационных радиусов r_g также подтверждает эту оценку.

Мы обнаружили, что массы черных дыр, полученные с использованием корреляции между размерами области формирования широких линий и светимостью в оптических линиях, имеют значимую антикорреляцию с углом наблюдения. Мы предполагаем, что это может быть признаком влияния геометрического фактора или частичного заслонения области излучения линий пылевым тором, что может приводить к недооценке масс для таких АЯГ. Мы предложили новый метод оценки масс СМЧД, основанный на соотношении ширины выброса в изломе с массой и спином ЧД. Этот метод позволяет нам находить массу СМЧД предполагая, что для радиогромких АЯГ спин должен лежать примерно в интервале $|a_*| \in (0.1, 0.99)$, что дает точность в оценке массы порядка множителя 10. Нижний предел наших оценок находится в очень хорошем согласии с оценками масс по дисперсии скоростей (который также дает оценку массы с точностью до множителя порядка нескольких единиц [53]). Предложенный метод может быть полезен для оценок масс СМЧД в источниках со промежуточными красными смещениями: тех, для которых масштабы порядка $(10^5, 10^6) r_g$ могут быть разрешены с помощью РСДБ наблюдений.

Положение излома вдоль выброса позволяет оценить амплитуду давления внешней среды, необходимого для удержания джета. Для источника 1637+826 давление, оцененное по положению излома, находится в хорошем согласии с данными измерений из работы [62]. Отметим, что величина давления на разных масштабах отражает различные свойства АЯГ. Величина давления на расстояниях положения излома P_{break} зависит только от свойств джета и ЧД. Разброс в значениях P_{break} дает нам суммарный разброс в величинах магнитного потока, спина ЧД и начальной замагниченности выброса. Предполагая, что для наших 11 источников расстояние 10 пк находится внутри сферы Бонди, и вычисляя величину давления на этом расстоянии, мы получаем информацию только о свойствах внешней среды.

Представленные результаты были получены для небольшой выборки источников. В данный момент осуществляется специальная программа РСДБ

наблюдений для обнаружения изломов в близких АЯГ. Анализ данных по большему числу источников позволит уточнить предложенный метод.

4.3 Выброс в галактике M87

Объект Мессье 87 (также известный как NGC 4486 и Virgo A; дальше — M87 коротко) это гигантская эллиптическая галактика. Имея красное смещение $z = 0.0043^1$, M87 имеет одно из ближайших к нам активных ядер галактик. Задолго до ее идентификации как АЯГ, источник притягивал внимание благодаря первому струйному выбросу, обнаруженному в оптическом диапазоне более века назад [204]. Этот выброс, исследуемый в радиодиапазоне, стал тестовым источником для проверки моделей АЯГ.

Яркий радио джет из M87 очень хорошо исследован на угловых масштабах от минут до миллисекунд дуги. Внешняя среда, окружающая внутренние области M87, также наиболее детально изучена среди всех АЯГ различных классов. M87 является единственным источником, в окружающей среде которой измерена концентрация частиц и температура на масштабах длины порядка $\sim 10^5$ гравитационных радиусов, что очень близко к оцениваемому радиусу сферы Бонди [61; 63]. Также есть много информации о кинематике и поперечной структуре выброса (см., например, [15; 34—36; 40]). Такая обширная наблюдательная база делает джет из M87 идеальным для применения теоретических моделей, которые связывают физические параметры выброса с параметрами внешней среды.

Современная парадигма АЯГ связывает различные проявления этого явления с присутствием сверхмассивной черной дыры в центре галактики. Масса СМЧД определяет характеристики источника. Имеющаяся в настоящий момент оценки массы СМЧД в M87 основаны на различных методах. За последние два десятилетия эти оценки меняются от $M = (3.2 \pm 0.9) \times 10^9 M_\odot$ до $M = 9.5^{+0.22}_{-0.23} \times 10^9 M_\odot$ [205—209], основываясь на динамическом поведении различных компонент галактики в гравитационном поле СМЧД.

В этой части работы мы предлагаем метод оценки массы СМЧД для АЯГ с релятивистским выбросом из ядра источника. Этот метод основан на МГД моделировании [A1; A6] формы границы джета и совмещении наблюдаемого и моделируемого излома — перехода формы от квазипараболической к квазиконической. Ниже мы оцениваем независимо массы ЧД и ее спин, основываясь на теоретической модели [A6], и используя следующие измеренные параметры

¹Экстрагалактическая База Данных NASA/IPAC, <http://ned.ipac.caltech.edu>, по состоянию на 14 марта 2019

джета в М87: внешнее давление, кинематику плазмы, угол раскрытия выброса, и геометрию излома формы (положение излома вдоль джета и ширину джета в изломе).

4.3.1 Наблюдательные данные

Мы используем многочастотные данные радиоинтерферометрии, опубликованные в работах [36; 210; 211], и собранные в работе [15]. Для каждого набора одночастотных данных мы используем положение вдоль джета, учитывая ошибку в данных для ядра, и радиус компоненты с ошибкой в его определении (см. Рисунок 4.11). Источники данных и их описание следующие. Данные на 1.8 ГГц получены на радиоинтерферометре MERLIN [36]. Данные на 2.3, 5.0, 8.4 и 22 ГГц получены с помощью радиоинтерферометрии со сверхбольшими базами (РСДБ), как описано в работе [210]. Данные РСДБ на 15 и 43 ГГц описаны в работах [36] и [210]. Данные на 86 ГГц получены на РСДБ — High Sensitivity Array (HSA) [211]. [15] использовал яркостное расстояние $D_L = 16.7$ Мпк [212].

Данные РСДБ для ядер на частотах 5.0, 8.4, 15.4, 23.8, 43.2, 86.3 ГГц описаны в работе [210], а на частотах 43 и 86 ГГц — в работах [211; 213]. Данные по ядрам Телескопа Горизонта Событий (ТГС) на 230 ГГц получены [214; 215]. Мы не используем данные по ядрам для моделирования границы из-за больших ошибок в положении ядра, связанных с эффектом видимого сдвига ядра [96]. Отметим, что, как описано ниже, основная информация для определения параметров ЧД в М87 содержится в данных на больших масштабах длины — в области излома формы выброса.

Детальное описание оценки ширины выброса приведено в работах [36] и [210]. Коротко, делаются поперечные срезы джета на разных расстояниях от ядра. На каждом срезе данные подгоняются двумя гауссианами (если двухгорбая структура хорошо выражена на срезе, что верно для большинства срезов) или одним гауссианом (для одnogорбого профиля на срезе). Расстояние между двумя внешними точками на половине максимума берется как ширина джета на данном расстоянии (в случае одного гауссиана берется расстояние между точками на половине максимума). Наконец, радиус джета (d) на каждом расстоянии от ядра взят как половина ширины.

Таблица 4.6 — Безразмерные параметры, определяющие положение излома

σ_M	d_*	\tilde{p}_* (10^{-5})
(1)	(2)	(3)
5	33.6	1.39
10	52.4	1.02
20	79.8	0.75
30	82.0	0.60
40	115.9	0.59
50	134.2	0.51

Параметры вычислены для различных значений начальной замагниченности. Мы рассматриваем значения $\sigma_M = 5, 10$ и 20 на основании кинематики в М87.

4.3.2 Определение массы и спина черной дыры

Как было отмечено, уникальность джета из М87 состоит в доступности измерений не только формы границы, но и величины внешнего давления P_{ext} недалеко от излома [61; 63; 216]. Ниже мы покажем, что эта дополнительная информация дает нам возможность определить такие ключевые параметры центральной машины, как полный магнитный поток в выбросе Ψ_0 и радиус светового цилиндра R_L . Предположение о связи потока с темпом аккреции для нормально-го или магнитоарестованного диска позволяет определить независимо массу M сверхмассивной черной дыры и ее безразмерный спин a_* . Мы обозначаем расстояние вдоль джета r и радиус джета d соответственно. Функция $d(r)$ определяет форму границы выброса. Положения излома и радиус джета в точке перехода от параболической к конической форме обозначим r_{break} и d_{break} соответственно.

Пользуясь результатами моделирования, представленными в Таблице 4.6, мы можем оценить радиус светового цилиндра по ширине джета в изломе с помощью выражения (4.28). С помощью положения излома в доль джета, измерений амплитуды давления P_0 на расстоянии r_0 и выражения (4.31) мы можем оценить величину магнитного потока в выбросе. Наконец, выражение (4.36) позволяет связать безразмерный спин ЧД в М87 с гравитационным радиусом r_g . Можно оценить гравитационный радиус, если использовать предположение о связи полного маг-

нитного потока Ψ_0 с темпом аккреции \dot{M} [49]. Численное моделирование в работе [51] дает следующую зависимость (2.68), где $\varphi \sim 50$ в гауссовых единицах [51] для магнитоарестованного диска, и $\varphi \sim 10$ для диска с нормальной эволюцией [202]. Анализ выборки из 76 радиогромких источников в работе [28] дает такой же результат с $\varphi = (52 \pm 5)\Gamma\chi_j$, где Γ это скорость плазмы в выбросе, а χ_j — угол полураскрыва джета. Для $\Gamma\chi_j \ll 1$ диск оказывается нормальным (см. обсуждение в разделе 4.2.1). Для аккреции Бонди мы используем связь темпа аккреции с массой центральной СМЧД:

$$\left(\frac{\dot{M}}{\text{г/с}}\right) = C_{\dot{M}} \left(\frac{M}{10^9 M_{\odot}}\right)^2, \quad (4.44)$$

где $C_{\dot{M}}$ зависит от концентрации частиц внешней среды и температуры (см. подробности в [61]). Подставляя выражения (4.35), (2.68) и (4.44) в (4.31), получаем окончательное выражение для массы ЧД в М87 через наблюдаемые параметры:

$$\begin{aligned} \frac{M}{10^9 M_{\odot}} = 1.08 \times 10^2 \left(\frac{d_{break}/d_*(\sigma_M)}{\text{пк}}\right) \left(\frac{r_{break}}{r_0}\right)^{-b/4} \times \\ \sqrt{\frac{\sigma_M}{\varphi}} \left(\frac{P_0/\tilde{p}_*(\sigma_M)}{10^{-4} \text{дин/см}^2}\right)^{1/4} \left(\frac{C_{\dot{M}}}{10^{24} \text{г/с}}\right)^{-1/4}. \end{aligned} \quad (4.45)$$

Подчеркнем, что в этом выражении не использованы никакие результаты, полученные для известной массы черной дыры. Точно так же, мы используем здесь выражение для темпа аккреции (4.44), а не саму оценку темпа аккреции, сделанную для известной массы СМЧД.

Описанный выше метод основан на предположении о том, что модельная граница, определяемая условием $\Psi = \Psi_0$, соответствует видимой в излучении границе выброса. Последняя определяется на половине величины интенсивности. Хотя в общем случае точного совпадения может не быть, но в нашем случае такое предположение является обоснованным. Мы предполагаем, что излучение джета производится релятивистскими частицами с распределением по энергиям (1.1). Амплитуда концентрации излучающей плазмы k_e равна или пропорциональна полной концентрации плазмы в джете [8; A2]. Интенсивность зависит от коэффициентов излучения ρ (1.2) и поглощения \varkappa (1.3) для синхротронного источника [126]. Они, в свою очередь, зависят от концентрации плазмы и магнитного поля. В оптически толстом случае, интенсивность I зависит от магнитного поля примерно как $\propto B^{-1/2}$, тогда как в оптически прозрачном случае как $I \propto nB^{(p+1)/2}$. В

обоих случаях, n и B таковы [217], что интенсивность растет к границе выброса, резко спадая только в тонком приграничном слое. Из-за релятивистских скоростей плазмы, фактор Доплера также влияет на регистрируемую интенсивность. Для высоких скоростей течения, наблюдатель может находиться вне конуса излучения и получать подавленную интенсивность, что видно на картах фактора Доплера в работе [217]. Таким образом, если наша модель отражает настоящее течение, то модельная граница должна хорошо соответствовать наблюдаемой границе $d(r)$. Эффекта замедления течения в струе на границе ожидается в реальных джетах и подтверждается численным моделированием [15; 158; 218].

4.3.3 Излом в форме границы выброса из M87

Впервые в работе [36] было показано, что форма границы выброса из M87 меняется с параболической ($d \propto r^{0.5}$) на коническую ($d \propto r$). Наше моделирование [A1; A6] ассоциирует изменение формы (излом) с моментом, когда эффективное ускорение плазмой прекращается, и джет переходит от сильно замагниченного режима к режиму, когда поток энергии плазмы равен или превышает поток электромагнитной энергии. При этом изменение формы джета связано с этими внутренними изменениями и происходит при одном и том же профиле давления внешней среды. Для оценки параметров источника с помощью нашей модели мы ищем точку излома в наблюдательных данных, аппроксимируя ближнюю и дальнюю зоны выброса двумя степенными зависимостями $d(r)$.

Процедура подгонки формы степенными зависимостями следующая. Мы используем данные MERLIN и VLBA, описанные в разделе 4.3.1, на частотах 1.8, 2.3, 5.0, 8.4, 15.0, 22.0, 43.0 и 86.0 GHz [15; 36; 210; 211]. Для каждой частоты мы имеем набор измеренных значений радиуса джета d , истинного (для угла наблюдения 14°) расстояния вдоль джета r и ошибки в определении d . На верхней панели Рисунка 4.11 показана зависимость $d(r)$ и два степенных закона, приближающие параболическую и коническую форму джета. Мы делаем начальное предположение о том, что излом лежит на расстояниях, соответствующих данным на частоте 2.3 ГГц. После этого мы разбиваем данные на два набора (параболический и конический), выбирая среди данных 2.3 ГГц точку деления этих наборов. Для каждого такого выбора мы строим лучшее приближение каждого набора с

помощью степенной зависимости. Из множества таких приближений мы выбираем набор, который минимизирует стандартную ошибку в конической области. Для каждого набора с границей внутри данных на 2.3 ГГц мы также вычисляем положение излома и используем эти числа для оценки ошибки в определении массы с спина ЧД в М87, связанные с неопределенностью в определении координат излома.

Определенное таким образом положение излома вдоль выброса равно $r_{break} = 43.41$ пк, а радиус выброса в изломе — $d_{break} = 0.60$ пк. Степенные зависимости, приближающие форму границы вверх и вниз по течению от излома, соответственно: $d_{pc} = 0.07 r_{pc}^{0.57}$ и $d_{pc} = 0.02 r_{pc}^{0.90}$. Здесь величины d_{pc} и r_{pc} измерены в парсеках. Степенные зависимости представлены на Рисунке 4.11.

Мы использовали все данные на частоте 1.8 ГГц в отличие от работы [15], в которой четыре дальние точки были исключены как представляющие, возможно, локальное поведение выброса. Из-за этого наша степенная зависимость в конической области получилась менее крутой. Мы проверили, как исключение этих точек влияет на результат. В этом случае поведение степени в конической области становится более крутым: $d \propto r^{0.92}$, а координаты излома смещаются на $r_{break} = 45.16$ пк и $d_{break} = 0.62$ пк. Но влияние этих изменений на оценки массы и спина ЧД составляют порядка $\sim 0.1\%$, что подтверждает устойчивость нашего результата. В самом деле, приближение степенным законом параболической области остается тем же. Окончательное выражение для определения массы черной дыры (4.45) зависит от координат точки излома через множитель $d_{break}/r_{break}^{b/4}$, который изменяется очень медленно для квазипараболической формы границы вплоть до излома. Изменение подгонки в конической области двигает точку излома по квазипараболической кривой, оставляя выражение $d_{break}/r_{break}^{b/4}$ почти постоянным. Из-за того, что включение или отбрасывание дальних точек очень мало влияет на результат, мы не стали их отбрасывать.

4.3.4 Оценки ошибок

В методе, представленном в этой работе, есть четыре основных источника ошибок: (i) ошибки в определении излома; (ii) ошибки в определении шири-

Таблица 4.7 — Параметры модели и оценки параметров M87: масса и спин ЧД

σ_M	b	$\Gamma\chi_j$	Γ_{\max}	M ($10^9 M_\odot$)	a_*
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
5	2.045	(0.103; 0.024)	3.4	7.7 ± 2.7	0.17 ± 0.06
10	2.050	(0.127; 0.033)	5.1	6.6 ± 2.1	0.22 ± 0.06
20	2.070	(0.179; 0.057)	8.6	5.2 ± 1.5	0.26 ± 0.07

Описание колонок: (1) параметр замагниченности Майкеля; (2) показатель степени в зависимости давления внешней среды от расстояния; (3) интервал значений $\Gamma\chi_j$ из моделирования; (4) максимальный фактор Лоренца в модели; (5) оценка массы ЧД; (6) оценка спина ЧД.

ны выброса на каждом срезе; (iii) ошибки в определении C_M ; (iv) ошибки из-за неопределенности в оценке $\Gamma\chi_j$.

Определение положения излома зависит от нашего выбора точки-разделителя параболической и конической областей из данных на частоте 2.3 ГГц. Мы вычислили координаты излома для каждой точке из данных на 2.3 ГГц и обнаружили, что начиная с оптимальной точки (номер 77 из 394) координаты излома остаются примерно постоянными до точки 250 из 394. Для этого “плато” мы вычислили среднее и стандартное отклонение координат излома: $d_{break} = 0.62 \pm 0.02$ пк and $r_{break} = 44.7 \pm 1.9$ пк.

Мы применили бутстрэппинг для моделирования ошибок, связанных с ошибками в определении ширины джета на каждом срезе. Полученные среднее и стандартная ошибка $d_{break} = 0.61 \pm 0.02$ пк и $r_{break} = 44.5 \pm 1.9$ пк. Отсюда мы заключаем, что типичные ошибки, происходящие из ошибок в определении ширины джета в данных VLBA и MERLIN порядка ± 0.02 пк для d_{break} и ± 1.9 пк для r_{break} .

Ошибки из работы [61] дают ошибку в определении масс ЧД порядка 1% из-за ошибок измерений концентрации частиц окружающей среды $n = 0.170 \pm 0.003$ см⁻³ и температуры $kT = 0.80 \pm 0.01$ кэВ.

Разброс в значениях параметра $\Gamma\chi_j$ дает вклад в ошибку оценки массы ЧД, на порядок выше, чем ошибки в определении координат излома r_{break} и d_{break} и ошибки измерений C_M . Мы представляем результат для массы ЧД как

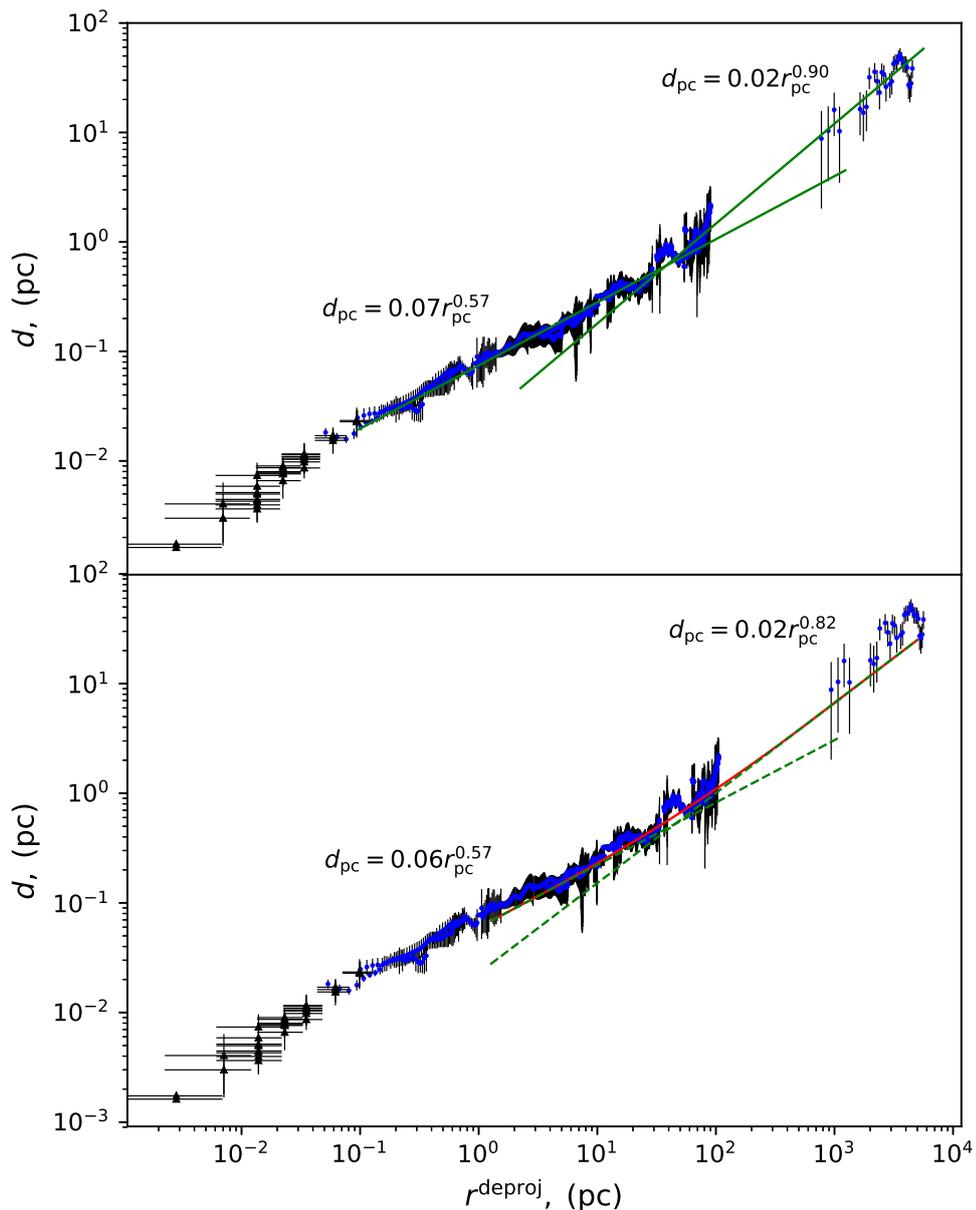


Рисунок 4.11 — Наблюдательные данные из работы [15] для формы границы M87 (синие кружки) с ошибками (черные вертикальные линии). Ядра (черные треугольники) с ошибками (черные линии). Верхняя панель: две сплошные зеленые линии — подгонка параболической и конической областей степенными зависимостями $d(r)$ из работы [A8]. Нижняя панель, красная линия: моделирование формы границы для $b = 2.07$ и $\sigma_M = 20$ из работы [A8]. Две зеленые штриховые линии — подгонки модельной границы степенными зависимостями $d(r)$ [A8]. Модельная кривая подобрана так, чтобы координаты пересечения двух сплошных зеленых линий и модельная точка излома (ближайшая точка на красной линии к пересечению двух пунктирных линий) совпадали.

Таблица 4.8 — Параметры модели и оценки параметров источника M87: радиус светового цилиндра, магнитный поток и мощность выброса

σ_M	Ψ_0	W_j	R_L	R_L
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
	$(10^{33} \text{ Гс см}^2)$	(10^{42} эрг/с)	(пк)	(r_g)
5	2.9	1.0	0.018	47
10	2.8	2.3	0.012	35
20	2.9	5.7	0.008	32

Описание колонок: (1) параметр замагниченности Майкеля; (2) полный магнитный поток; (3) полная мощность джета; (4) радиус светового цилиндра в парсеках; (5) радиус светового цилиндра в единицах r_g , определенного по массе из колонки (5) Таблицы 4.7.

интервал, соответствующий интервалу разброса значений смоделированного параметра $\Gamma\chi_j$ с ошибками (i)–(iii). Мы указываем среднее значения для интервала масс с ошибками, соответствующими границам интервала значений $\Gamma\chi_j$ (в следующем разделе).

4.3.5 Масса черной дыры в M87

Мы используем измерения параметров внешней среды, сделанные на самом близком расстоянии от предполагаемой сферы Бонди из работы [63]: $kT = 0.91$ кэВ и $n_e = 0.31 \text{ см}^{-3}$ на расстоянии примерно $r_0 = 0.22$ кпк от центральной ЧД, что соответствует давлению $P_0 = 0.45 \times 10^{-9} \text{ дин/см}^2$. Оценка темпа аккреции Бонди получена в работе [61] на основании измерений плотности и температуры горячей межзвездной среды по данным наблюдений в рентгеновском диапазоне на расстояниях порядка $\lesssim 100$ пк от черной дыры. Мы используем выражение (4.44) с численным значением параметра $C_M = 7 \times 10^{23} \text{ г/с}$.

Мы выбирали значение показателя степени b , определяющего зависимость давления внешней среды от расстояния, так, чтобы подогнать степенные зависимости, полученные по данным наблюдений. Например, для $b = 2.07$ и $\sigma_M = 20$

модель дает зависимость $d \propto r^{0.57}$ для параболической области и $d \propto r^{0.82}$ для конической. Степень b подбирается так, чтобы совпала форма границы в параболической области. В этом случае форма конической области удовлетворяет наблюдательным данным в рамках ошибок.

Выбор параметра замагниченности Майкеля σ_M определяет максимальный фактор Лоренца течения, который может быть достигнут, если вся энергия электромагнитного поля перекачана в энергию частиц. Как было показано (см., например, [10; 12; 14; 20]), плазма в выбросе эффективно ускоряется только до значения примерно $\Gamma \sim \sigma_M/2$. Ниже по течению ускорения становится очень медленным. Таким образом, кинематические наблюдения и оценка фактора Лоренца в M87 дает нам оценку для σ_M . В работе [35] получено значение $\Gamma \sim 3$ на расстоянии $r \sim$ нескольких парсек. Обнаруженные в работе [30] в оптическом диапазоне скорости на расстоянии порядка сотни парсек соответствуют фактору Лоренца ~ 10 . В этой работе мы используем три значения параметра σ_M : 5, 10 и 20, которые соответствуют наблюдаемым скоростям. Для этих трех значений мы подгоняем форму выброса и находим точку излома.

На значения параметра $\Gamma\chi_j$ есть как теоретические, так и наблюдательные ограничения. Как было впервые обнаружено в работе [20] и подтверждено в работе [10], условие $\Gamma\chi_j < 1$ соответствует причинной связности выброса, которое обеспечивает эффективное ускорение плазмы (см. Главу 1). [20] показал, что равенство $\Gamma\chi_j \approx 1$ выполняется для степенного ускорения плазмы в выбросе. С другой стороны, наблюдения дают медианное значение параметра $\Gamma\chi_j = 0.17$ [48]. Данные, полученные с высоким разрешением в работе [35] позволяют оценить значение этого параметра для выброса из M87. Измерения и анализ из [35] дают для видимого угла раскрыва χ_{app} на расстояниях $\sim 0.3 - 4.0$ пк величину, меняющуюся от 18° ближе к ЧД до $\approx 7^\circ$ ниже по течению. Для получения истинного угла раскрыва мы пользуемся формулой $\chi_j = \chi_{\text{app}} \sin \varphi/2$, где используем угол наблюдения $\varphi = 14^\circ$ [15] для самосогласованности используемых данных. Это дает $\chi_j \approx 0.038$ на расстоянии $r = 0.3$ пк и 0.015 на расстоянии $r = 4.0$ пк. Фактор Лоренца на тех же расстояниях [35] варьируется от примерно 1.2 до ≈ 3 . Это дает $\Gamma\chi_j \sim 0.046$ на расстоянии $r = 0.3$ пк и $\Gamma\chi_j \sim 0.044$ на расстоянии 4 пк, что существенно меньше верхней теоретической оценки. Мы также моделируем поведение выражения $\Gamma\chi_j$ вдоль выброса. Для этого мы вычисляем максимальный на каждом срезе фактор Лоренца и локальный угол раскрыва $d/r = \text{tg } \chi_j$ для каждого r . Параметр $\Gamma\chi_j$ не остается постоянным вдоль джета (что было обнару-

жено в работе [20]). В нашем моделировании его значение начинается с величины ≈ 0.1 в параболической области и уменьшается вплоть до излома, где он принимает значение, соответствующее фактору Лоренцу, который с этого момента медленно меняется, умноженному на примерно постоянный в конической области угол полураскрыва. Именно этот интервал значений параметра мы используем в выражении (4.45) для определения массы черной дыры. Разброс в значениях этого параметра дает основной вклад в ошибку определения массы ЧД. Отметим, что наш модельный диапазон значений параметра $\Gamma\chi_j$, находится в согласии с наблюдательным результатом [35], но значительно отличается от предположения $\Gamma\chi_j = 1$, использованного в работе [28].

Параметры моделей и результаты представлены в Таблицах 4.7–4.8. Параметры модели выписаны в столбцах (1)–(2): начальная замагниченность и показатель степени b , позволяющий в точности подогнать форму границы в параболической области. Вычисленные параметры источника представлены в колонках (3)–(6) Таблицы 4.7 и (2)–(5) Таблицы 4.8. Для параметров модели мы вычислили безразмерные параметры d_* и \tilde{p}_* (см. раздел 4.6), интервал значений $\Gamma\chi_j$ и максимальный фактор Лоренца, достигаемый течением на рассматриваемых масштабах длины. Масса черной дыры вычислена пользуясь выражением (4.45). Для этого мы использовали данные измерений C_M , P_0 и r_0 . Мы также использовали результаты моделирования формы выброса и определения координат излома d_{break} и r_{break} (см. 4.3.3), которые находятся в хорошем согласии с результатами работы [36]. При определении массы использованы параметры модели σ_M , d_* , \tilde{p}_* и оценка $\Gamma\chi_j$. В качестве результата для массы ЧД в Таблице 4.7 мы приводим среднее значения для интервала значений параметра $\Gamma\chi_j$ с ошибкой из-за вариации параметра вдоль выброса. То же самое приведено для спина a_* , найденного с помощью выражения (4.36). Результат для магнитного потока, полученный по формуле (4.31), зависит только от параметров модели и измерения давления внешней среды. Для оценки мощности джеты мы пользуемся выражением [B1]

$$W_j = \frac{c}{8} \left(\frac{\Psi_0}{\pi R_L} \right)^2, \quad (4.46)$$

которое связывает мощность джета W_j с потоком магнитного поля в случае работы процесса Блэндфорда–Знайека.

Для разных замагниченностей мы получили следующие значения массы ЧД:

$$M \in (5.0 \pm 0.3; 10.4 \pm 0.6) \times 10^9 M_\odot \text{ для } \sigma_M = 5;$$

$M \in (4.4 \pm 0.3; 8.7 \pm 0.5) \times 10^9 M_\odot$ для $\sigma_M = 10$;

$M \in (3.8 \pm 0.2; 6.7 \pm 0.4) \times 10^9 M_\odot$ для $\sigma_M = 20$.

Здесь интервал значений масс связан с интервалом значений параметра $\Gamma\chi_j$, а приведенные ошибки — из-за ошибки в определении координат излома, определении ширины выброса и темпа аккреции Бонди. Соответствующие значения для спина:

$a_* \in (0.11 \pm 0.01; 0.22 \pm 0.01)$ для $\sigma_M = 5$;

$a_* \in (0.15 \pm 0.01; 0.28 \pm 0.02)$ для $\sigma_M = 10$;

$a_* \in (0.19 \pm 0.01; 0.33 \pm 0.02)$ для $\sigma_M = 20$.

4.3.6 Обсуждение результатов

В рамках модели джета с замкнутым внутри электрическим током [A6], мы получили переход формы границы выброса от параболической к конической для давления внешней среды (4.18), определяемого аккрецией Бонди. Излом в выбросе происходит при переходе от сильно замагниченного режима к режиму, в котором начинает доминировать плазма. Связь излома с таким переходом мы используем для определения параметров черной дыры и выброса. Предполагая связь между полным магнитным потоком в выбросе и темпом аккреции, существующую для динамически важного магнитного поля, и пользуясь данными измерений давления внешней среды, темпа аккреции Бонди и кинематики, мы можем определить массу черной дыры, ее спин и магнитный поток в выбросе.

Для определения координат излома в джете из M87 мы использовали данные VLBA и MERLIN, собранные в статье [15]. Отметим, что мы использовали не все данные для формы джета M87. Прежде всего, для определения координат излома нам нужны были наиболее однородные данные измерений ширины джета на масштабах длины в окрестности этой точки. Мы исключили данные по ядрам из-за большой ошибки в определении их положения, связанной с поглощением [96]. Мы также не использовали данные European Very Long Base Interferometry Network (EVN), так как эти данные покрывает масштабы комплекса HST-1 на расстояниях порядка $r \sim 100$ пк, и могут отражать свойства предполагаемой там ударной волны, а не формы выброса.

Результат определения массы зависит от выбора σ_M . Для всех рассмотренных нами значений σ_M , масса больше, чем полученная в работе [208] с использованием спектрального анализа для определения дисперсии скоростей газа в окрестностях ядра. Для высокого значения σ_M , наш результат находится в согласии с результатом работы [207], основанными на измерении динамики газа и дисперсии скоростей звезд. Медианное значение для $\sigma_M = 10$ близко к результату [209], полученному на основе анализа динамики звезд и кластеров, но наш результат имеет большую ошибку из-за разброса в значении параметра $\Gamma\chi_j$. Но замагниченность = 5, хорошо соответствующая кинематике из работы [35], указывает на еще большее значение массы.

Полный магнитный поток слабо зависит от величины σ_M и имеет значение порядка 10^{33} Гс см² в хорошем согласии с типичными значениями из работы [A7] (см. Главу 2). Напротив, значение спина сильно зависит от величины σ_M , так как оценка величины радиуса светового цилиндра R_L зависит только от d_* . Разброс в параметре замагниченности дает разброс в значениях спина a_* от 0.11 до 0.33. Таким образом, для СМЧД в М87 мы получили небольшие величины спина порядка 0.1 – 0.3. При численном моделировании [19; 51] для получения мощности выброса порядка $\dot{M}c^2$ требуется большее значение спина > 0.5 . С другой стороны, аналитическое и численное моделирование эволюции ЧД [171; 173; 219; 220] предсказывает низкие и средние значения $a_* \in (0.1, 0.7)$ для близких АЯГ с красным смещением $z < 2$, причем эллиптические галактики имеют систематически более низкие спины, что находится в согласии с нашим результатом.

Оценка мощности выброса, полученная по формуле (4.46), подтверждается средней мощностью выброса $W_{j,av} \sim 3 \times 10^{42}$ эрг/с, необходимую для образования внутренних полостей. [216]. Этот результат является нижней границей оценки мощности из работы [60], основанной на интерпретации HST-1 как реколлимационной ударной волны, образовавшейся при взаимодействии джета с течением с диска. С другой стороны, теоретическое моделирование [221] предсказывает более высокую мощность выброса $\sim 10^{43} - 10^{44}$ эрг/с, необходимую для излучения радиоушей [222]. Это может указывать на то, что оценка мощности [22] без численного фактора может быть более точной для джета из М87, давая величину порядка 10^{43} эрг/с. Фактор 1/8 позволяет объяснить наблюдаемую мощность выбросов потоком, оцененным по сдвигу ядра [A7] (см. Главу 2), но также зависит от выбора конкретной формы интеграла энергии. Нам удалось очень хорошо воссоздать наблюдаемую форму границы выброса при показателе

степени $b \approx 2.05 - 2.07$ в согласии с аккрецией Бонди [64; 66]. Прямые измерения концентрации частиц и температуры межзвездной среды по наблюдениям в рентгеновском диапазоне [63] или моделирование фарадеевского экрана для объяснения наблюдаемой меры вращения [223] дают $n \propto r^{-1}$, что соответствует меньшему значению b для адиабатического течения. Тем не менее, если температура растет по мере приближения к центру, как предсказывается в работе [64] и обсуждается в [63], то значение b может быть больше единицы.

Наша модель предсказывает более или менее эффективное ускорение плазмы вплоть до излома, или почти до HST-1 [36]. В работе [35] был получен другой результат: насыщение ускорения наступает примерно на расстоянии 4 пк от основания выброса. Большие масштабы длины ускорения в нашей модели хорошо согласуются с данными кинематики в оптическом диапазоне [30], которые дают значение фактора Лоренца примерно 10 около HST-1 (примерно область излома или непосредственно за ним, [36]). Кинематика по наблюдениям в радиодиапазоне [34; 35] предсказывает значения параметра замагниченности $\sigma_M = 5 \div 10$ и, соответственно, большие значения масс ЧД. С другой стороны, измерения в оптике на ~ 100 пк [30] дают $\sigma_M = 20$.

Как было отмечено, метод оценки массы, предложенный в этой работе, предполагает существование соотношения (2.68) магнитного потока Ψ_0 с темпом аккреции \dot{M} . Для источников с определенным по данным наблюдений темпом аккреции \dot{M} процедура оценки масс должна быть другой. Кроме того, оценка темпа аккреции позволяет независимо определить состояние диска, как обсуждалось выше.

Предложенный метод оценки массы и спина СМЧД, полного потока в выбросе и его мощности, может стать мощным инструментом исследования физики АЯГ. Результаты, полученные на основе моделирования формы границы джета, находятся в отличном согласии с результатами ТГС и многочисленными предыдущими исследованиями внешней среды ЧД и кинематики и морфологии джета. В то же время, предложенный здесь метод требует разрешения формы джета на масштабах порядка 10^5 гравитационных радиусов, что в данный момент является достижимой целью для современных систем РСДБ. Отметим, что сравнение “традиционных” результатов РСДБ на длинах волн от см до дм с результатами ТГС дает мощный метод калибровки будущих исследований с высоким разрешением АЯГ.

Таблица 4.9 — Параметры ЧД и джета в М87 для массы $M = 6.5 \times 10^9 M_{\odot}$.

σ_M	$\Gamma\chi_j$	φ	a_*	W_j (10^{42} erg/s)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
10	0.059	3.1	0.21	2.3
20	0.060	3.1	0.32	5.7

4.3.7 Согласие с результатами Телескопа Горизонта Событий

Результаты измерения радиуса тени ЧЛ Телескопом Горизонта Событий [224] дают для массы ЧД в М87 $M = (6.5 \pm 0.7) \times 10^9 M_{\odot}$. Это результат находится в согласии с выбором замагниченности $\sigma_M = 10, 20$, в соответствии с данными кинематики [30; 35].

Для известной массы ЧД в М87 $M = 6.5 \times 10^9 M_{\odot}$ подгонкой формы границы выброса получены следующие параметры, собранные в Таблице 4.9. Мы видим, что джет является сильно причинно-связным: $\Gamma\chi_j \ll 1$. Для связи, полученной в работе [28], $\varphi \approx 52\Gamma\chi_j \approx 3$, состояние диска является нормальным ($\varphi \sim 50$), тогда как данные ТГС предсказывают такое состояние диска только при высоком спине. С другой стороны, оценки состояния диска по данным темпа аккреции из работы [201], напротив, предсказывает присутствие в М87 магнито-арестованного диска (см. результаты раздела 4.2.4). Это означает, что результат [28] может хорошо отражать средние свойства выборки в этой работе, но сильно отличаться от реальных величин для отдельных источников. Полученная нами оценки мощности выброса соответствует самым высоким значениям, полученным группой ТГС [67], и близка к результатам предыдущих работ [60; 216; 221; 222].

4.4 Далекие источники

Коллимация джетов тесно связана с ускорением плазмы [1]. [9] показали, что течение с монополярной геометрией магнитных поверхностей остается сильно замагниченным на любом расстоянии от основания выброса. [10] показал, что для эффективного ускорения важна дифференциальная концентрация магнитных поверхностей к оси. Больше того, только течения, сколлимированные не хуже, чем парабола, ускоряются эффективно [13; A2]. Магнитогидродинамическое эффективное ускорение $\Gamma \propto r$ продолжается до достижения течением фактора Лоренца, примерно равного половине от максимального Γ_{\max} [12]. Таким образом, параболическое основание выброса может быть ожидаемой зоной коллимации и ускорения [1], тогда как конический джет ускоряется медленно и доминирующей энергией в нем является энергия плазмы.

Из-за ограниченного углового разрешения, параболическая часть выброса может непосредственно наблюдаться только в ближайших источниках. Тем не менее, есть косвенные указания на то, что ядра далеких квазаров находятся в хорошо сколлимированной части джета. [164; 225] нашли указания на отличную от конической форму выбросов в области наблюдаемых ядер используя измерения ширин ядер для 57 радиогромких источников на нескольких частотах. [226] показал, что после учета ошибок в оценке величины сдвига ядра, данные по формам джетов совместимы с параболической формой. [227] обнаружил, что ядра на частоте 43 ГГц более вытянуты, чем на частоте 15 ГГц для части источников в их полной выборке S5 вблизи полярной шапки. Этот еще один аргумент, подтверждающий, что ядра на 43 ГГц находятся в параболической части джета. [228] нашел показатели степени частотно-зависимого сдвига ядра² k_z в интервале 0.6 – 0.8 для квазара 3C 454.3 используя несколько разных методов. Эта величина хорошо соответствует тому, что ядро 3C 454.3 находится в параболической области выброса в соответствии с моделированием [113]. Кравченко и др. (готовится к печати) оценили расстояния от основания джета до ядра на 15 ГГц для выборки MOJAVE, подгоняя радиальную зависимость размеров компонент джета. Они получили типичное значение показателя степени $k_z = 0.83 \pm 0.03$ для выборки MOJAVE, сравнивая медианное расстояние РСДБ ядра на 15 ГГц с тем значени-

²Показатель степени сдвига ядра k_z определен как частотно-зависимое видимое положение ядра РСДБ $z_{\text{core}} \propto \nu^{-1/k_z}$ [229]

ем, которое ожидается из-за сдвига ядра, измеренного между частотами 15.4 и 8.1 ГГц из работы [97]. Мы предлагаем неявный метод определения наличия параболической части джета для далеких источников и источников, наблюдаемых под малыми углами, используя универсальную связь геометрии и фактора Лоренца. Статистический результат для 11 источников указывает на квазипараболическую форму джетов в области их ядер на частотах 8–15 ГГц. Дополнительно, теоретическое предсказание в разделе 4.4.4 позволяет исследовать и для индивидуального источника, лежат ли наблюдаемые ядра в параболической области.

В этой части мы пользуемся следующими обозначениями: r — расстояние от оси выброса, z — расстояние вдоль выброса.

4.4.1 Универсальный характер ускорения

Зависимость фактора Лоренца Γ от расстояния вдоль джета z может дать информацию о форме джета на масштабах расстояния z . Это может быть сделано для выборки источников из работы [230] и для индивидуальных источников. Аналитическое [12; 14; A6] и численное [10; 13] моделирование показывает универсальный характер линейного роста фактора Лоренца с радиальным расстоянием от оси джета r (1.8) для постоянной угловой скорости Ω_F магнитных силовых линий. Для модели с постоянной угловой скоростью Ω_F (Model 1, M1) зависимость (1.8) выполняется по всей ширине джета, а фактор Лоренца достигает своего максимального для данного среза значения на границе [12–14]. Для модели с током, замкнутым внутри выброса (Model 2, M2), Ω_F постоянна внутри джета и уменьшается до нуля на его границе [13; A6]. В этом случае зависимость (1.8) верна только во внутренней части джета. До сих пор линейный рост фактора Лоренца был получен только для сильно замагниченного течения, то есть для течения, в котором локальная замагниченность σ больше единицы (см. раздел 4.4.2). Примерно это условие совпадает с условием достижения течением фактора Лоренца, равного половине от максимального $\Gamma = \Gamma_{\max}/2$, где Γ_{\max} После достижения $\sigma \approx 1$, эффективное ускорение прекращается и постепенно переходит в логарифмически медленное [9; 10].

Линейный режим ускорения происходит при выполнении следующих условий: i. пока течение сильно замагничено; ii. пока кривизна магнитных поверх-

ностей пренебрежимо мала [10; 12; 13; 15; 18]. В самом деле, для сильно замагниченного течения баланс сил может быть записан в бессиловом приближении: уравнение (46) в работе [18]. Когда для радиуса кривизны силовой линии R_c выполняется условие

$$\frac{R_c}{R_L} \gg \left(\frac{r}{R_L} \right)^3, \quad (4.47)$$

фактор Лоренца растет в соответствии с уравнением (1.8). Когда выполнено обратное неравенство, фактор Лоренца растет как $\Gamma \approx \sqrt{R_c/r}$, что и выполняется для монополярной геометрии [9]. Мы проверили, что в рамках параболической геометрии, действительно, член с радиусом кривизны в балансе сил пренебрежимо мал. Для силовой линии на границе, заданной как парабола:

$$z = z_1 \left(\frac{r}{kR_L} \right)^2,$$

где $k = 2.7$ это эмпирический коэффициент из [230] и $z_1 = 1$ пк. Тогда радиус кривизны равен

$$R_c = \frac{\left[1 + \left(2z_1 r / k^2 R_L^2 \right)^2 \right]^{3/2}}{2z_1 / k^2 R_L^2}. \quad (4.48)$$

Условие пренебрежимости члена с кривизной может быть примерно записано как

$$\frac{R_c/R_L}{(r/R_L)^3} \approx \frac{4}{k^4} \left(\frac{z_1}{R_L} \right)^2 \gg 1. \quad (4.49)$$

Для заданной нами геометрии, пока радиус светового цилиндра остается меньше примерно 1 пк, мы можем пренебречь кривизной и использовать режим линейного с радиусом ускорения (1.8). Для наших моделей мы проверили численно, что условие (4.47) выполнено не только на границе, но и всюду в толще джета.

Этот универсальный профиль ускорения позволяет нам оценить форму границы джета по измерениям фактора Лоренца Γ как функции расстояния от основания джета в проекции на картинную плоскую z_{proj} или истинного расстояния z . Недавние измерения форм джетов в десятке ближайших источников [A1] показывают переход от квазипараболической формы

$$2r = a_1 (z_{\text{proj}} + z_0)^{k_1} \quad (4.50)$$

с показателем степени $k_1 \approx 0.5$ к квазиконической форме

$$2r = a_2(z_{\text{proj}} + z_1)^{k_2} \quad (4.51)$$

с $k_2 \approx 1.0$. Здесь z_0 и z_1 параметры подгонки, показывающие положение вершины вдоль выброса. Если ядра находятся в области эффективного ускорения, то наблюдаемая зависимость $\Gamma(z)$ отражает форму выброса:

$$\Gamma = \frac{a_{1,2}}{2R_L}(z + z_{0,1})^{k_{1,2}}. \quad (4.52)$$

Для выборки как целого ускорение соответствует принадлежности ядер параболической области:

$$\Gamma = (2.7 \pm 0.5)z_{\text{core}}^{0.52 \pm 0.03}, \quad (4.53)$$

где $z_{\text{core}} = (R_8 + R_{15})/2$ среднее от наблюдаемых положений ядер R_8 и R_{15} на частотах 8 и 15 ГГц соответственно. Наша цель проверить принадлежность ядер для 11 источников параболической части выброса.

4.4.2 Связь максимального значения фактора Лоренца с параметром замагниченности для различных моделей.

В предыдущих разделах и обычно мы определяем параметр замагниченности выражением (1.6). Это определение задает максимальный фактор Лоренца, который может быть в принципе достигнут течением, когда вся энергия электромагнитного поля переходит в энергию частиц, в рамках модели с постоянной угловой скоростью [12; 14]. Для моделей с непостоянной угловой скоростью типа модели [A6], значение параметра σ_M может иметь со значением Γ_{max} более сложную связь. Найдет точную связь между σ_M и Γ_{max} для моделей M1 и M2.

Замагниченность (1.28) задается как отношение вектора Пойнтинга (1.26) к потоку энергии частиц (1.27). Используем это выражение для определения Γ_{max} . Интеграл потока энергии определяется выражением (1.22). Разделив его на $\mu\eta\Gamma$ и сравнивая с (1.28), получаем

$$\frac{E}{\mu\eta\Gamma} = \sigma + 1. \quad (4.54)$$

Теперь воспользуемся конкретным видом интегралов в наших моделях. В модели с постоянной угловой скоростью Ω_F [12; 14] обозначим $\Omega_F = \Omega_0$ и

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_0^2 \Psi}{4\pi^2 c^2} + \mu\eta\Gamma_{\text{in}}.$$

В этом случае,

$$\Gamma(\sigma + 1) = \frac{E}{\mu\eta} = \frac{\Omega_0^2 \Psi}{4\pi^2 c^2 \mu\eta} + \Gamma_{\text{in}} = 2\sigma_M \frac{\Psi}{\Psi_0} + \Gamma_{\text{in}}.$$

Это важное соотношение между Γ и σ в джете, которой зависит от выбора конкретной магнитной поверхности в джете. Максимальный фактор Лоренца достигается на поверхности $\Psi = \Psi_0$ и при условии $\sigma = 0$. В этом случае

$$\Gamma_{\text{max}} = 2\sigma_M + \Gamma_{\text{in}}. \quad (4.55)$$

В модели с электрическим током, замкнутым внутри джета [A6], интеграл энергии задан выражением

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_0^2}{4\pi^2 c^2} \Psi \left(1 - \frac{\Psi}{\Psi_0}\right) + mc^2 \eta \left[\Gamma_{\text{in}} + \frac{\Psi}{\Psi_0} (1 - \Gamma_{\text{in}}) \right]. \quad (4.56)$$

Таким образом,

$$\Gamma(\sigma + 1) = f(\psi), \quad (4.57)$$

где $\psi = \Psi/\Psi_0$ и

$$f(\psi) = 2\sigma_M \psi (1 - \psi) + \Gamma_{\text{in}} + \psi (1 - \Gamma_{\text{in}}).$$

Функция f имеет максимум при

$$\psi_{\text{max}} = \frac{2\sigma_M + 1 - \Gamma_{\text{in}}}{4\sigma_M} \approx \frac{1}{2},$$

и ее значение в максимуме

$$f(\psi_{\text{max}}) = \frac{\sigma_M + 1 + \Gamma_{\text{in}}}{2} + \frac{(1 - \Gamma_{\text{in}})^2}{8\sigma_M}. \quad (4.58)$$

Фактор Лоренца максимален при $\psi = \psi_{\text{max}}$ и $\sigma = 0$, так что

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{\sigma_M + 1 + \Gamma_{\text{in}}}{2} + \frac{(1 - \Gamma_{\text{in}})^2}{8\sigma_M}. \quad (4.59)$$

Сравнивая полученные выражения (4.55) и (4.59) мы видим, что для одного и того же значения σ_M , максимальный фактор Лоренца в модели [A6] примерно в четыре раза меньше, чем в модели [14]. Напротив, моделируя один и тот же максимальный фактор Лоренца, в модели [A6] мы должны взять значение σ_M примерно в четыре раза больше, чем в модели с постоянной угловой скоростью.

4.4.3 Наблюдательные данные

Мы рассматриваем выборку источников из [230] из 11 радиогромких АЯГ с измеренными задержками между вспышками по кривым блеска и измеренным сдвигом РСДБ ядра на частотах $\nu_1 = 15$ и $\nu_2 = 8$ ГГц. Основываясь на этих данных, авторы нашли скорость течения в джетах и обнаружили указания на ускорение течения в области ядер. В частности, найдена зависимость фактора Лоренца $\Gamma \propto z^{0.52 \pm 0.03}$ на истинных масштабах длины 0.5–500 парсек. Метод оценки скорости течения по измерениям видимого сдвига ядра и задержки между вспышками на разных частотах был впервые предложен в работе [231]. Этот метод уникален, так как он позволяет оценивать скорость течения непосредственно в ядерной области в отличие от стандартного кинематического метода, в котором измеряются видимые скорости ярких компонент. Также этот метод может лучше отражать максимальную скорость в течении, так как в стандартном кинематическом методе самые быстрые компоненты могут быть не видны из-за прожекторного эффекта (де-бустинга). Выборка включает в себя две радиогалактики, два источника типа BL Lacertae и семь квазаров. Все эти АЯГ демонстрируют экстремальную переменность, которая может объясняться максимизацией фактора Доплера в области ядер (см. детали в работе [230]). Источники были выбраны именно из-за экстремальной переменности для того, чтобы надежно измерить соответствующие задержки вспышек. Подчеркнем, что, хотя выбор предполагает максимизацию фактора Доплера, он не ограничивает нас источниками с какими-то определенными внутренними свойствами, выделяющими их. Максимизация фактора Доплера не предполагает максимизации фактора Лоренца, так как первый зависит также от угла наблюдения.

Наблюдаемые скорости, измеренные в [230], больше, чем типичные скорости, определенные по кинематике [34], но не противоречат им. Величины этих скоростей находятся в хорошем согласии с оценками скоростей в РСДБ ядрах, оцененные в работе [232] по переменности ядер для 40 источников с измеренным сдвигом ядра между частотами 2 и 8 ГГц как минимум для 10 эпох. Авторы моделировали переменность ядра предполагая постоянный фактор Доплера вдоль джета (отсутствие ускорения плазмы) и получили видимую скорость фотосферы во время вспышки β_{ph} . Для пяти общих источников в выборках оценки используемых нами скоростей β_{core} выше (см. Таблицу 4.10). Как отмечено в [232], оценки

Таблица 4.10 — Сравнение видимых скоростей фотосферы, измеренных с помощью переменной сдвига ядра из [232] и оценки скоростей между ядрами из [230].

Источник	Название	$\beta_{\text{ph},8\text{GHz}}$	$\beta_{\text{ph},2\text{GHz}}$	$\beta_{\text{core},8-15\text{GHz}}$
(1)	(2)	(с)	(с)	(с)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
0607–157		6.3 ± 4.3	11.7 ± 10.5	26.6 ± 6.0
0851+202	OJ 287	8.7 ± 2.4	5.8 ± 1.5	30.9 ± 8.0
1308+326		4.8 ± 1.4	3.2 ± 1.2	34.6 ± 12.6
2200+420	BL Lac	2.1 ± 0.9	3.0 ± 1.5	10.5 ± 4.8
2223–052	3C 446	4.8 ± 4.4	6.0 ± 2.4	40 ± 11

Описание колонок: (1) В1950 название; (2) другое название; (3) фотосферная видимая скорость на 8 ГГц, в единицах с; (4) фотосферная видимая скорость на 2 ГГц, в единицах с; (5) видимая скорость между ядрами на 8 и 15 ГГц, в единицах с, из [230].

скоростей по переменной сдвига ядра могут недооценивать скорости из-за градиентов поглощения. Поэтому неудивительно, что нижние оценки, полученные в [232], ниже использованных нами оценок.

4.4.4 Оценка формы джетов неявным методом

С точки зрения режимов ускорения и формы джета, четыре сценария может быть реализованы для течения в ядрах. Режим ускорения: течение может эффективно ускоряться (ЭУ) как (1.8) (и сюда же можно отнести переходный режим), или течение находится в режиме насыщения ускорения (НУ) с фактором Лоренца мало отличающимся от $\Gamma \approx \Gamma_{\text{max}}/2$. Форма выброса: ядра могут быть в параболической или конической области. Ниже мы исследуем все четыре возможности аналитически.

В рамках аналитического подхода в М1 наибольшее значение фактора Лоренца на срезе достигается на границе джета. В М2 поведение фактора Лоренца другое. Для заданного сечения $z = \text{const}$, фактор Лоренца достигает максималь-

ного значения Γ_* внутри выброса на радиусе r_* и затем уменьшается до единицы на границе. Из-за дифференциального скопления магнитных поверхностей, [10; 13; 15], радиус r_* составляет некоторую часть радиуса джета. Для такого поведения мы вводим параметр $\rho \leq 1$ равный отношению радиуса r_* , на котором достигается максимальный фактор Лоренца, к полному радиусу выброса. Здесь мы обсуждаем модели, в которых параметр ρ слабо меняется вдоль джета на обсуждаемых масштабах длины. Поэтому мы используем следующую зависимость фактора Лоренца от радиуса джета:

$$\Gamma = \rho \frac{r}{R_L}. \quad (4.60)$$

Аналитическое [A6] и численное [13; 23] моделирование предсказывает, что отношение r_*/r изменяется в интервале примерно 0.2 – 0.5 в зависимости от расстояния вдоль выброса (большие значения ρ соответствуют большей локальной замагниченности). Мы обнаружили, что эмпирическая зависимость (4.53) является огибающей сверху для аналитических кривых если мы положим $\rho \approx 0.35 - 0.55$. Этот интервал значений ρ находится в хорошем согласии с результатами работ [13; 23]. Ниже для аналитических оценок мы используем значение $\rho = 0.5$ для простоты. В этом случае зависимость $z(r/R_L)$ включает также определенное значение параметра ρ .

Хотя мы получили все результаты для обеих моделей M1 и M2, ниже мы приводим рисунки только для одной из моделей. Это сделано потому, что все результаты моделирования практически совпадают для разумного выбора значения параметра $\rho \approx 0.35 - 0.55$ и неразличимы на рисунках. Разница в факторе примерно два возникает при конкретных оценках физических параметров из-за разных оценок для радиуса светового цилиндра R_L для M1 с $\rho = 1$ и для M2 с параметром ρ около половины.

4.4.5 Теоретическое обоснование однородности выборки

Важным предположением работы [230] было то, что все АЯГ выборки имеют единую зависимость $\Gamma(z)$. Покажем, что если наблюдаемые ядра лежат в параболической области с ЭУ, то такие источники в самом деле должны оказаться

в одной относительно узкой полосе плоскости $\Gamma - z$. Другими словами, предположение в работе [230] может быть подтверждено с точки зрения теории.

Предположим, что ядра лежат в параболической области джета $r \propto z^{0.5}$, и что джет находится в равновесии с внешней средой. Предположим также, что давление внешней среды имеет зависимость от z , которая соответствует аккреции Бонди [64—66]: $P \propto z^{-2}$. В этом случае сохраняется величина $Pr^4 \approx \text{const}$. Используя значение этой постоянной, полученное ранее в этой Главе (см. раздел 4.2.4), получаем

$$\frac{r/R_L}{\sqrt{z}} = 0.63 \frac{\sqrt{B_L}}{(P_0 z_0^2)^{1/4}}, \quad (4.61)$$

где характерное магнитное поле задано радиусом светового цилиндра и полным магнитным потоком в выбросе: $B_L = \Psi_0/\pi R_L^2$. Здесь B_L в Гауссах, P_0 — в дин/см², z и z_0 — в пк. Этот результат верен для обеих моделей М1 и М2. Численный коэффициент 0.63 универсален и не зависит от σ_M [A9]. Мы видим, что правая часть уравнения зависит слабо (как квадратный корень) или очень слабо (как степень 0.25) от параметров выброса B_L и давления P_0 на определенном расстоянии z_0 . С другой стороны, правая часть уравнения 4.61 должна быть равна значению коэффициента из эмпирической зависимости $\Gamma/(\rho\sqrt{z}) \sim 2.7$ в 4.53 для М1, и ~ 5.4 для М2:

$$\frac{\Gamma}{\rho\sqrt{z}} = 0.63 \left(\frac{B_L^2}{P_0 z_0^2} \right)^{1/4}. \quad (4.62)$$

Последнее уравнение показывает, что вспышки в различных источниках с разными значениями Γ_{max} происходят в параболической области с эффективным ускорением, то их ‘координаты’ в плоскости $\Gamma - z$ должны лежать примерно на одной кривой с коэффициентом, определенным в правой части уравнения 4.62. Даже относительно большой разброс в величинах B_L и P_0 , определяющих коэффициент, приводят к тому, что источник должен лежать в узкой полосе в плоскости $\Gamma - z$ (Рисунок 4.12 и Рисунок 8 в [230]). Подчеркнем, что это не значит, что все источники нашей выборки должны иметь один и тот же Γ_{max} .

Толстые синие линии на Рисунке 4.12 показывают огибающую кривых $\Gamma(z)$ для различных значений Γ_{max} . Здесь мы взяли разброс в параметрах, чтобы воспроизвести стандартную ошибку в постериорных распределениях параметров для Γ в 4.53 из работы [230]. Для этих огибающих мы нашли соответствующую зависимость давления внешней среды P_{10} на расстоянии $z_0 = 10$ пк от основания

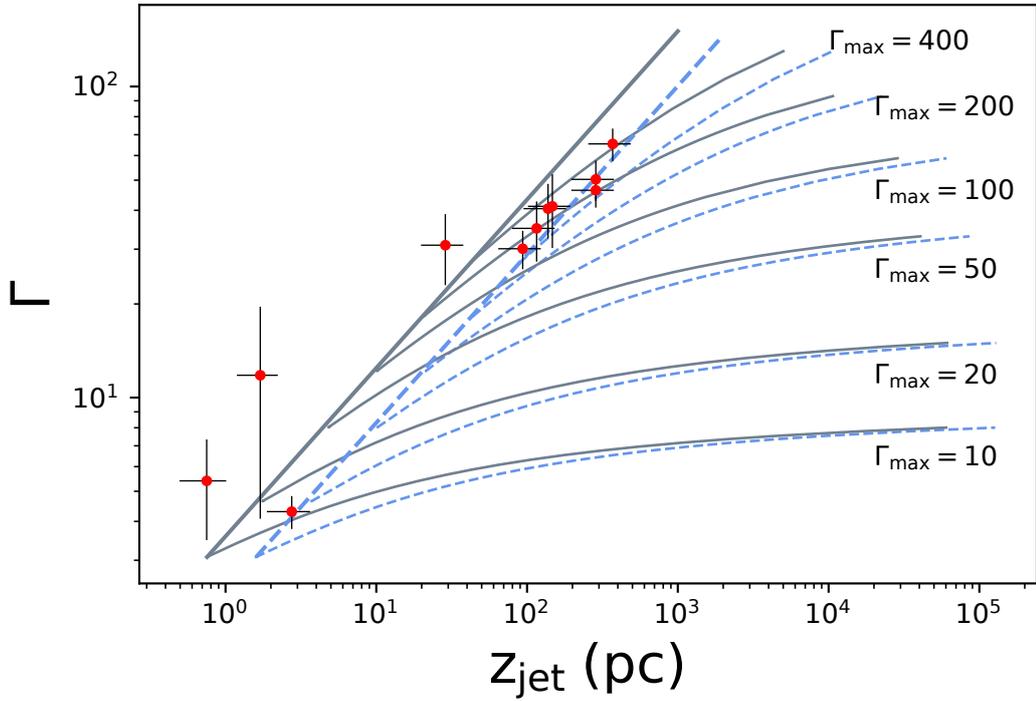


Рисунок 4.12 — Зависимость Γ от z . Аналитическое моделирование (M2) эмпирической зависимости $\Gamma = 2.2z^{0.5}$ (тонкие штриховые голубые линии) и $\Gamma = 3.2z^{0.5}$ (тонкие сплошные серые линии) для $\Gamma_{\max} = 10, 20, 50, 100, 200, 400$. Толстые штриховые голубые и сплошные серые линии являются огибающими этих кривых. Красные точки с ошибками, показанными черными линиями, — данные из работы [230].

джета от характерного магнитного поля B_L :

$$\left(\frac{P_{10}}{\text{дин/см}^2} \right) = (2 \div 8) \times 10^{-7} \left(\frac{B_L}{\text{Гс}} \right)^2. \quad (4.63)$$

Для характерных значений магнитного потока $\Psi \sim 10^{32}$ Гс см² [28; A1; B1; 203] $R_L \sim 2 - 4 \times 10^{-3}$ пк, P_{10} порядка $10^{-6} - 10^{-4}$ дин/см². Экстраполированные данные для давления около M87 [63] и NGC 6251 [62] до расстояния 10 пк составляют 2.2×10^{-7} дин/см² и $(4.6 - 9.2) \times 10^{-7}$ дин/см² соответственно в очень хорошем согласии с нашими оценками.

Для ускоряющегося параболического джета коэффициент $\alpha_1 = a_1 \sqrt{\sin \varphi}$ в зависимости ширины джета d от расстояния вдоль выброса $d = \alpha_1 \sqrt{z}$ может быть связан с магнитным потоком Ψ_0 и амплитудой давления внешней среды P_0 . Комбинируя выражения (4.61) и (4.50), мы получаем

$$\alpha_1 = 2.3 \times 10^{-3} \frac{\sqrt{\Psi_{32}}}{(P_0 z_0^2)^{1/4}}, \quad (4.64)$$

где Ψ_{32} полный магнитный поток в единицах 10^{32} Гс · см², а α_1 в единицах пк^{1/2}. Выражение (4.64) можно протестировать на АЯГ М87 и NGC 6251. Для М87 с $\alpha_1 \approx 0.06$ [A8] и $P_0 = 4.5 \times 10^{-10}$ дин/см² на расстоянии $z_0 = 220$ пк [63], получается оценка магнитного потока $\Psi_0 = 1.3 \times 10^{33}$ Гс · см² в хорошем согласии с [28; A8]. Для NGC 6251 $\alpha_1 = 0.13$ [A1] и $P_0 \approx 3 \times 10^{-10}$ дин/см² на расстоянии $z_0 = 480$ пк [62]. Используя выражение (4.64), получаем оценку потока $\Psi_0 = 2.7 \times 10^{33}$ Гс · см² в хорошем согласии с результатами [A9].

4.4.6 Режим эффективного ускорения — параболический джет

Предположим, что ядра лежат в параболической области с ЭУ.

В рамках модели, которая определяется выбором интегралов, мы решаем уравнения Бернулли и Грэда–Шафранова для заданного давления на границе джета [12; 18; A1; A6]. Все длины записаны в единицах радиуса светового цилиндра. Для М1 для каждого среза $z = \text{const}$ мы находим максимальное значение фактора Лоренца как функцию локального безразмерного радиуса джета: $\Gamma(r_{\text{jet}}/R_L)$. Комбинируя эмпирическое выражение (4.53) и (4.60), мы задаем границу выброса как следующую функцию: $z(r/R_L)$. После этого мы вычисляем любой параметр течения (например, максимальный фактора Лоренца) как функцию z .

Для $\rho = 0.5$ (M2) эмпирическое соотношение (4.53) оказывается верхней огибающей модельных функций $\Gamma(z)$ для различных Γ_{max} (см. Рисунок 4.13). Таким образом, гипотеза о том, что ядра лежат в области ЭУ в параболическом джете находится в согласии с данными наблюдений. Положение точки для каждого источника относительно аналитической кривой дает грубую оценку минимального возможного Γ_{max} в этом АЯГ. Три левые точки могут соответствовать джетам с $\Gamma_{\text{max}} \gtrsim 10 - 20$. Семь правых точек соответствуют источникам с $\Gamma_{\text{max}} \gtrsim 100 - 200$.

Для источников с ядрами, находящимися в режиме ЭУ в параболической области, можно оценить спины черных дыр для подмножества нашей выборки с известными оценками масс ЧД. Комбинируя (4.60) с (4.53), получаем

$$\frac{r}{R_L} \approx \frac{2.7}{\rho} \sqrt{z}. \quad (4.65)$$

С другой стороны, это выражение выполнено для границы выброса, заданной как $r = (a_1/2)\sqrt{z_{\text{proj}}}$, где мы взяли $k_1 \approx 0.5$ для простоты. Имеем:

$$r = \frac{\alpha_1}{2}\sqrt{z}. \quad (4.66)$$

Из выражений (4.65) и (4.66) мы можем связать радиус светового цилиндра с коэффициентом раскрыва α :

$$R_L = \frac{\alpha_1 \rho}{5.4}. \quad (4.67)$$

Для близких десятка источников прямые измерения дают типичную величину для α_1 в интервале 0.068 – 0.184 [37; 38; 40; 42; 46; A1; A8; 223]. Этот интервал может быть оценкой сверху на типичные α_1 : из-за ограниченного разрешения мы можем напрямую измерять форму джетов только в источниках с более широкими выбросами и не детектировать меньшие значения коэффициента раскрыва. Типичные значения R_L для выборки [230] и для интервала величин α_1 взятых по измерениям для близких АЯГ получаются в диапазоне $4.4 \times 10^{-3} - 1.9 \times 10^{-2}$ пк для M2 и примерно в два раза больше для M1.

Для оценки безразмерного спина ЧД a_* используем выражение для радиуса светового цилиндра как функции a_* предполагая условия максимизации эффективности механизма запуска джета процессом Блэндфорда–Знайека $\Omega_F = \Omega_H/2$ [21]:

$$\frac{r_g}{R_L} = \frac{1}{4} \frac{a_*}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}}. \quad (4.68)$$

Для семи источников в нашей выборки оценки масс собраны в [A1]. Результаты для спинов приведены на Рисунке 4.14: мы видим, что спины для 0415+379 (3C 111), 0430–014 (3C 120) и 2200+420 (BL Lac) менее 0.01 в согласии с результатами [A9] (хотя точная подгонка формы и кинематики могут значительно поднять эти значения - см. раздел 4.4.9). Эти источники примерно на порядок длины ближе к нам, чем остальные АЯГ нашей выборки. Интересно, что это может означать следующее: i. далекие источники с низкими спинами имеют слишком малую мощность и не наблюдаются (хотя мощность также зависит от магнитного поптока Ψ_0 и массы ЧД); ii. есть эволюция спинов в зависимости от красного смещения [171; 173]; iii. систематика в методе оценки спинов, связанная с расстоянием до АЯГ. Остальные источники имеют верхняя оценку спина порядка 0.1. Еще раз отметим, что это оценки спинов снизу базируясь на предположении о том, что мы имеет оценку сверху для α_1 . Таким образом, универсальный режим ускорения вместе с

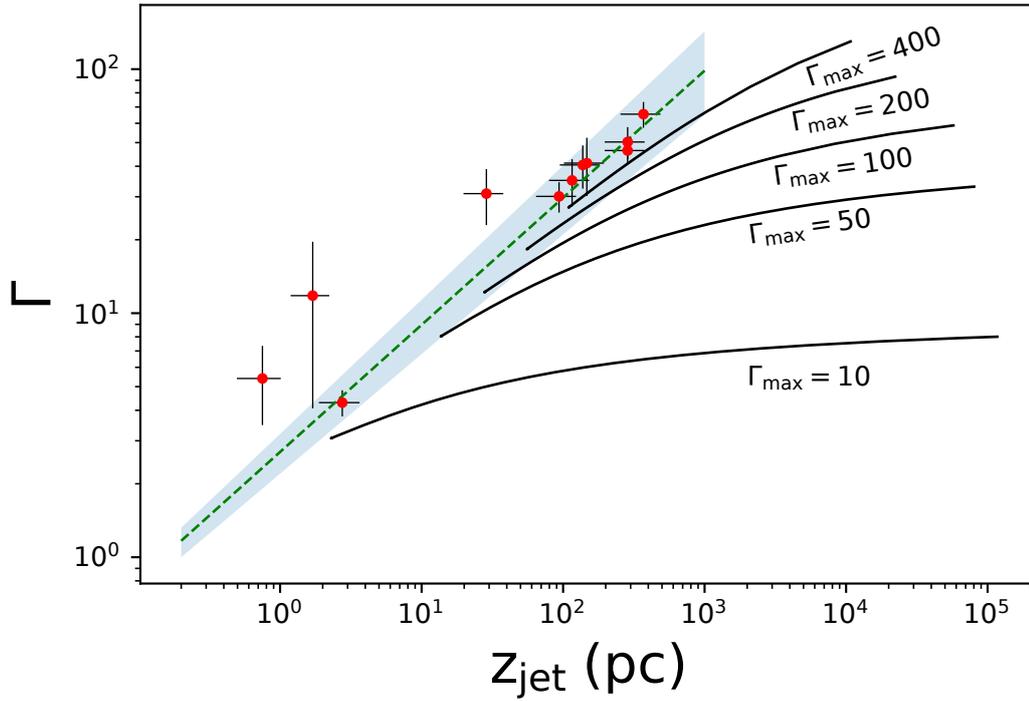


Рисунок 4.13 — Моделирование фактора Лоренца для M2 с параметром $\rho = 0.5$. Красные точки с черными линиями — данные и ошибки из работы [230]. Зеленая штриховая линия показывает кривую $\Gamma = 2.7z_{\text{core}}^{0.52}$. Серая полоса обозначает ошибки в параметрах $\Gamma(z)$, из [230]. Сплошные черные линии это аналитическое моделирование фактора Лоренца $\Gamma(r/R_L)$, где мы используем (4.65), чтобы получить зависимость $\Gamma(z)$. Более низкое значение ρ сдвигает аналитические кривые влево.

эмпирическим соотношением (4.53) и разумными оценками на коэффициент раскрытия α_1 дает нам диапазон спинов ЧД в АЯГ близкий к ожидаемым значениям.

Для трех источников в нашей выборке (3C 111, 3C 120 и BL Lac) излом в форме выброса был обнаружен прямым исследованием формы. Мы обсуждаем эти АЯГ в разделе 4.4.9. Результаты нашего анализа для 1633+382 находятся в согласии с формой выброса, оцененной по ширинам ядер в работе [225].

4.4.7 Режим эффективного ускорения — конический джет

Рассмотрим возможность, что далекие ядра из нашей выборки лежат в переходной области от режима ЭУ к НУ. Обнаруженная зависимость (4.53) вместе с линейным ускорением (1.8) исключает возможность драм находится в кониче-

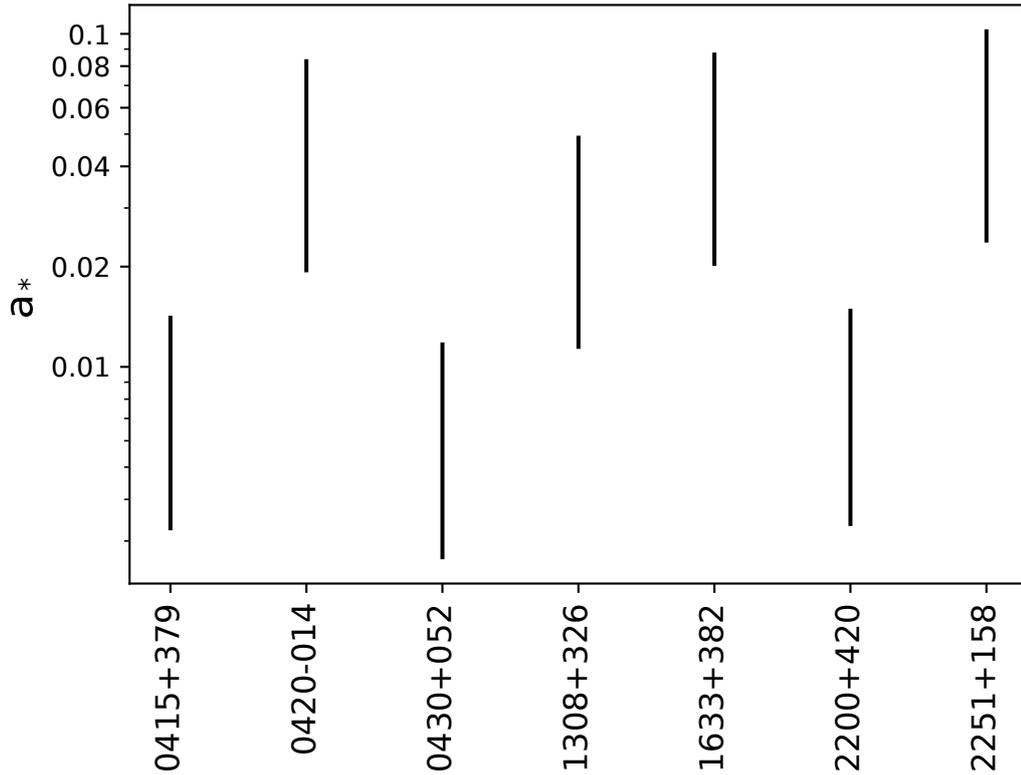


Рисунок 4.14 — Оценки (M2) для спина ЧД a_* для подвыборки из [230] источников с известными оценками масс (собраны в работе [A1]). Неопределенность из-за разброса возможных значений для α_1 и ρ . Верхний предел соответствует $\alpha_1 = 0.068$ и $\rho = 0.35$. Нижний предел соответствует $\alpha_1 = 0.184$ и $\rho = 0.55$. Значения для M1 примерно в два раза ниже.

ской области в режиме ЭУ. В самом деле, наклон зависимости Γ от z_{core} для этих источников не близок к единице. Тем не менее, при переходе от режима ЭУ к НУ, зависимость $\Gamma(r)$ постепенно становится более полой, чем линейная. Таким образом, мы рассмотрим случай, когда семь далеких ядер находятся в переходном режиме от ЭУ к НУ, но с все еще сильной зависимостью Γ от z .

Для подгонки семи правых точек мы введем параметр

$$c_0 = R_L/\chi, \quad (4.69)$$

чтобы связать расстояние вдоль выброса z с радиальным расстоянием r в единицах радиуса светового цилиндра: $z = c_0 r/R_L$. Здесь χ имеет смысл угла полураскрыва конического выброса и r , z , R_L измеряются в парсеках. Это позволяет нам пересчитать аналитическую зависимость $\Gamma(r)$ в $\Gamma(z)$, чтобы сравнить с данными измерений. Коэффициент c_0 для наших данных очень хорошо ограничен с теоретической точки зрения. В самом деле, переход к насыщению ускорения происходит оценочно при радиусе выброса $r = R_L \Gamma_{\text{max}}/2$, с $\Gamma \approx \Gamma_{\text{max}}/2$ в этом

режиме [12]. Таким образом, для источников с $\Gamma \approx 30 - 65$ ширина джета в этой области должна быть примерно $r/R_L \approx 100 - 300$. Так как $z_{\text{core}} \approx 100 - 350$, коэффициент $c_0 \approx 1$. Мы также ограничиваем значения c_0 используя моделирование кривых $\Gamma(r)$ для М2. Из-за того, что наклон семи правых точек в логарифмическом масштабе составляет примерно 0.5, мы не можем подогнать их с помощью зависимости $\Gamma \propto z$. Это ограничивает коэффициент $c_0 \approx 2.5$, так как при $c_0 > 2.5$ данные начинают отклоняться влево от модельной кривой $\Gamma \propto z$ и находятся выше режима ЭУ. Для $c_0 < 1.25$ все семь точек соответствуют режиму насыщения с $\sigma < 1$, что исключает зависимость Γ от z . Таким образом, в рамках М2 данным может соответствовать только интервал $c_0 \in (1.25, 2.50)$. Результат аналитического моделирования в рамках М2 для конического джета представлен на Рисунке 4.15. Толстые сплошная серая и штриховая голубая линии соответствуют огибающим модельных кривых (соответствующие тонкие линии) с $c_0 = 1.25$ и $c_0 = 2.5$, выбранные, чтобы включать данные наблюдений. Значения параметра c_0 для М1 в $1/\rho$ раз больше, чем для М2. Например, мы подогнали данные по семи рассматриваемым АЯГ аналитическим моделированием (М1) для $\Gamma_{\text{max}} = 200$ с $c_0 = 1.28 \pm 0.11$, и для $\Gamma_{\text{max}} = 100$ с $c_0 = 0.56 \pm 0.09$ (см. Рисунок 4.16).

Проверим, соответствуют ли данные такому моделированию конического джета в режиме перехода от ЭУ к НУ при типичных параметрах АЯГ. Мы получили оценку параметра c_0 подгоняя модель под данные наблюдений. Мы оцениваем истинные углы полураскрыва выбросов используя наблюдаемые углы из работы [48] и угла наблюдения из работы [230]. В этом случае мы можем вычислить радиусы светового цилиндра, пользуясь выражением (4.69). Значения R_L , необходимые для объяснения данных коническим джетом в переходном режиме, получаются $R_L \in (0.0016; 0.025)$ парсек. Для типичных масс ЧД $M = 10^9 M_\odot$ нижняя граница интервала соответствует спину $a_* = 0.25$, а верхняя — $a_* = 0.016$. Эти результаты не противоречат результатам [A9].

Хотя углы полураскрыва и полученные оценки на радиус светового цилиндра для модели конического джета в переходном режиме не противоречат предыдущим результатам, мы думаем, что этот сценарий маловероятен. На Рисунке 4.15 видно, что огибающие кривые $\Gamma(z)$ падают очень быстро вверх по течению. Фактор Лоренца течения становится порядка единицы на масштабах длины около 4–8 пк. Это, в свою очередь, означает, что ширина джета на этих расстояниях должна быть порядка нескольких световых цилиндров. Внешнее давление, поддерживающее выброс, должно быть от нескольких 10^{-3} дин/см² до

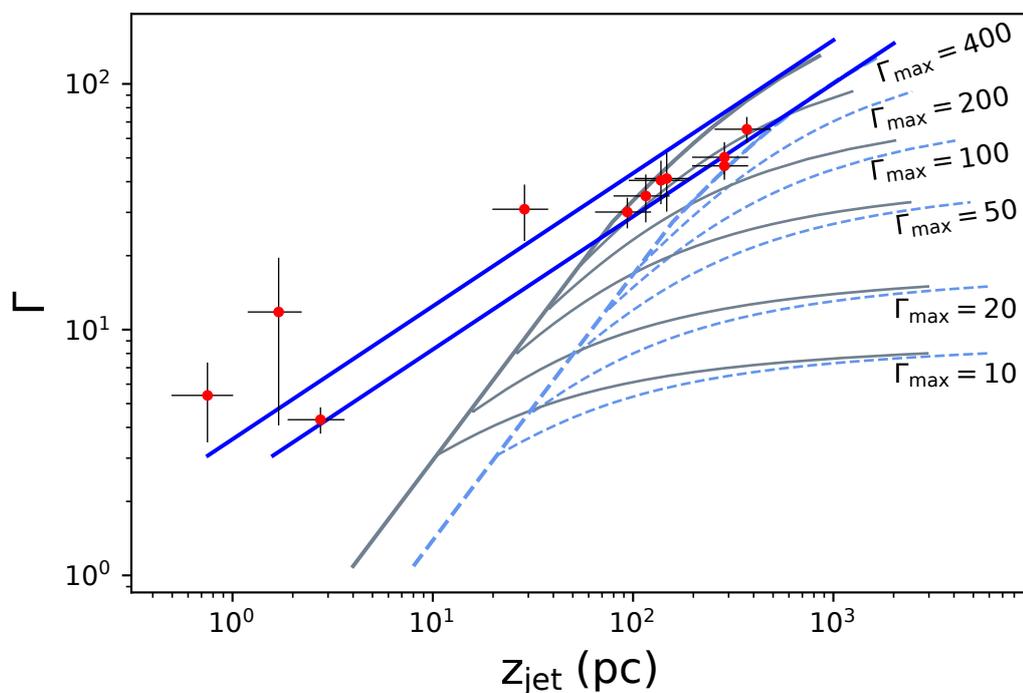


Рисунок 4.15 — Тонкие линии — аналитическое моделирование $\Gamma(z)$ для M2, $c_0 = 1.25$ (сплошные серые линии) и $c_0 = 2.5$ (штриховые голубые линии), $\Gamma_{\max} = 10, 20, 50, 100, 200, 400$. Толстые сплошная серая и штриховая голубая линии — огибающие модельных кривых. Толстые синие линии — огибающие для параболического джета из Рисунка 4.12.

10^6 дин/см² для магнитного потока $\Psi = 10^{32} - 10^{34}$ Гс · см², что на несколько порядков превышает экстраполированные на эти масштабы длины данные измерений из [62; 63].

Сценарий, когда семь источников с наибольшими Γ переходят от параболической к конической форме выглядит искусственным. В самом деле, мы ожидаем, что все ядра в параболической области будут в плоскости $\Gamma - z$ принадлежать выделенной “полосе”. Поэтому если источники имели параболическую область ближе к основанию, а наблюдаемые ядра лежат уже за изломом в конической части джета, то они должны лежать выше “полосы”. Пусть источники имеют излом. Тогда их “трек” в плоскости $\Gamma - z$ сначала должен проходить параллельно синим линиям, но ниже их (см. Рисунок 4.15), а затем каждый источник в своей точке переходит с параболического на конический трек. И в конце концов, все эти ядра с разной эволюцией течения должны оказаться на одной зависимости между синими линиями. Мы считаем такой сценарий маловероятным.

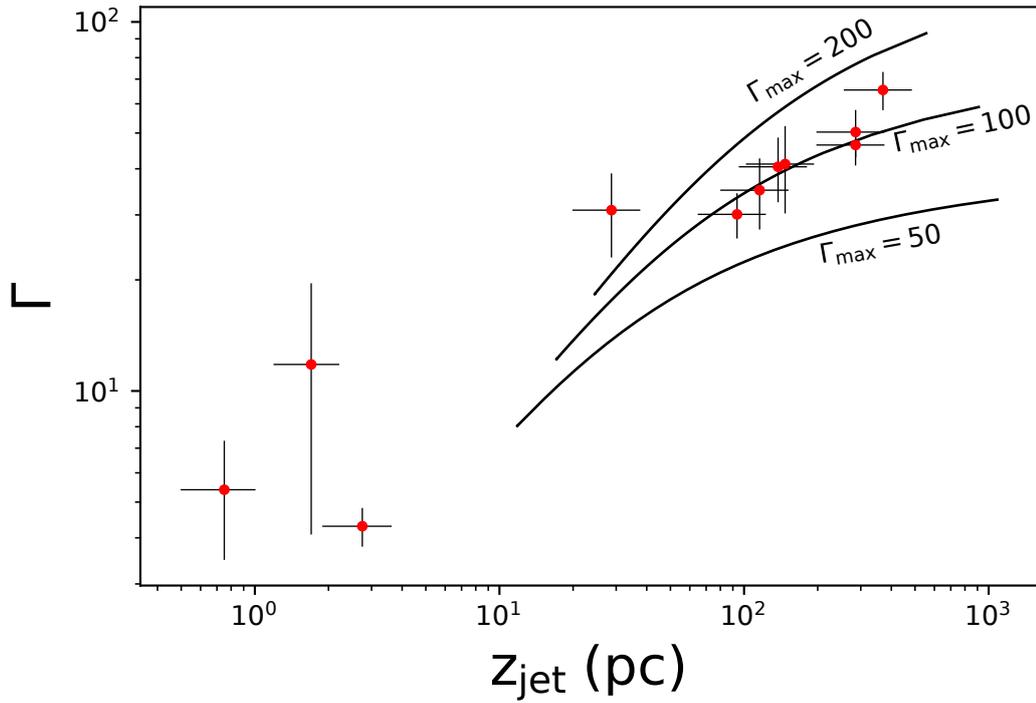


Рисунок 4.16 — Подгонка данных наблюдений в предположении конического эффективно ускоряющегося джета для M1. Здесь мы использовали $z = 0.56r/R_L$, с z измеренными в парсеках.

4.4.8 Режим насыщения — параболический и конический джеты

Задавая типичные ожидаемые радиусы светового цилиндра (см. раздел 4.4.6) и углы полураскрыва выбросов, мы получаем $\chi\rho/R_L \approx 5-175$. Это сдвигает части кривых $\Gamma(z)$, соответствующие режиму ЭУ, влево от данных наблюдений (см. Рисунок 4.17). Это означает, что ядра в этом случае лежат в режиме насыщения ускорения.

Моделирование скоростей для конических джетов (см. Рисунок 4.17) соответствует тому, что все источники, кроме трех самых левых, находятся в режиме насыщения ускорения с максимальными факторами Лоренца $\sim 50-100$, что находится в хорошем согласии с данными по кинематике [34]. Но в этом случае наблюдаемые ядра каждый источника на плоскости $\Gamma - z$ ‘лежат’ каждый на своем значении $\sim \Gamma_{\text{max}}/2 - \Gamma_{\text{max}}$, и между этими точками не должно быть никакой корреляции, в том числе, найденной [230]. В самом деле, Γ для каждого источника равна примерно Γ_{max} и должна зависеть от z логарифмически слабо. Это означало бы, что корреляция (4.53) случайна. Те же рассуждения верны и для M2.

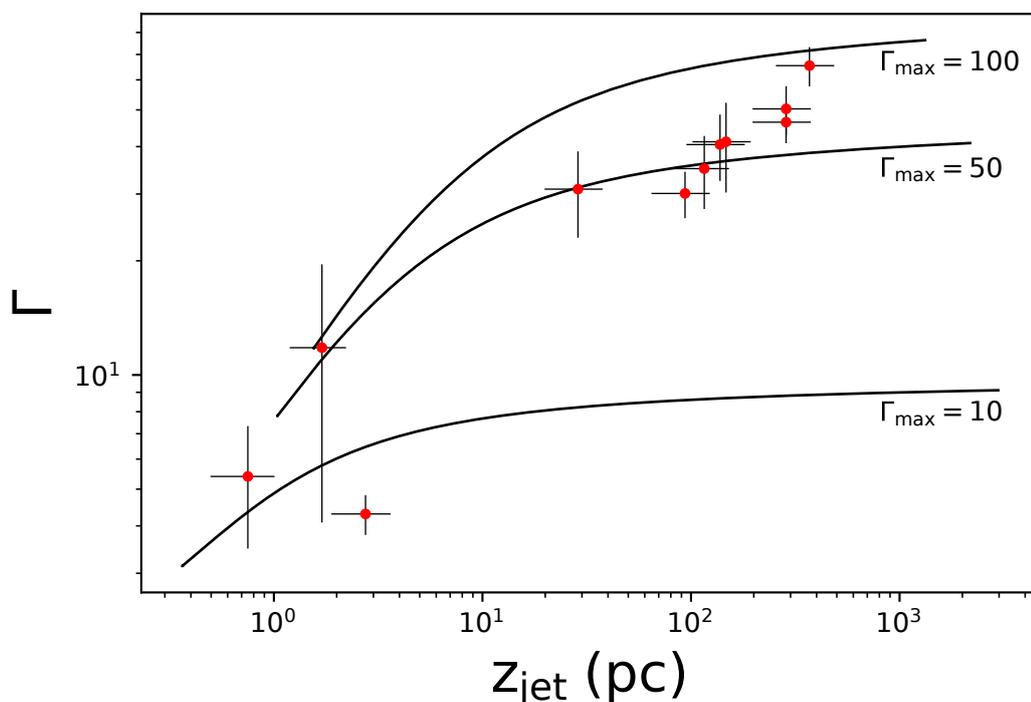


Рисунок 4.17 — Моделирование фактора Лоренца для M1 для конического течения. Мы задаем истинный угол полураскрыва джета порядка $\chi = 2^\circ$ и $R_L = 4 \times 10^{-3}$, что соответствует $M_{\text{BH}} = 10^9 M_\odot$ и спину ЧД $a_* = 0.1$.

Таким образом, мы считаем, что предположение о том, что ядра находятся в конической части джета с насыщением ускорения, маловероятно. То же самое верно и для предположения о режиме насыщения ускорения в параболической части выброса.

В разделах 4.4.6–4.4.8 мы исследовали различные сценарии для наблюдаемых положений ядер и скоростях в них.

- Предположение о ядрах в параболической области в режиме ЭУ хорошо согласуется с данными наблюдений. Для подвыборки с известными массами мы, основываясь на этой модели, оценили спины для семи АЯГ. Четыре спина имеют нижнюю оценку вплоть до 0.1, в согласии с ожидаемым значениями для радиогромких АЯГ. Спины еще трех источников составляют порядка 0.01, что гораздо меньше ожидаемых значений, но в согласии с результатами оценки спинов по непосредственным измерениям формы [A1; A9].
- Вся выборка АЯГ не соответствует предположению о коническом джете с ЭУ, поэтому мы проверили эту гипотезу для семи правых ядер. Хотя эти данные можно объяснить коническим джетом в режиме перехода от ЭУ к НУ, оценки спинов при этом находятся в согласии с ожидаемым

диапазоном значений, но давление, необходимое для коллимации таких узких джетов на несколько порядков меньше ожидаемых по измерениям [62; 63]. Таким образом мы считаем, что этот сценарий маловероятен.

- Предположение о ядрах в режиме НУ (конической или параболической областях) находится в противоречии с найденной корреляцией между Γ и z [230]. Поэтому этот сценарий противоречит данным наблюдений.

Мы заключаем, что наблюдаемые в нашей выборке ядра находятся в параболической и эффективно ускоряющейся части джета — так называемой области коллимации и ускорения [1]. Этот вывод находится в согласии с результатами [A9]. Результаты моделирования данных ускорения позволяют заключить, что большинство АЯГ выборки имеют высокую начальную замагниченность течения, вплоть до нескольких сотен. В этом случае мы ожидаем столь же высоких значений фактора Лоренца в выбросах, не наблюдаемых, возможно, из-за дебустинга. С другой стороны, наблюдаемые ядра могут лежать в самом конце кривой эффективного ускорения. В этом случае максимальный фактор Лоренца для них порядка нескольких десятков.

4.4.9 Источники с измеренными ранее изломами

Наша выборка из 11 АЯГ включает в себя 3C 111, 3C 120 и VL Lac, у которых была ранее измерена форма джетов прямыми наблюдениями [A1]. Такое обнаружение стало возможно из-за близости этих источников (красное смещение < 0.07), которое позволило достичь необходимого разрешения. Используем вместе моделирование и данные по фактору Лоренца и форму джетов для исследования этих АЯГ. Для трех источников мы моделируем зависимость $\Gamma(r)$ [A6] для двух моделей: с постоянной угловой скоростью (M1) и с током, полностью замкнутым внутри выброса (M2). Для получения зависимости $\Gamma(z)$ мы используем данные о форме джетов из работы [A1], экстраполируя их на масштабы расстояний для ядер. В этом случае единственным свободным параметром для подгонки данных является максимальный фактор Лоренца Γ_{\max} . Задавая его, мы можем однозначно оценить R_L , подгоняя моделирование к данным. Радиус светового цилиндра может быть связан со спином черной дыры в случае, если магнитные линии исходят из магнитосферы ЧД [21]. Оценки углов наблюдения

для источников из [A1] и из [230] различны, и мы используем второе значение. Мы используем массы ЧД из [A1].

Для VL Lас мы подгоняем данные наблюдений, используя значения $\Gamma_{\max} = 20, 50, 100$. Отметим, что здесь определение Γ_{\max} отличается от использованного в работах [A1; A9] (см. раздел 4.4.2). Мы используем форму выброса $r = 0.505(z + 0.087)^{0.537}$ [A1]. Затем мы подбираем такое значение R_L , чтобы модельная кривая $\Gamma(z)$ проходила через наблюдательные данные, включая ошибки (см. Рисунок 4.18). Для M2 мы воспроизводим наблюдаемый фактор Лоренца (см. Рисунок 4.18) задавая $R_L = 86, 431, 5540 r_g$ (мы используем значение массы ЧД $M = 10^{8.23}$ [53]), соответствующие величины спина ЧД равны $a_* = 0.093_{-0.071}^{+0.707}, 0.019_{-0.013}^{+0.031}, 0.014_{-0.006}^{+0.014}$. Отметим, что подгонка данных по величине фактора Лоренца дает гораздо больший спин, чем использование данных по ширине джета в изломе [A9]. Зеленая штриховая линия на Рисунке 4.18 обозначает излом в форме джета, обнаруженный в работе [A1]. Для нижней панели рисунка с $\Gamma_{\max} = 20$ переход формы практически не заметен, но он соответствует обозначенному положению. Отметим также, что положения дальних ядер не соответствуют части кривой с НУ (верхняя панель). Их зависимость Γ от z более крутая, что может указывать на высокие скорости в этих источниках.

Описание Рисунка 4.18: красные точки с черными линиями представляют данные измерений с ошибками. Черные кривые — результат моделирования для M2, серая полоса — моделирование с учетом ошибок в определении Γ (нижние пределы и верхний предел для $\Gamma_{\max} = 20$ нанесены примерно, так как кривые для них не доходят непосредственно до линии ошибок). Кривая для $\Gamma_{\max} = 100$ проходит через данные для спина $a_* = 0.014_{-0.006}^{+0.014}$. Величина $\Gamma_{\max} = 50$ дает $a_* = 0.019_{-0.013}^{+0.031}$, а $\Gamma_{\max} = 20$ — $a_* = 0.093_{-0.071}^{+0.707}$.

Данные для источников 3C 111 и 3C 120 мы подгоняем задавая $\Gamma_{\max} = 10, 20$. Модели с более высокими значениями Γ_{\max} начинаются ниже по течению от ядер, поэтому их применение потребует экстраполяции. Мы замечаем, что подгонка данных наблюдений в плоскости z — Γ дает меньший спин для больших значений Γ_{\max} (в противоположность [A9]). Это объясняется следующим образом. Мы пытаемся промоделировать точку $\{\Gamma_*, z_*\}$ в плоскости $\Gamma - z$. Зависимость фактора Лоренца от положения вдоль джета с учетом измерения формы дает $\Gamma = \alpha_1 \sqrt{\varphi z} / 2R_L$. Эти кривые для различных значений Γ_{\max} имеют одну огибающую и не пересекаются для одного значения радиуса светового цилиндра. Для того, чтобы они проходили через одну точку, необходимо также увеличивать

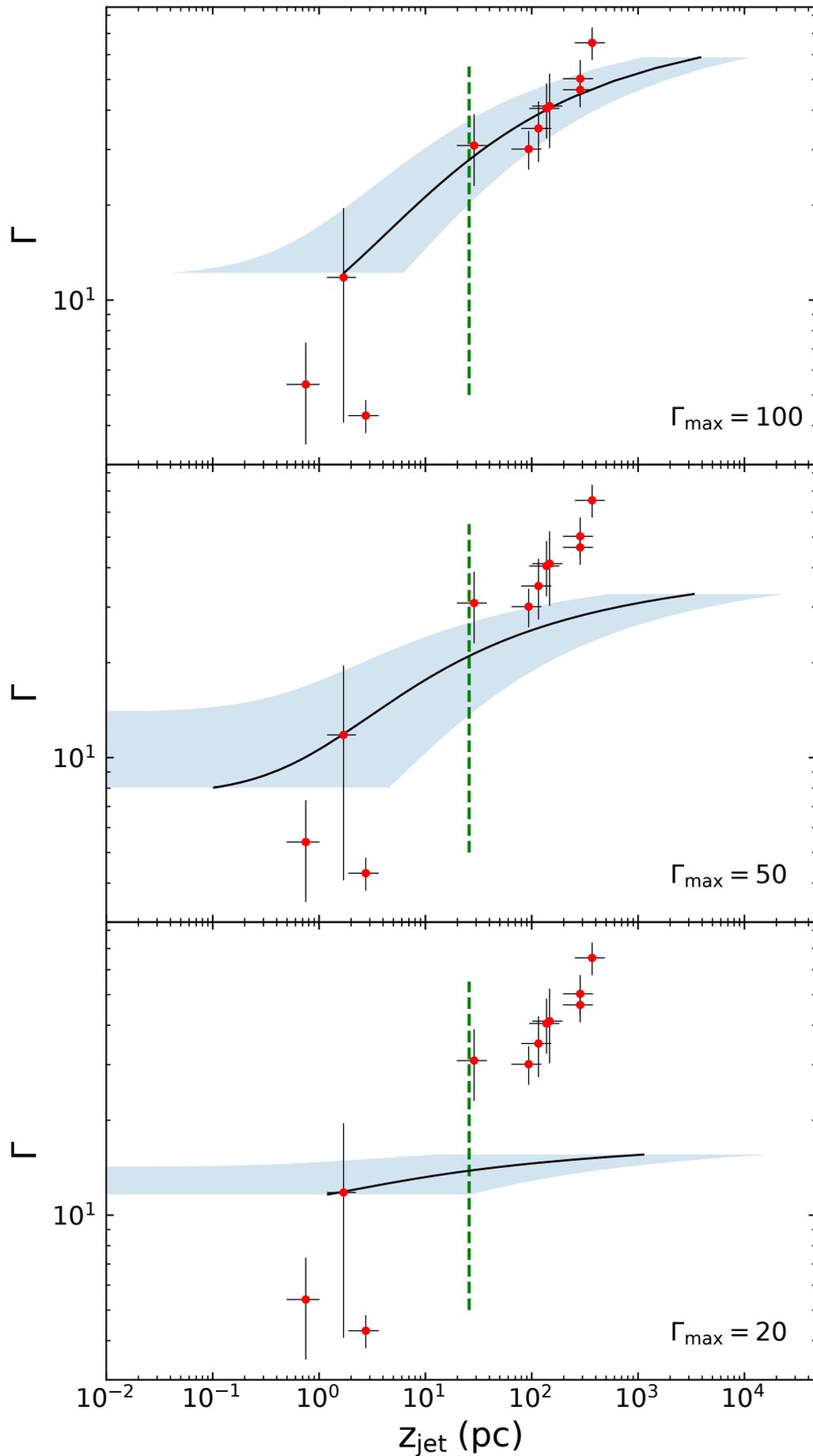


Рисунок 4.18 — Подгонка фактора Лоренца для BL Lac с помощью аналитического моделирования и дополнительных наблюдательных данных.

значение R_L для больших Γ_{\max} . Это и означает, что большие Γ_{\max} соответствуют меньшим a_* . Для ЗС 111 для М2 мы получили: для $\Gamma_{\max} = 10$ спин $a_* = 0.019_{-0.005}^{+0.009}$. Для $\Gamma_{\max} = 20$ спин $a_* = 0.012_{-0.002}^{+0.002}$. Значения спина для ЗС 120, полученные в рамках М2: для $\Gamma_{\max} = 10$ — $a_* = 0.052_{-0.037}^{+0.432}$. Для $\Gamma_{\max} = 20$ — $a_* = 0.021_{-0.008}^{+0.019}$.

Здесь мы еще раз подтвердили, что наблюдаемые на частотах 8 и 15 ГГц ядра находятся в параболической области с эффективным ускорением. Мы моделировали спины ЧД в этих источниках и получили значения, систематически большие, чем полученные по ширине излома в джете. [A9]. Но величина спина сильно зависит от конкретного выбора Γ_{\max} .

4.4.10 Возможные поправки к результатам

На полученные здесь результаты могут повлиять некоторые факторы. Первый связан с возможным положением максимального фактора Лоренца вдоль джета. Предположим, что в выбросе магнитные поверхности устроены таким образом, что хотя граница (или наблюдаемая граница) имеет форму $r \propto z^{k_1}$, поверхность, на которой достигается максимальный фактор Лоренца имеет форму $r \propto z^{k_2}$. В этом случае приведенный здесь анализ отразит вторую форму, а не форму границы выброса. Аналитическое [A6] и численно [23] моделирование показывает, что радиус, на котором достигается максимальный фактор Лоренца, очень медленно эволюционирует в сторону меньшей доли всего радиуса джета вдоль выброса. Для нашей модели М2 мы напрямую проверили, что форма поверхности максимального фактора Лоренца $r \propto z^{k_2}$ почти совпадает с формой границы $r \propto z^{k_1}$. В этом случае наши результаты верны. Интересную проверку можно было бы провести с источником, поведение скорости которого дает параболическую форму, но при этом есть прямые измерения конической формы границы на тех же масштабах длины. Это означало бы, что джет имеет быструю и эффективно ускоряющуюся параболическую сердцевину внутри более медленного течения с другой геометрией. В работе [164] (источники 0607–157, 1730–130 и 2223–052) есть указание на это, но по результату с невысокой достоверностью.

[226] использовал численное моделирование излучения для модели джета [5] и обнаружил, что величины сдвига ядра, определенные по подгонке гауссианом, типично переоцениваются примерно в 1.5 раза. Это может также повлиять

на наш результат. С другой стороны, сдвиги ядра обычно измеряются в спокойном состоянии джета, тогда как во время вспышек они обычно возрастают [232] примерно во столько же раз. Значит, для нашей выборки эти два эффекта могут компенсировать друг друга.

[230] оценивали расстояние от ядра до основания джета пользуясь стандартной зависимостью $z \propto v^{-1/k_z}$, где k_z – была взята единицей. В коллимирующемся джете (например, параболическом) этот показатель степени может быть другим ($k_z < 1$), давая меньшие значения z . Но предположение $k_z = 1$, верное для конического джета в состоянии равномерного распределения [5] $B \propto r^{-m}$ и $n \propto r^{-n}$, $n = 2m$, не повлияет на наши результаты. В самом деле, единственной измеряемой величиной является сдвиг ядер $\Delta z = z_8 - z_{15}$. Если джет конический с $k_z = 1$, то среднее положение между ядрами $z_{\text{core}} = (z_8 + z_{15})/2$ расположено на расстоянии

$$z_{\text{core}} = \frac{v_1 + v_2}{2(v_1 - v_2)} \Delta z \approx 1.64 \Delta z$$

от основания джета, вычисленного, положив частоту наблюдения равной бесконечности. We take this distance as a proxy to the mean core position. Если мы рассмотрим параболический джет с $k_z = 0.5$, то расстояние от ядра до основания джета меньше и равно

$$z_{\text{core, par}} = \frac{v_1^2 + v_2^2}{2(v_1^2 - v_2^2)} \Delta z \approx 0.90 \Delta z.$$

Сравнивая эти два выражения мы получим, что для зависимости фактора Лоренца Γ от расстояния z_{core} показатель степени не поменяется, а изменится только коэффициент: $\Gamma = 3.7 z_{\text{core, par}}^{0.52}$. Это качественно не повлияет на наши результаты. В оценках физических величин будет некоторая поправка. Например, это приведет к увеличению оценок для спинов, поэтому оценки на Рисунке 4.14 должны рассматриваться как оценки снизу. Тем не менее, мы не ожидаем таких сильных отклонений значения k_z от его канонического значения (см. обсуждение ниже). В самом деле, [228] обнаружил k_z в интервале 0.6 – 0.8 для квазара 3C454.3. Это соответствует тому, что ядра АЯГ 3C454.3 лежат в параболическом ускоряющемся джете. [113] обнаружил $k_z \approx 0.9 - 1.0$ для модельных многочастотных карт интенсивности синхротронного излучения, полученных в рамках релятивистской МГД с равномерным распределением энергий между частицами и магнитным полем. Они также считают, что значения $k_z < 1$ говорят о происходящей коллимации джетов.

Следующий фактор, который необходимо рассмотреть, это предположение о постоянной скорости течения между ядрами, сделанное в работе [230]. В то

же время мы предлагаем модель, в рамках которой течение между ядрами на 15 и 8 ГГц эффективно ускоряется, что противоречит предположению о постоянстве Γ . Ниже мы показываем, что на самом деле это не влияет на полученный нами результат. В разделе 4.4.11 мы предполагаем, что течение ускоряется как $\Gamma_i(z) = a_i \sqrt{z}$ для каждого источника, обозначенного индексом “ i ”. Мы находим соотношение между расстоянием Δz вдоль джета в системе отсчета ядра и время прохождения Δt_{obs} для ускоряющегося таким образом течения. После этого мы выбираем коэффициент a_i так, чтобы течение с постоянной скоростью β_{const} (которая соответствует Γ из [230]) проходило бы расстояние Δz за то же самое время Δt_{obs} . После определения a_i , мы вычисляем фактор Лоренца в точке z_{core} для ускоряющегося течения. Оказывается, что разница между ними пренебрежимо мала (см. раздел 4.4.11).

4.4.11 Фактор Лоренца ускоряющегося течения

Обозначим максимальную скорость в джете на расстоянии z от основания джета как функцию от z : $\beta(z)c$. Для простоты (чтобы проинтегрировать в элементарных функциях) возьмем $\Gamma(z) = a\sqrt{z}$, что для скорости записывается как

$$\beta(z) = \sqrt{\frac{a^2 z - 1}{a^2 z}}. \quad (4.70)$$

Перепишем уравнение (2) из [230] в следующем виде:

$$\frac{dz}{cdt_{\text{obs}}} = \frac{\beta(z)}{1 - \beta(z) \cos \varphi}. \quad (4.71)$$

Интегрирование от z_{15} до z_8 дает

$$I(z_{15}, z_8) - \Delta z \cos \varphi = c\Delta t_{\text{obs}}, \quad (4.72)$$

где

$$I = \frac{1}{a^2} \left(\sqrt{a^2 z (a^2 z - 1)} - \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{a^2 z} - \sqrt{a^2 z - 1}}{\sqrt{a^2 z} + \sqrt{a^2 z - 1}} \right) \Bigg|_{z_{15}}^{z_8}. \quad (4.73)$$

Измерения из работы [230] предполагали постоянную скорость β_{const} . В этом случае равенство

$$\frac{\Delta z}{c\Delta t_{\text{obs}}} = \frac{\beta_{\text{const}}}{1 - \beta_{\text{const}} \cos \varphi} \quad (4.74)$$

верно с β_{const} — постоянной скоростью, оцененной в [230]. Приравнивая выражения (4.72) и (4.74), получаем

$$\beta_{\text{const}} = \frac{\Delta z}{I(z_{15}, z_8)}. \quad (4.75)$$

Чтобы понять, насколько отличаются результаты в предположении постоянной скорости и ускоряющего течения, сравним фактор Лоренца, полученный для ускоряющегося течения, на расстоянии z_{core} с тем постоянным фактором Лоренца, который мы используем. Для этого выберем коэффициент $a \approx 2.7$ для каждого из источников, чтобы выполнялось (4.75). После, используя это значение a , вычислим фактор Лоренца Γ_{var} на расстоянии $z = z_{\text{core}} = (z_8 + z_{15})/2$. Полученный Γ_{var} примерно на 1.5–2% больше используемого Γ . Таким образом, использование значения фактора Лоренца, полученного в предположении о постоянной скорости течения между ядрами, является хорошим приближением соответствующего фактора Лоренца ускоряющегося течения.

4.4.12 Влияние на видимый сдвиг ядра

Принадлежность наблюдаемым ядра параболической части джета может существенно повлиять на частотно-зависимый сдвиг ядра. Предположим, джет имеет профиль границы $r \propto z^k$, профили фактора Доплера $\delta \propto z^{-D}$, магнитного поля $B \propto z^{-m}$ и концентрации излучающей плазмы $N \propto z^{-n}$ (последние два в системе отсчета плазмы). Делая остальные предположения такие же, как в работе [5], получим следующее выражение для показателя степени видимого положения ядра от частоты:

$$k_z = \frac{(D + m)(1.5 - \alpha) + n - k}{2.5 - \alpha}, \quad (4.76)$$

где оптически тонкий спектральный индекс α определяется следующей зависимостью спектральной плотности потока от частоты: $S_\nu \propto \nu^\alpha$. Это соотношение может быть переписано в терминах зависимости физических величин от радиального расстояния от оси r , например, $B \propto r^{-b_r}$, где $m = kb_r$:

$$k_z = k \frac{(D_r + b_r)(1.5 - \alpha) + n_r - 1}{2.5 - \alpha} \quad (4.77)$$

Для $\alpha = -0.5$, постоянного фактора Доплера $D_r = 0$, тороидального поля $b_r = 1$ и следствия уравнения непрерывности $n_r = 2$, показатель степени видимого сдвига ядра равен $k_z = k$.

Для ускоряющегося течения мы должны учесть поведение магнитного поля и концентрации плазмы в системе отсчета ядра (индекс 'lab'), $N_{Lab} = N\Gamma$, и для доминирующей тороидальной компоненты магнитного поля $B_{Lab} = B\Gamma$. Для $\Gamma \propto z^k$ мы получаем

$$\begin{aligned} k_z^{\text{acc}} &= \frac{(D + m + k)(1.5 - \alpha) + n}{2.5 - \alpha} \\ &= k \frac{(D_r + b_r + 1)(1.5 - \alpha) + n_r}{2.5 - \alpha} \end{aligned} \quad (4.78)$$

В ускоряющемся джете с углом наблюдения φ , фактор Доплера возрастает вдоль джета до максимального значения $\delta_{\text{max}} \approx 1/\sin \varphi$ на расстоянии, где фактор Лоренца $\Gamma \approx \delta_{\text{max}}$ [230]. После этого D уменьшается вплоть до масштабов длины, на которых ускорения останавливается и фактор Лоренца остается примерно постоянным. Но если максимальный фактор Лоренца течения удовлетворяет условию $\Gamma < 1/\sin \varphi$, то фактор Доплера не имеет падающей части вдоль джета. Предполагая $\delta \propto \Gamma$ (то есть $D_r = -1$) для части джета, удовлетворяющей $\Gamma < 1/\varphi$, стандартные зависимости концентрации плазмы и тороидального магнитного поля, получаем $k_z^{\text{acc}} = 4k/3$. [47] получили $k = 0.58 \pm 0.05$ для АЯГ NGC 315 и оценку $k_z = 0.72 \pm 0.11$, что близко к предсказанному $k_z = 4/3k = 0.77 \pm 0.07$.

Кравченко и др. (статья готовится к печати) оценили типичный $k_z = 0.83 \pm 0.03$ для выборки АЯГ MOJAVE сравнивая медианное расстояние РСДБ ядра на 15 ГГц со значением, ожидаемым по медианному значению величины сдвига ядра между частотами 15.4 и 8.1 ГГц из работы [97]. Предполагая продолжающееся ускорение плазмы в области ядер, можно оценить типичный показатель степени в зависимости формы границы джета $k = 3k_z/4 = 0.62 \pm 0.02$ для выборки MOJAVE. Этот результат находится в хорошем согласии с наличием параболического основания в джетах из АЯГ.

Выражение (4.77) для конических джетов ведет к стандартной зависимости, найденной в работе [229], а для параболической формы течения она дает $z_{\text{core}} \propto v^{-2}$. Таким образом, измеряя положения ядер на двух частотах v_{high} , v_{low} и оценивая положение основания джета по зависимости $z_{\text{core}} \propto v^{-1}$, мы переоцениваем расстояние до истинного начала струи. Переоценка расстояния

от ядра до начала струи на основе оценок по частотно-зависимому сдвину ядра может привести к ошибкам в определении формы джета у основания. Здесь мы предлагаем возможное геометрическое объяснение наблюдаемого перехода к конической форме в М87 на суб-парсековых расстояниях [210], хотя на таких масштабах возможны и физические эффекты. Предположим, граница джета определяется выражением $r = a(z - z_0)^k$ с координатой основания z_0 сдвинутой в направлении выброса. Такая зависимость может быть следствием переоценки основания джета по измерению сдвига ядра в предположении конической формы по сравнению с положением параболической вершины джета. Изображая границу джета в координатах $r - z$ логарифмической шкале приведет в этом случае к более крутому загибу линии на масштабах порядка z_0 по сравнению с прямой параболической линией на больших масштабах. И хотя на масштабах $z \gtrsim z_0$ такая зависимость не представляется степенным законом, она может быть приближено функцией $r = az^k$ локально, с показателем степени k зависящим от масштабов, на которых производится подгонка. Мы протестировали такую возможность к форме джета из М87, для которой такой переход был обнаружен в работе [210]. Оказалось, что задание формы границы джета зависимостью $r_{\text{pc}} = 0.07(z - z_0)^{0.56}$ с $z_0 = 0.00153$ pc (примерно 2–3 Шварцшильдовских радиуса R_S) воспроизводит степенную зависимость $r \propto z^{0.77}$ на масштабах длины 10 – 30 R_S , следуя параболической форме $r \propto z^{0.56}$ вниз по течению [210]. Именно эту кажущуюся степенную зависимость $r \propto z^{0.77}$ мы должны использовать на масштабах длины порядка z_0 в выражении для показателя степени величины сдвига ядра k_z (4.78). Используя $k_z = 4k/3$ для ускоряющегося джета с $\Gamma < 1/\varphi$ и $k = 0.77$, получаем $z \propto v^{-0.97}$, что находится в отличном согласии с величиной $z \propto v^{-0.94}$, полученной в работе [96]. Если основание джета в самом деле приподнято над горизонтом ЧД на величину порядка нескольких Шварцшильдовских радиусов, то это может указывать на связь джета с магнитосферой черной дыры и отсутствие связи с диском. Это, в свою очередь, указывает на механизм Блэнфорта–Знайека как основной в запуске выброса из М87. Кроме того, этот результат может указывать на положение поверхности, вблизи которой происходит генерация плазмы и заполнение ей джета. Здесь нужно отметить, что такие малые масштабы недоступны аналитическому моделированию (см. обсуждение в [12]), поэтому здесь мы предположили продолжение наблюдаемой параболической форму выброса вверх по течению до субпарсековых расстояний.

4.4.13 Обсуждение

Наши результаты находятся в согласии с данными измерений форм джетов в работе [48] с использованием стачковых РСДБ карт выборки источников MOJAVE на частоте 15 ГГц. Они обнаружили, что все источники нашего анализа имеют на соответствующих масштабах длины квази-параболические джеты с $k < 1$ за исключением BL Lac с $k = 1.11$. Но для BL Lac излом в джете был обнаружен напрямую на расстоянии $z_{\text{obs}} = 2$ микросекунд дуги в работе [A1]. Авторы получили значения k используя стачковые карты на 15 ГГц и одноэпоховые данные РСДБ на частоте 1.4 ГГц. Для трех источников в нашей выборке (0415+379, 0430+052, 2200+420) излом был обнаружен напрямую. Для 8 источников подгонка формы одним степенным законом дала в 6 АЯГ значения $k < 1$. Это дополнительный аргумент в пользу нашего результата параболической формы джетов в области ядер.

Наши результаты находятся в согласии с результатами работы [233], в которой авторы собрали данные по яркостной температуре на разных частотах (2, 8, 15 и 86 ГГц) и обнаружили, что она возрастает с ростом расстояния от центрального источника. Они объясняют это ускорением выброса от $\Gamma \propto 1$ в ядре на 86 ГГц до $\Gamma \approx 40 - 50$ на расстояниях порядка положений ядер на 8-15 ГГц. Эти значения хорошо согласуются с полученными нами результатами (см. раздел 4.13). Хотя [233] предполагали $z_{\text{core}} \propto \nu^{-1}$ оценивая расстояния до ядер, игнорируя возможное отклонение формы выброса от конической и влияние ускорения на k_z (см. 4.4.12), это не влияет на сами значения Γ , а влияют только на зависимость роста фактора Лоренца от расстояния.

Наши результаты означают, что джеты в выборке ускоряются до значительных величин $\Gamma \sim 100$. Эти высокие значения не противоречат статистике, полученной по измерению кинематики сверхсветовых движений компонент джета в выборке MOJAVE (см. Рисунок 7 в работе [230]) из [33]. В тоже время неоднородность джета, предсказанная всеми МГД моделями, означает, что самые быстрые части течения могут не наблюдаться или из-за де-бустинга или из-за неоднородного излучения поперек джета (см. обсуждение в [34]). В самом деле, высокие значения Γ хорошо объясняют “пустые” джеты, наблюдаемые под большими углами. Результаты “Радиоастрон” для 3C 84 требуют быстрой сердцевины с $\Gamma > 20$ для объяснения наблюдаемого соотношения яркостей в сердцевине и оболочке [43]. Если единственной причиной этого эффекта является неоднород-

ность скорости, то джет в этом источнике должен быть ускорен до $\Gamma > 10$ на масштабах длины порядка нескольких сотен r_g . Подобный эффект наблюдается и для выброса из М87, в котором “пустая” структура джета видна уже на расстоянии $56 r_g$ на частоте 86 ГГц [211]. [234] нашли, что сердцевина с фактором Лоренца $\Gamma = 45$ при угле наблюдения 14° может объяснить наблюдаемое потускление сердцевины джета М87 на частоте 5 ГГц. [235] в М87 использовали стачковые РСДБ карты на частоте 43 ГГц и оценили минимальный фактор Лоренца сердцевины, необходимый для объяснения наблюдаемой асимметрии, величиной $\Gamma = 16.5$. Они отмечают, что эта оценка хорошо соответствует наблюдаемым скоростям в HST-1 в оптическом диапазоне [170] и самыми быстрыми компонентами, наблюдаемым в радио диапазоне [236].

Наш результат о продолжении ускорения на больших масштабах длины для более мощных джетов находится в согласии с работой [159]. Они использовали аналитическую модель джета с переходом от параболической эффективной ускоряющейся области к конической области с насыщением ускорения для воспроизведения спектрального распределения энергии в 37 блазарах, и обнаружили, что ускорение продолжается до масштабов длины $z \approx 200$ пк для самых мощных источников.

Вывод о том, что данные наблюдений согласуются с ядрами, находящимися в эффективно ускоряющейся параболической части джета, не зависит от конкретной модели выброса (см. раздел 4.4.4). Напротив, численные оценки величин зависят от модели, и модель М2 лучше описывает физические величины в выбросах, в том числе спины ЧД, чем М1. Это означает, что модель с быстрой сердцевиной и медленной оболочкой более предпочтительна. В модели М2 медленная оболочка занимает примерно половину радиуса выброса. Мы ожидаем, что модели с более высоки отношение ширины оболочки к ширине сердцевины будет описывать истинную структуру выброса еще лучше.

4.4.14 Заключение

Изломы в форме границ выбросов из АЯГ близких к нам, и имеющих достаточно большие углы наблюдения, доступны прямым РСДБ наблюдениям. Напротив, обнаружение изломов в далеких источниках затруднено из-за

ограниченной разрешающей способности инструментов, хотя аккуратное моделирование ширин ядер указывает на параболическую форму в некоторых из источников. В этой работе мы предлагаем новый метод оценки геометрии выбросов на масштабах длин наблюдаемых ядер. Мы применили этот метод к далеким источникам или источникам с малыми углами наблюдения, используя данные наблюдений на частотах 8 и 15 ГГц из работы [230].

Результаты наблюдений и моделирования 11 источников указывают на то, что ядра, наблюдаемые на 8 и 15 ГГц, лежат в области эффективного ускорения джета параболической формы. При этом мы можем оценить спины ЧД, используя характерные коэффициенты раскрытия джетов, измеренные в близких источниках. У четырех источников значение спина согласуется с оценкой $a_* \approx 0.1$ — минимально возможным значением, ожидаемым в источниках с джетами. Если коэффициенты раскрытия для близких источников являются верхними оценками распределения коэффициентов в силу ограниченного разрешения, то полученные нами оценки спинов являются оценками снизу. Мы показываем, что если ядра лежат в ускоряющейся параболической области джета в равновесии с внешней средой, то “координаты” ядра на плоскости $\Gamma - z$ должны занимать одну более или менее узкую полосу, положение которой зависит слабо от магнитного потока в джете и давления внешней среды. Для моделирования наблюдений мы используем джет с постоянной угловой скоростью (M1), и с угловой скоростью, падающей до нуля на границе выброса (M2). Задавая параболическую или коническую форму границы джетов, мы сравниваем полученные данные с наблюдениями. Если джет остается коническим и эффективно ускоряется, то наблюдаемые данные могут быть объяснены только наличием очень большого давления внешней среды на расстояниях порядка 10 пк, поэтому мы считаем, что такой сценарий не реализуется. Предположение о том, что ядра находятся в режиме насыщения ускорения ($\Gamma \approx \text{const}$) также маловероятно, потому что в этом случае мы не ожидаем зависимости величины Γ от положения ядра вдоль джета z . Мы также показываем, что в случае оценки начала выброса по сдвигам ядра в предположении о конической форме джета, расстояние от ядер до начала струи переоценено. Больше того, если истинное начало параболической струи сдвинуто вдоль выброса, то на масштабах величины этого сдвига кажущаяся геометрия выброса может быть не параболической. Это может объяснять и квазиконическую форму струи на масштабах 5–10 гравитационных радиусов, и зависимость положения дер от частоты для джета из M 87.

Предложенный метод является модельно независимым, так как основывается на использовании универсального режима ускорения плазмы в МГД джетах для определения формы выбросов. Этот метод требует хорошо промеренных кривых блеска на двух частотах и измерения сдвига ядер для этих же частот для оценки максимальной скорости в выбросе. Выборка источников из [230] была сделана на основе измерения кривых блеска, проводимых Мичиганским Университетом. Есть еще несколько другим многочастотных программ мониторинга ³, например, проект F-Gamma на телескопе в Эффельсберге [237], данные которой могут быть использованы для расширения выборки. Это многообещающее направление работы.

³См. список на сайте <http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE/blazarprogramlist.html>

Заключение

Диссертация посвящена исследованию физических процессов и параметров, определяющих активность ядер галактик и связанных с коллимацией и удержанием релятивистских струйных выбросов и ускорением плазмы. Для анализа применялись совместно методы теоретического моделирования в рамках идеальной осесимметричной магнитной гидродинамики и работа с данными, полученными при наблюдениях в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах. В диссертации получены следующие основные результаты:

- 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 во всех источниках выборки должны иметь значения пределах примерно 20 – 50. Полученная характерная величина $\sim 10^{12} - 10^{15}$ параметра множественности позволяет выдвинуть аргумент в пользу модели рождения электрон-позитронных пар в результате двухфотонной конверсии в магнитосфере черной дыры.
- Предложен метод оценки величины магнитного поля, концентрации плазмы и локальной замагниченности в рамках модели однородного джета по измерениям яркостной температуры и видимого сдвига ядра. Метод протестирован на двух источниках с надежно измеренными высокими яркостными температурами: VL Lac и 3C 273. 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 для 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 Блэнфорд–Знайека. Полученные оценки магнитного потока в источниках хорошо согласуются с моделью диска с нормальной эволюцией.

- 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.
- Для джета с полностью замкнутым внутри электрическим током предложен итерационный метод учета конечной температуры плазмы. 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. Предложен тест такой физической интерпретации излома, требующий исследования кинематики выброса на масштабах от единиц до десятков парсек.
- На основе 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 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 корреляции размер области широких линий — светимость 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. Метод имеет точность около порядка величины, что сравнимо с точностью наиболее массового метода определения масс. Показано, что массы, определенные этим методом для источников с обнаруженным изломом, находятся в хорошем согласии с оценками масс по дисперсии скоростей — одним из наиболее точных методов определения масс черных дыр в АЯГ.
- Проведено аналитическое моделирование формы границы джета в галактике М87, которое точно воспроизвело форму выброса на масштабах от 1 до 10^4 парсек. Получены оценки радиуса светового цилиндра, спина черной дыры $\sim 0.1 - 0.3$, 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 М87.
- На основе 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. Это подтверждает универсальность этого явления в выбросах из активных ядер галактик. Вычислен ожидаемый показатель степени для частотно-зависимого видимого сдвига ядра с учетом параболичности. Он находится в хорошем согласии с последними данными наблюдений. Проведена оценка спинов трех источников по данным непосредственных измерений формой выброса и скорости плазмы по времени запаздывания вспышек.

Результаты диссертации представляют большой интерес для астрофизического сообщества, используются в работах других авторов и групп и получили независимые подтверждения. Работа по использованию измерения геометрии струйного выброса на парсековых (до десятков парсек) масштабах для определения ключевых характеристик струйного выброса и условий внешней среды является совершенно новым методом исследования активных ядер галактик. В данный момент этот метод начал использоваться другими научными группами. Сейчас идет наблюдательная программа по обнаружению изломов в выбросах близких галактик, которая, как мы надеемся, значительно увеличит статистику

источников и позволит уточнить метод. Идеальным тестом метода будет служить ожидаемый результат Телескопа Горизонта Событий по спине черной дыры в М87. Метод оценки параметров джета по излому позволяет существенно уточнить теоретические модели поперечной и продольной структуры выбросов и дает инструмент проверки этих моделей по вычисленным картам плотности потока синхротронного излучения.

Автор диссертации выражает глубокую благодарность Василию Семеновичу Бескину, Юрию Юрьевичу Ковалеву, всем сотрудникам Лаборатории фундаментальных и прикладных исследований релятивистских объектов МФТИ, отдела теоретической физики ФИАН, Лаборатории внегалактической астрономии АКЦ ФИАН и других научных организаций за совместную работу и плодотворные обсуждения.

В работе использовались данные, собранные в базе данных CATS (*CATalogues Support System* — Система Поддержки Каталогов, [102]), данные программы MOJAVE (*Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments* — Мониторинг джетов в активных ядрах галактик с помощью РСДБ наблюдений, [238]) и данные по галактике М87, предоставленные Кеичи Асада и Масанори Накамура.

Список литературы

1. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — Т. 57. — С. 467.
2. *Bisnovatyi-Kogan G., Ruzmaikin A.* The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field // *Astrophysics and Space Science*. — 1974. — Т. 28. — С. 45—59.
3. *Bisnovatyi-Kogan G., Ruzmaikin A.* The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field. II: Self-consistent Stationary Picture // *Astrophysics and Space Science*. — 1976. — Т. 42. — С. 401—424.
4. *Kellermann K., Pauliny-Toth I.* The Spectra of Opaque Radio Sources // *The Astrophysical Journal*. — 1969. — Т. 155. — С. L71.
5. *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources // *The Astrophysical Journal*. — 1979. — АБГ. — Т. 232. — С. 34—48.
6. *Readhead A.* Equipartition Brightness Temperature and the Inverse Compton Catastrophe // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — Т. 426. — С. 51.
7. *Lytikov M., Pariev V., Gabuzda D.* Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2005. — Т. 360. — С. 869—891.
8. *Lobanov A.* Ultracompact jets in active galactic nuclei // *Astronomy & Astrophysics*. — 1998. — Т. 330. — С. 79.
9. *Beskin V., Kuznetsova I., Rafikov R.* On the MHD effects on the force-free monopole outflow // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1998. — Т. 299. — С. 341—348.
10. *Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R.* Efficiency of Magnetic to Kinetic Energy Conversion in a Monopole Magnetosphere // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Т. 699. — С. 1789—1808.
11. *Komissarov S., M. B., Vlahakis N.* [и др.]. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2006. — Т. 394. — С. 1182—1212.

12. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* The effective acceleration of plasma outflow in the paraboloidal magnetic field // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — T. 367. — C. 375—386.
13. *Komissarov S., Barkov M., et al.* Magnetic acceleration of relativistic active galactic nucleus jets // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2007. — T. 380. — C. 51.
14. *Lyubarsky Y.* Asymptotic Structure of Poynting-Dominated Jets // The Astrophysical Journal. — 2009. — T. 698. — C. 1570—1589.
15. *Nakamura M., Asada K., Hada K. [и др.]*. Parabolic jets from the spinning black hole in M87 // The Astrophysical Journal. — 2018. — T. 868. — C. 146.
16. *Bogovalov S.* Formation of jets during the ejection of plasma by an axisymmetric rotator // Astronomy Letters. — 1995. — T. 21. — C. 633.
17. *Heyvaerts J., Norman C.* Global Asymptotic Solutions for Relativistic Magnetohydrodynamic Jets and Winds // The Astrophysical Journal. — 2003. — T. 596. — C. 1240—1255.
18. *Beskin V. S., Nokhrina E. E.* On the central core in MHD winds and jets // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2009. — T. 397. — C. 1486—1497.
19. *McKinney J., Tchekhovskoy A., Blanford R.* General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2012. — T. 423. — C. 2083.
20. *Komissarov S. S., Vlahakis N., Königl A. [и др.]*. Magnetic acceleration of ultrarelativistic jets in gamma-ray burst sources // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2009. — T. 394. — C. 1182.
21. *Blandford R., Znajek R.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1977. — T. 179. — C. 433.
22. *Beskin V.* Magnetohydrodynamic models of astrophysical jets // Physics Uspekhi. — 2010. — T. 53. — C. 1199.

23. *Chatterjee K., Liska M., Tchekhovskoy A.* [и др.]. Accelerating AGN jets to parsec scales using general relativistic MHD simulations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Т. 490. — С. 2200—2218.
24. *Kovalev Y., Kellermann K., Lister M.* [и др.]. Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. IV. Fine-Scale Structure // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Т. 130. — С. 2473—2505.
25. *Pushkarev A., Hovatta T., Kovalev Y.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *Astronomy & Astrophysics*. — 2012. — Т. 545. — A113.
26. *Hirovani K.* Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Т. 619. — С. 73—85.
27. *O'Sullivan S., Gabuzda D.* Magnetic field strength and spectral distribution of six parsec-scale active galactic nuclei jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2009. — Т. 400. — С. 26—42.
28. *Zamaninasab M., Clausen-Brown E., Savolainen T.* [и др.]. Dynamically important magnetic fields near accreting supermassive black holes // *Nature*. — 2014. — Т. 510. — С. 126.
29. *Zdziarski A., Sikora M., Pjanka P.* [и др.]. Semidynamical models of radio jets: relativistic beaming and source counts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Т. 451. — С. 927.
30. *Biretta J., Sparks W. B., Macchetto F.* Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M87 Jet // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — АВГ. — Т. 520. — С. 621—626.
31. *Lister M., Cohen M., Homan D.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets // *The Astronomical Journal*. — 2009. — Т. 138. — С. 1874—1892.
32. *Homan D. C., Lister M. L., Kovalev Y. Y.* [и др.]. MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Т. 798. — С. 134.
33. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D.* [и др.]. MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz // *Astronomical Journal*. — 2016. — Т. 152. — С. 12.

34. *Lister M. L., Homan D. C., Hovatta T.* [и др.]. MOJAVE. XVII. Jet Kinematics and Parent Population Properties of Relativistically Beamed Radio-loud Blazars // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Т. 874. — С. 43.
35. *Mertens F., Lobanov A., Walker R.* [и др.]. Kinematics of the jet in M 87 on scales of 100-1000 Schwarzschild radii // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Т. 595. — A54.
36. *Asada K., Nakamura M.* The Structure of the M87 Jet: A Transition from Parabolic to Conical Streamlines // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Т. 745. — С. L28.
37. *Boccardi B., Krichbaum T. P., Bach U.* [и др.]. The stratified two-sided jet of Cygnus A. Acceleration and collimation // *Astronomy & Astrophysics*. — 2016. — Т. 585. — A33.
38. *Nakahara S., Doi A., Murata Y.* [и др.]. The Cygnus A Jet: Parabolic Streamlines up to Kiloparsec Scales // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Т. 878. — С. 61.
39. *Tseng C.-Y., Asada K., Nakamura M.* [и др.]. Structural Transition in the NGC 6251 Jet: an Interplay with the Supermassive Black Hole and Its Host Galaxy // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — Т. 833. — С. 288.
40. *Hada K., Doi A., Wajima K.* [и др.]. Collimation, Acceleration, and Recollimation Shock in the Jet of Gamma-Ray Emitting Radio-loud Narrow-line Seyfert 1 Galaxy 1H0323+342 // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Т. 860. — С. 141.
41. *Akiyama K., Asada K., Fish V.* [и др.]. The Global Jet Structure of the Archetypical Quasar 3C 273 // *Galaxies*. — 2018. — Т. 6. — С. 15.
42. *Nakahara S., Doi A., Murata Y.* [и др.]. Finding Transitions of Physical Condition in Jets from Observations over the Range of 10^3 - 10^9 Schwarzschild Radii in Radio Galaxy NGC 4261 // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Т. 854. — С. 148.
43. *Giovannini G., Savolainen T., Orienti M.* [и др.]. A wide and collimated radio jet in 3C84 on the scale of a few hundred gravitational radii // *Nature Astronomy*. — 2018. — Т. 2. — С. 472—477.
44. *Boccardi B., Migliori G., Grandi P.* [и др.]. The TeV-emitting radio galaxy 3C 264. VLBI kinematics and SED modeling // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — Т. 627. — A89.

45. *Nakahara S., Doi A., Murata Y.* [и др.]. The Two-sided Jet Structures of NGC 1052 at Scales from 300 to 4×10^7 Schwarzschild Radii // *Astronomical Journal*. — 2020. — Т. 159. — С. 14.
46. *Boccardi B., Perucho M., Casadio C.* [и др.]. Jet collimation in NGC 315 and other nearby AGN // *Astronomy & Astrophysics*. — 2021. — Т. 647. — A67.
47. *Park J., Hada K., Nakamura M.* [и др.]. Jet Collimation and Acceleration in the Giant Radio Galaxy NGC 315 // *The Astrophysical Journal*. — 2021. — Т. 909. — С. 76.
48. *Pushkarev A. B., Kovalev Y. Y., Lister M. L.* [и др.]. MOJAVE — XIV. Shapes and opening angles of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Т. 468. — С. 4992—5003.
49. *Narayan Rand Igumenshchev I., Abramowicz M.* Magnetically Arrested Disk: an Energetically Efficient Accretion Flow // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2003. — Т. 55. — С. L69—L72.
50. *Bisnovatyi-Kogan G., Lovelace R.* Large-Scale B-Field in Stationary Accretion Disks // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — Т. 667. — С. L167—L169.
51. *Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J.* Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. — 2011. — Т. 418. — С. L79—L83.
52. *Begelman M., Scepi N., Dexter J.* What really makes an accretion disc MAD // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2022. — Т. 511. — С. 2040—2051.
53. *Woo J. H., Urry C. M.* Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminositites // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Т. 579. — С. 530—544.
54. *Peterson B.* Reverberation Mapping of Active Galactic Nuclei // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 1993. — Т. 105. — С. 247.
55. *Kaspi S., Smith P., Maoz D.* [и др.]. Measurement of the Broad Line Region Size in Two Bright Quasars // *Astrophysical Journal Letters*. — 1996. — Т. 471. — С. L75.

56. *Torrealba J., Chavushyan V., Cruz-González I.* [и др.]. Optical Spectroscopic Atlas of the MOJAVE/2cm AGN Sample // *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*. — 2012. — Т. 48.
57. *McLure R. J., Jarvis M. J.* Measuring the black hole masses of high-redshift quasars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2002. — Ноябрь. — Т. 337. — С. 109—116.
58. *Vestergaard M., Peterson B.* Determining central black hole masses in distant active galaxies and quasars. II. Improved optical and UV relationships. // *The Astrophysical Journal*. — 2006. — Т. 641. — С. 689—709.
59. *Tchekhovskoy A., Bromberg O.* Three-dimensional relativistic MHD simulations of active galactic nuclei jets: magnetic kink instability and Fanaroff-Riley dichotomy // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. — 2016. — Т. 461. — С. L46—L50.
60. *Levinson A., Globus N.* Reconfinement of highly magnetized jets: implications for HST-1 in M87 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Т. 465. — С. 1608—1612.
61. *Di Matteo T., Allen S., Fabian A.* [и др.]. Accretion onto the Supermassive Black Hole in M87 // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — С. 133—140.
62. *Evans D. A., Hardcastle M. J., Croston J. H.* [и др.]. Chandra and XMM-Newton observations of NGC 6251 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2005. — Май. — Т. 359. — С. 363—382.
63. *Russell H. R., Fabian A. C., McNamara B. R.* [и др.]. Inside the Bondi radius of M87 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — Т. 451. — С. 588—600.
64. *Quataert E., Narayan R.* The Cooling Flow to Accretion Flow Transition // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Т. 528. — С. 236—242.
65. *Shcherbakov R. V.* Spherically Symmetric Accretion Flows: Minimal Model with Magnetohydrodynamic Turbulence // *Astrophysical Journal Supplement*. — 2008. — Т. 177. — С. 493—514.
66. *Narayan R., Fabian A. C.* Bondi flow from a slowly rotating hot atmosphere // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Т. 415. — С. 3721—3730.

67. *EHT Collaboration, et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. V. Physical Origin of the Asymmetric Ring // *Astrophysical Journal Letters*. — 2019. — T. 875. — L5 (Paper V).
68. *Pacholczyk A.* Series of Books in Astronomy and Astrophysics. — San Francisco: Freeman, 1970.
69. *Pariev V., Istomin Y., Beresnyak A.* Relativistic parsec-scale jets: II. Synchrotron emission // *Astronomy & Astrophysics*. — 2003. — T. 403. — C. 805—816.
70. *Blandford R., Ostriker J.* Particle acceleration by astrophysical shocks // *The Astrophysical Journal*. — 1978. — T. 221. — C. L29.
71. *Blandford R. D., Eichler D.* Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin // *Physics Reports*. — 1987. — T. 154. — C. 1—75.
72. *Spitkovsky A.* On the Structure of Relativistic Collisionless Shocks in Electron-Ion Plasmas // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — T. 673. — C. L39.
73. *Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks: Fermi Process at Last? // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2008. — T. 685. — C. L2.
74. *Sironi L., Spitkovsky A., Arons J.* The Maximum Energy of Accelerated Particles in Relativistic Collisionless Shocks // *Astrophysical journal*. — 2013. — T. 771. — C. 54.
75. *Sironi L., Spitkovsky A.* Relativistic Reconnection: An Efficient Source of Non-thermal Particles // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — T. 783. — C. L21.
76. *Sironi L., Petropoulou M., Giannios D.* Relativistic jets shine through shocks or magnetic reconnection? // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — T. 450. — C. 183—191.
77. *Kagan D., Sironi L., Cerutti B.* [и др.]. Relativistic Magnetic Reconnection in Pair Plasmas and Its Astrophysical Applications // *Space Science Reviews*. — 2015. — T. 191. — C. 545—573.
78. *Ginzburg V., Syrovatskii S.* Developments in the Theory of Synchrotron Radiation and its Reabsorption // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1969. — T. 7. — C. 376.
79. *Gould R.* Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources // *Astronomy & Astrophysics*. — 1979. — T. 76. — C. 306.

80. *Marscher A.* Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source // *The Astrophysical Journal*. — 1983. — T. 264. — C. 296—297.
81. *Kovalev Y., Lobanov A., et al.* Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — T. 483. — C. 759—768.
82. *Sokolovsky K. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* [и др.]. A VLBA survey of the core shift effect in AGN jets. I. Evidence of dominating synchrotron opacity // *Astronomy & Astrophysics*. — 2011. — T. 532. — A38.
83. *Rybicki G., Lightman A.* *Radiative Processes in Astrophysics*. — WILEY-VCH, 2004. — 382 с.
84. *Blandford R., Meier D., Readhead A.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 2019. — T. 57. — C. 467.
85. *Rybicki G., Lightman A.* *Black Hole Gravitohydrodynamics*. — Springer-Verlag, Berlin, 2001.
86. *Beskin V.* *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects*. — Springer, Berlin, 2009.
87. *Okamoto I.* Force-Free Black Hole Magnetospheres // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 2009. — T. 61. — C. 971—990.
88. *Goldreich P., Julian W.* Pulsar Electrodynamics // *The Astrophysical Journal*. — 1969. — T. 157. — C. 869.
89. *Michel F.* Relativistic Stellar-Wind Torques // *The Astrophysical Journal*. — 1969. — T. 158. — C. 727.
90. *Moscibrodzka M., Gammie C. F., Dolence J. C.* [и др.]. Pair Production in Low-luminosity Galactic Nuclei // *Astrophysical Journal*. — 2011. — T. 735. — C. 9.
91. *Beskin V., Istomin Y., Pariev V.* Filling the Magnetosphere of a Supermassive Black-Hole with Plasma // *Soviet Astronomy*. — 1992. — T. 36. — C. 642.
92. *Hirovani K., Okamoto I.* Pair Plasma Production in a Force-free Magnetosphere around a Supermassive Black Hole // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — T. 497. — C. 563—572.

93. *Blandford R. D.* Accretion disc electrodynamics - a model for double radio sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1976. — T. 176. — C. 465—481.
94. *Tomimatsu A.* Asymptotic Collimation of Magnetized Winds Far outside the Light Cylinder // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. — 1994. — T. 46. — C. 123—130.
95. *Komatsu E., Dunkley J., Nolte M.* [и др.]. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation // *The Astrophysical Journal Supplement*. — 2009. — T. 180. — C. 330—376.
96. *Hada K., Doi A., et al.* An origin of the radio jet in M87 at the location of the central black hole // *Nature*. — 2011. — T. 477. — C. 185—188.
97. *Pushkarev A., Hovatta T., et al.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments. IX. Nuclear opacity // *Astronomy & Astrophysics*. — 2012. — T. 545. — A113.
98. *Pushkarev A., Kovalev Y., et al.* Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN // *Astronomy & Astrophysics*. — 2009. — T. 507. — C. L33—L36.
99. *Cohen M., Lister M., et al.* Relativistic Beaming and the Intrinsic Properties of Extragalactic Radio Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2007. — T. 658. — C. 232—244.
100. *Lister M., Aller M., et al.* MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei // *The Astronomical Journal*. — 2013. — T. 146. — C. 120.
101. *Cavagnolo K., McNamara B., et al.* A Relationship Between AGN Jet Power and Radio Power // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — T. 720. — C. 1066—1072.
102. *Verkhodanov O., Trushkin S., et al.* The CATS Database to Operate with Astrophysical Catalogs // *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*. T. 125 / под ред. G. Hunt, H. E. Payne. — The address of the publisher : ASP Conference Series, 09.1997. — C. 322.
103. *De Breuck C., Tang Y., et al.* A sample of ultra steep spectrum sources selected from the Westerbork In the Southern Hemisphere (WISH) survey // *Astronomy & Astrophysics*. — 2002. — T. 394. — C. 59—69.

104. *Douglas J., Bash F., et al.* The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees $<$ declination $<$ 71.5 degrees at 365 MHz // *Astronomical Journal*. — 1996. — T. 111. — C. 1945.
105. *Ghosh T., Gopal-Krishna, Rao A.* Three-year monitoring of a sample of flat-spectrum radio sources at 327 MHz // *Astronomy and Astrophysics Suppl.* — 1994. — T. 106. — C. 29—37.
106. *Küehr H., Nauber U., Pauliny-Toth I.* A Catalogue of radio sources. — Bonn: Max-Planck-Institut (MPI) für Radioastronomie, 1979.
107. *Küehr H., Witzel A., et al.* A catalogue of extragalactic radio sources having flux densities greater than 1 Jy at 5 GHz // *Astronomy and Astrophysics Suppl.* — 1981. — T. 45. — C. 367—430.
108. *Gregory P., Condon J.* The 87GB Catalog of Radio Sources Covering 0 degrees $<$ delta $<$ $+75$ degrees at 4.85 GHz // *Astronomy and Astrophysics Suppl.* — 1991. — T. 75. — C. 1011.
109. *Mitchell K., Dennison B., et al.* Results of a Five-Year Program of Multifrequency Monitoring of Low-Frequency Variable Radio Sources // *Astrophysical Journal Supplement*. — 1994. — T. 93. — C. 441.
110. *Rengelink R., Tang Y., et al.* The Westerbork Northern Sky Survey (WENSS), I. A 570 square degree Mini-Survey around the North Ecliptic Pole // *Astronomy & Astrophysics Supplement series*. — 1997. — T. 124. — C. 259—280.
111. *Hovatta T., Valtaoja E., Tornikoski M.* [и др.]. Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies // *Astronomy & Astrophysics*. — 2009. — T. 494. — C. 527—537.
112. *Beskin V. S., Malyshkin L. M.* On the Internal Structure of Relativistic Jets // *Astronomy Letters*. — 2000. — T. 26. — C. 4.
113. *Porth O., Fendt C., Meliani Z.* [и др.]. Synchrotron Radiation of Self-collimating Relativistic Magnetohydrodynamic Jets // *Astrophysical Journal*. — 2011. — T. 737. — C. 42.
114. *Homan D. C., Kadler M., Kellermann K. I.* [и др.]. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VII. Blazar Jet Acceleration // *Astrophysical Journal*. — 2009. — T. 706. — C. 1253—1268.

115. *Homan D. C., Lister M. L., Kovalev Y. Y.* [и др.]. MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales // *Astrophysical Journal*. — 2015. — Т. 798. — С. 134.
116. *Clausen-Brown E., Savolainen T., Pushkarev A.* [и др.]. Causal connection in parsec-scale relativistic jets: results from the MOJAVE VLBI survey // *Astronomy & Astrophysics*. — 2013. — Т. 558. — A144.
117. *Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R.* Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Т. 388. — С. 551.
118. *Lister M., et al.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets // *The Astronomical Journal*. — 2009. — Т. 138. — С. 1874.
119. *Jorstad S., et al.* Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array // *The Astronomical Journal*. — 2005. — Т. 130. — С. 1418.
120. *Savolainen T., et al.* Relativistic beaming and gamma-ray brightness of blazars // *Astronomy & Astrophysics*. — 2010. — Т. 512. — A24.
121. *Kirk J., Melrose D., Priest E.* Plasma Astrophysics — Saas-Fee Advanced Course 24. — Springer-Verlag, 1994. — 324 с.
122. *Kovalev Y., Kardashev N., Kellermann K.* [и др.]. RadioAstron Observations of the Quasar 3C273: A Challenge to the Brightness Temperature Limit // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2016. — Т. 820. — С. L9.
123. *Abdo A., et al.* Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Т. 734. — С. 131.
124. *Lind K., Blandford R.* Semidynamical models of radio jets: relativistic beaming and source counts // *The Astrophysical Journal*. — 1985. — Т. 295. — С. 358.
125. *Gómez J., Lobanov A., Bruni G.* [и др.]. Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — Т. 817. — С. 96.

126. *Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I.* Cosmic Magnetobremstrahlung (synchrotron Radiation) // Annual Review of Astronomy and Astrophysic. — 1965. — T. 3. — C. 297.
127. *Blumenthal G., Gould R.* Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases // Reviews of Modern Physics. — 1970. — T. 42. — C. 237.
128. *Sironi L., Spitkovsky A.* Particle Acceleration in Relativistic Magnetized Collisionless Electron-Ion Shocks // The Astrophysical Journal. — 2011. — T. 726. — C. 75.
129. *Lobanov A., Gómez J., Bruni G.* [и др.]. RadioAstron space VLBI imaging of polarized radio emission in the high-redshift quasar 0642+449 at 1.6 GHz // Astronomy & Astrophysics. — 2015. — T. 574. — A84.
130. *Lister M., Aller M., Aller H.* [и др.]. MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei // The Astronomical Journal. — 2013. — T. 146. — C. 120.
131. *Cohen M., Lister M., Homan D.* [и др.]. Relativistic Beaming and the Intrinsic Properties of Extragalactic Radio Jets // The Astrophysical Journal. — 2007. — T. 658. — C. 232.
132. *Jorstad S., Marscher A., Lister M.* [и др.]. Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array // The Astronomical Journal. — 2005. — T. 130. — C. 1418—1465.
133. *Hovatta T., Valtaoja E., Tornikoski M.* [и др.]. Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies // Astronomy & Astrophysics. — 2009. — T. 494. — C. 527—537.
134. *Pushkarev A., Kovalev Y., Lister M.* [и др.]. Jet opening angles and gamma-ray brightness of AGN // Astronomy & Astrophysics. — 2009. — T. 507. — C. L33—L36.
135. *Hirovani K.* Kinetic Luminosity and Composition of Active Galactic Nuclei Jets // The Astrophysical Journal. — 2005. — T. 619. — C. 73—85.
136. *Marscher A.* Effects of nonuniform structure on the derived physical parameters of compact synchrotron sources // The Astrophysical Journal. — 1977. — T. 216. — C. 244—256.

137. *Giroletti M., Giovannini G., Cotton W.* [и др.]. The jet of Markarian 501 from millions of Schwarzschild radii down to a few hundreds // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Т. 488. — С. 905—914.
138. *Verkhodanov O., Trushkin S., Andernach H.* [и др.]. A.S.P. Conference Series // *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI*, Vol. 125, Gareth Hunt and H. E. Payne, eds. — 1997.
139. *Beskin V., Chernoglazov A.* On the deceleration of relativistic jets in active galactic nuclei- I. Radiation drag // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Т. 463. — С. 3398—3408.
140. *Lyutikov M.* Mass-loading of pulsar winds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2003. — Т. 339. — С. 623—632.
141. *Derishev E., Aharonian F., Kocharovsky V.* [и др.]. Particle acceleration through multiple conversions from a charged into a neutral state and back // *Physical Review D*. — 2003. — Т. 68. — С. 043003.
142. *Stern B., Poutanen J.* A photon breeding mechanism for the high-energy emission of relativistic jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2006. — Т. 372. — С. 1217—1226.
143. *Stern B., Poutanen J.* Radiation from relativistic jets in blazars and the efficient dissipation of their bulk energy via photon breeding // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Т. 383. — С. 1695—1712.
144. *Tsikarishvili E., Rogava A., Tsiklauri D.* Relativistic, Hot Stellar Winds with Anisotropic Pressure // *The Astrophysical Journal*. — 1995. — Т. 439. — С. 822.
145. *Kuznetsova I.* Relativistic Grad-Shafranov Equation with Anisotropic Pressure // *The Astrophysical Journal*. — 2005. — Т. 618. — С. 432—437.
146. *Lichnerowicz A.* *Relativistic Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics*. — New York: Benjamin, 1967.
147. *Asseo E., Beaufils D.* Role of the Pressure Anisotropy in the Relativistic Pulsar Wind // *Astrophysics and Space Science*. — 1983. — Т. 89. — С. 133—141.
148. *Svensson R.* Electron-Positron Pair Equilibria in Relativistic Plasmas // *The Astrophysical Journal*. — 1982. — Т. 258. — С. 335.

149. *Sikora M., Begelman M.C. and Rees M.* Comptonization of Diffuse Ambient Radiation by a Relativistic Jet: The Source of Gamma Rays from Blazars? // *The Astrophysical Journal*. — 1994. — T. 421. — C. 153.
150. *Gould R., Schröder G.* Opacity of the Universe to High-Energy Photons // *Physical Review*. — 1967. — T. 155. — C. 1408—1411.
151. *Aharonian F., Atoian A., Nagapetian A.* Photoproduction of electron-positron pairs in compact X-ray sources // *Astrophysics*. — 1983. — T. 19. — C. 187—194.
152. *Zdziarski A.* Saturated Pair-Photon Cascades on Isotropic Background Photons // *The Astrophysical Journal*. — 1988. — T. 335. — C. 786.
153. *Rudakov L., Sagdeev R.* On the Instability of a Nonuniform Rarefied Plasma in a Strong Magnetic Field // *Soviet Physics Doklady*. — 1961. — T. 6. — C. 415.
154. *Southwood D., Kivelson M.* Mirror instability. I - Physical mechanism of linear instability // *Journal of Geophysical Research*. — 1993. — T. 98. — C. 9181—9187.
155. *Buneman O.* Dissipation of Currents in Ionized Media // *Physical Review*. — 1959. — T. 115. — C. 503—517.
156. *Iizuka S., Saeki K., Sato N.* [и др.]. Buneman Instability, Pierce Instability, and Double-Layer Formation in a Collisionless Plasma // *Physical Review Letters*. — 1979. — T. 43. — C. 1404—1407.
157. *Vlahakis N., Königl A.* Relativistic Magnetohydrodynamics with Application to Gamma-Ray Burst Outflows. I. Theory and Semianalytic Trans-Alfvénic Solutions // *The Astrophysical Journal*. — 2003. — T. 596. — C. 1080—1103.
158. *McKinney J. C.* General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2006. — T. 368. — C. 1561—1582.
159. *Potter W. J., Cotter G.* New constraints on the structure and dynamics of black hole jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2015. — T. 453. — C. 4070—4088.
160. *Vlahakis N., Königl A.* Magnetic Driving of Relativistic Outflows in Active Galactic Nuclei. I. Interpretation of Parsec-Scale Accelerations // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — T. 605. — C. 656—661.

161. *Komissarov S.* Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei, by M. Boettcher, D.E. Harris, and H. Krawczynski. — Berlin: Wiley, 2012. — 81-114.
162. *Giroletti M., Giovannini G., Cotton W. D.* [и др.]. The jet of Markarian 501 from millions of Schwarzschild radii down to a few hundreds // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — T. 488. — С. 905—914.
163. *Müller C., Kadler M., Ojha R.* [и др.]. TANAMI monitoring of Centaurus A: The complex dynamics in the inner parsec of an extragalactic jet // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — T. 569. — A115.
164. *Algaba J. C., Nakamura M., Asada K.* [и др.]. Resolving the Geometry of the Innermost Relativistic Jets in Active Galactic Nuclei // *The Astrophysical Journal*. — 2017. — T. 834. — С. 65.
165. *Potter W. J., Cotter G.* Synchrotron and inverse-Compton emission from blazar jets - III. Compton-dominant blazars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2013. — T. 431.
166. *Heyvaerts J., Norman C.* The collimation of magnetized winds // *The Astrophysical Journal*. — 1989. — T. 347. — С. 1055—1081.
167. *Pelletier G., Pudritz R. E.* Hydromagnetic disk winds in young stellar objects and active galactic nuclei // *The Astrophysical Journal*. — 1992. — T. 394. — С. 117—138.
168. *Lery T., Heyvaerts J., Appl S.* [и др.]. Outflows from magnetic rotators. I. Inner structure // *Astronomy & Astrophysics*. — 1998. — T. 337. — С. 603—624.
169. *Beskin V. S., Malyshkin L. M.* On the Internal Structure of Relativistic Jets // *Astronomy Letters*. — 2000. — T. 26. — С. 208—218.
170. *Biretta J. A., Sparks W. B., Macchetto F.* Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M87 Jet // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — T. 520. — С. 621—626.
171. *Barausse E.* The evolution of massive black holes and their spins in their galactic hosts // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — T. 423. — С. 2533.
172. *Volonteri M., Sikora M., Lasota J.-P.* [и др.]. The Evolution of Active Galactic Nuclei and their Spins // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — T. 775. — С. 94.

173. *Sesana A., Barausse E., Dotti M.* [и др.]. Linking the Spin Evolution of Massive Black Holes to Galaxy Kinematics // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Т. 794. — С. 104.
174. *Reynolds C.* The spin of supermassive black holes // *Classical and Quantum Gravity*. — 2013. — Т. 30. — С. 244004.
175. *Brenneman L.* Measuring the SMBH Spin Distribution // — *SpringerBriefs in Astronomy*, 2013. — С. 63.
176. *Daly R.* Estimates of black hole spin properties of 55 sources // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Т. 414. — С. 1253.
177. *Daly R.* Black Hole Spin and Accretion Disk Magnetic Field Strength Estimates for More Than 750 Active Galactic Nuclei and Multiple Galactic Black Holes // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Т. 886. — С. 37.
178. *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1982. — Т. 199. — С. 883—903.
179. *Li Z.-Y., Chiueh T., Begelman M. C.* Electromagnetically Driven Relativistic Jets: A Class of Self-similar Solutions // *The Astrophysical Journal*. — 1992. — Т. 394. — С. 459.
180. *Sauty C., Tsinganos K.* Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows III. A criterion for the transition from jets to winds // *Astronomy & Astrophysics*. — 1994. — Т. 287. — С. 893—926.
181. *Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R.* Simulations of ultrarelativistic magnetodynamic jets from gamma-ray burst engines // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Т. 388. — С. 551—572.
182. *Condon J. J., Broderick J. J.* Radio Identification of UGC Galaxies: Starbursts and Monsters // *The Astrophysical Journal*. — 1988. — Т. 96. — С. 30.
183. *Cooper N. J., Lister M. L., Kochanzyk M. D.* MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. III. Deep VLA Images at 1.4 GHz // *Astrophysical Journal Supplement*. — 2007. — Т. 171. — С. 376—388.
184. *Antón S., Browne I. W. A., Marchã M. J.* The colour of the narrow line Sy1-blazar 0324+3410 // *Astronomy & Astrophysics*. — 2008. — Т. 490. — С. 583—587.

185. *Linfield R., Perley R.* 3C 111 : a luminous radio galaxy with a highly collimated jet // *The Astrophysical Journal*. — 1984. — Т. 279. — С. 60—73.
186. *Walker R. C., Benson J. M., Unwin S. C.* The radio morphology of 3C 120 on scales from 0.5 parsecs to 400 kiloparsecs // *The Astrophysical Journal*. — 1987. — Т. 316. — С. 546—572.
187. *Healey S. E., Romani R. W., Taylor G. B.* [и др.]. CRATES: An All-Sky Survey of Flat-Spectrum Radio Sources // *Astrophysical Journal Supplement*. — 2007. — Т. 171. — С. 61—71.
188. *Owen F. N., Eilek J. A., Kassim N. E.* M87 at 90 Centimeters: A Different Picture // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Т. 543. — С. 611—619.
189. *Condon J. J., Cotton W. D., Greisen E. W.* [и др.]. The NRAO VLA Sky Survey // *Astronomical Journal*. — 1998. — Т. 115. — С. 1693—1716.
190. *Perley R. A., Bridle A. H., Willis A. G.* High-resolution VLA observations of the radio jet in NGC 6251. // *Astrophysical Journal Supplement*. — 1984. — Т. 54. — С. 291—334.
191. *Cassaro P., Stanghellini C., Bondi M.* [и др.]. Extended radio emission in BL Lac objects. I. The images // *The Astrophysical Journal*. — 1999. — Т. 139. — С. 601—616.
192. *Antonucci R. R. J.* Deep Radio Maps of BL Lacertae and 3C 446 // *The Astrophysical Journal*. — 1986. — Май. — Т. 304. — С. 634.
193. *León Tavares J., Kotilainen J., Chavushyan V.* [и др.]. The Host Galaxy of the Gamma-Ray Narrow-line Seyfert 1 Galaxy 1H 0323+342 // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Т. 795. — С. 58.
194. *Moderski R., Sikora M.* On black hole evolution in active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 1996. — Дек. — Т. 283. — С. 854.
195. *Douglas J. N., Bash F. N., Bozyan F. A.* [и др.]. The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees $<$ declination $<$ 71.5 degrees at 365 MHz // *Astronomical Journal*. — 1996. — Май. — Т. 111. — С. 1945.

196. *Arshakian T. G., León-Tavares J., Lobanov A. P.* [и др.]. Observational evidence for the link between the variable optical continuum and the subparsec-scale jet of the radio galaxy 3C 390.3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2010. — Т. 401. — С. 1231—1239.
197. *León-Tavares J., Lobanov A. P., Chavushyan V. H.* [и др.]. Relativistic Plasma as the Dominant Source of the Optical Continuum Emission in the Broad-Line Radio Galaxy 3C 120 // *The Astrophysical Journal*. — 2010. — Т. 715. — С. 355—361.
198. *León-Tavares J., Chavushyan V., Patiño-Álvarez V.* [и др.]. Flare-like Variability of the Mg II λ 2800 Emission Line in the Γ -Ray Blazar 3C 454.3 // *Astrophysical Journal Letters*. — 2013. — Т. 763. — С. 36.
199. *Chavushyan V., Patiño-Álvarez V. M., Amaya-Almazán R. A.* [и др.]. Flare-like Variability of the Mg II λ 2798 angström Emission Line and UV Fe II Band in the Blazar CTA 102 // *The Astrophysical Journal*. — 2020. — Март. — Т. 891. — С. 68.
200. *Verkhodanov O. V., Trushkin S. A., Andernach H.* [и др.]. Current status of the CATS database. // *Bull. Special Astrophys. Obs.* — 2005. — Май. — Т. 58. — С. 118—129.
201. *Kuo C., Asada K., Rao R.* [и др.]. Measuring Mass Accretion Rate onto the Supermassive Black Hole in M87 Using Faraday Rotation Measure with the Submillimeter Array // *Astrophysical Journal Letters*. — 2014. — Т. 783. — С. L33.
202. *Narayan R., Sadowski A., Penna R. F.* [и др.]. GRMHD simulations of magnetized advection-dominated accretion on a non-spinning black hole: role of outflows // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2012. — Нояб. — Т. 426. — С. 3241—3259.
203. *Finke J. D.* The Properties of Parsec-scale Blazar Jets // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — ЯНВ. — Т. 870. — С. 28.
204. *Curtis H. D.* Descriptions of 762 Nebulae and Clusters Photographed with the Crossley Reflector // *Publications of the Lick Observatory*. — 1918. — Т. 13. — С. 9—42.

205. *Macchetto F., Marconi A., Axon D. J.* [и др.]. The Supermassive Black Hole of M87 and the Kinematics of Its Associated Gaseous Disk // *The Astrophysical Journal*. — 1997. — Ноябрь. — Т. 489. — С. 579—600.
206. *Gebhardt K., Thomas J.* The Black Hole Mass, Stellar Mass-to-Light Ratio, and Dark Halo in M87 // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Август. — Т. 700. — С. 1690—1701.
207. *Gebhardt K., Adams J., Richstone D.* [и др.]. The Black Hole Mass in M87 from Gemini/NIFS Adaptive Optics Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2011. — Март. — Т. 729. — С. 119.
208. *Walsh J. L., Bath A. J., Ho L. C.* [и др.]. The M87 Black Hole Mass from Gas-dynamical Models of Space Telescope Imaging Spectrograph Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Июнь. — Т. 770. — С. 86.
209. *Oldham L. J., Auger M. W.* Galaxy structure from multiple tracers - II. M87 from parsec to megaparsec scales // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2016. — Март. — Т. 457. — С. 421—439.
210. *Hada K., Kino M., Doi A.* [и др.]. The Innermost Collimation Structure of the M87 Jet Down to 10 Schwarzschild Radii // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Сентябрь. — Т. 775. — С. 70.
211. *Hada K., Kino M., Doi A.* [и др.]. High-sensitivity 86 GHz (3.5 mm) VLBI Observations of M87: Deep Imaging of the Jet Base at a Resolution of 10 Schwarzschild Radii // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — Февраль. — Т. 817. — С. 131.
212. *Blakeslee J., Jordán A., Mei S.* [и др.]. The ACS Fornax Cluster Survey. V. Measurement and Recalibration of Surface Brightness Fluctuations and a Precise Value of the Fornax-Virgo Relative Distance // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Т. 1. — С. 556—572.
213. *Nakamura M., Asada K.* The Parabolic Jet Structure in M87 as a Magnetohydrodynamic Nozzle // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Октябрь. — Т. 775. — С. 118.
214. *Doeleman S., Fish V., Schenck D.* [и др.]. Jet-Launching Structure Resolved Near the Supermassive Black Hole in M87 // *Science*. — 2012. — Октябрь. — Т. 338. — С. 355.

215. *Akiyama K., Lu R.-S., Fish V.* [и др.]. 230 GHz VLBI Observations of M87: Event-horizon-scale Structure during an Enhanced Very-high-energy γ -Ray State in 2012 // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Июль. — Т. 807. — С. 150.
216. *Young A. J., Wilson A. S., Mundell C. G.* Chandra Imaging of the X-Ray Core of the Virgo Cluster // *The Astrophysical Journal*. — 2002. — Ноябрь. — Т. 579. — С. 560—570.
217. *Chernoglazov A. V., Beskin V. S., Pariev V.* On the Radio Image of Relativistic Jets — I: Internal Structure, Doppler Boosting, and Polarisation Maps // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Сентябрь. — Т. 488. — С. 224—233.
218. *Dexter J., Agol E., Fragile P. C.* [и др.]. Radiative Models of Sagittarius A* and M87 from Relativistic MHD Simulations // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2012. — Июль. — Т. 372. — С. 012023.
219. *King A. R., Pringle J. E., Hofmann J. A.* The evolution of black hole mass and spin in active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2008. — Т. 385. — С. 1621—1627.
220. *Volonteri M., Sikora M., Lasota J.-P.* [и др.]. The Evolution of Active Galactic Nuclei and their Spins // *The Astrophysical Journal*. — 2013. — Т. 775. — С. 94.
221. *Stawarz L., Aharonian F., Kataoka J.* [и др.]. Dynamics and high-energy emission of the flaring HST-1 knot in the M 87 jet // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2006. — Август. — Т. 370. — С. 981—992.
222. *Owen F., Eilek J., Kassim N.* M87 at 90 Centimeters: A Different Picture // *The Astrophysical Journal*. — 2000. — Ноябрь. — Т. 543. — С. 611—619.
223. *Park J., Hada K., Kino M.* [и др.]. Faraday Rotation in the Jet of M87 inside the Bondi Radius: Indication of Winds from Hot Accretion Flows Confining the Relativistic Jet // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Февраль. — Т. 871. — С. 257.
224. *EHT Collaboration et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *Astrophysical Journal Letters*. — 2019. — Т. 875. — L1 (Paper I).
225. *Algaba J., Rani B., Lee S.* [и др.]. Exploring the Morphology and Origins of the 4C 38.41 Jet // *The Astrophysical Journal*. — 2019. — Декабрь. — Т. 886. — С. 85.

226. *Pashchenko I. N., Plavin A. V., Kutkin A. M.* [и др.]. A bias in VLBI measurements of the core shift effect in AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — Дек. — Т. 499, № 3. — С. 4515—4525.
227. *Abellán F. J., Martí-Vidal I., Marcaide J. M.* [и др.]. Core-shifts and proper-motion constraints in the S5 polar cap sample at the 15 and 43 GHz bands // *Astronomy & Astrophysics*. — 2018. — ИЮНЬ. — Т. 614. — А74.
228. *Kutkin A. M., Sokolovsky K. V., Lisakov M. M.* [и др.]. The core shift effect in the blazar 3C 454.3 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Февр. — Т. 437. — С. 3396—3404.
229. *Königl A.* Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources // *The Astrophysical Journal*. — 1981. — Февр. — Т. 243. — С. 700—709.
230. *Kutkin A. M., Pashchenko I. N., Sokolovsky K. V.* [и др.]. Opacity, variability, and kinematics of AGN jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — ИЮНЬ. — Т. 486. — С. 430—439.
231. *Kudryavtseva N. A., Gabuzda D. C., Aller M. F.* [и др.]. A new method for estimating frequency-dependent core shifts in active galactic nucleus jets // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2011. — Май. — С. 768.
232. *Plavin A. V., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B.* [и др.]. Significant core shift variability in parsec-scale jets of active galactic nuclei // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Май. — Т. 485. — С. 1822—1842.
233. *Lee S.-S., Lobanov A. P., Krichbaum T. P.* [и др.]. Acceleration of Compact Radio Jets on Sub-parsec Scales // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — АВГ. — Т. 826, № 2. — С. 135.
234. *Asada K., Nakamura M., Pu H.-Y.* Indication of the Black Hole Powered Jet in M87 by VSOP Observations // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — Дек. — Т. 833, № 1. — С. 56.
235. *Walker R. C., Hardee P. E., Davies F. B.* [и др.]. The Structure and Dynamics of the Subparsec Jet in M87 Based on 50 VLBA Observations over 17 Years at 43 GHz // *The Astrophysical Journal*. — 2018. — Март. — Т. 855, № 2. — С. 128.
236. *Giroletti M., Hada K., Giovannini G.* [и др.]. The kinematic of HST-1 in the jet of M 87 // *Astronomy & Astrophysics*. — 2012. — Февр. — Т. 538. — С. L10.

237. *Angelakis E., Fuhrmann L., Myserlis I.* [и др.]. F-GAMMA: Multi-frequency radio monitoring of Fermi blazars. The 2.64 to 43 GHz Effelsberg light curves from 2007-2015 // *Astronomy & Astrophysics*. — 2019. — ИЮНЬ. — Т. 626. — A60.
238. *Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D. and Hodge M. A.* [и др.]. MOJAVE. XV. VLBA 15 GHz Total Intensity and Polarization Maps of 437 Parsec-scale AGN Jets from 1996 to 2017 // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2018. — Т. 234. — С. 12.