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

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика (бакалавриат)

Направленность (профиль) подготовки: Фундаментальная и прикладная физика

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗАРА С ПИКОВОЙ ФОРМОЙ РАДИОСПЕКТРА НА МАСШТАБАХ ПАРСЕК

(бакалаврская работа)

Студент: Косогоров Никита Александрович

(подпись студента)

Научный руководитель: Ковалев Юрий Юрьевич, д-р физ.-мат. наук, чл.-кор. РАН

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2020

Аннотация

В настоящей работе был изучен квазар 0858—279 с пиковой формой радиоспектра. Исследуемый источник обладает необычным свойством: протяженная структура на масштабах парсех, которая не соответствует наблюдаемой переменности радиоизлучения. РСДБ наблюдения на частотах от 1.4 до 22.2 ГГц позволили выделить загибающийся джет квазара с яркой деталью вдалеке от его начала. Оценка величины магнитного поля в яркой детали показала большое значение *В* порядка 5 Гс. Также были получены высокие значения меры фарадеевского вращения RM порядка 7000 рад/м². Вся совокупность полученных результатов указывает на наличие стоячей ударной волны, в которой происходит ре-ускорение электронов.

Содержание

1.	Введение
	1.1. Активные ядра галактик и радиоинтерферометрия со сверх-
	длинными базами
	1.2. Постановка задачи
2.	Эксперимент и результаты обработки
	2.1. Описание эксперимента и обработка данных
	2.2. Результаты обработки
3.	Структура квазара на масштабах парсек
	3.1. Процесс наложения карт
	3.2. Карты спектрального индекса и ошибок спектрального ин-
	декса
	3.3. Эволюция спектрального индекса вдоль хребтовой линии 10
	3.4. Вывод о структуре
4.	Оценка магнитного поля в доминирующей детали джета 14
	4.1. Моделирование доминирующей детали гаусс компонентами . 14
	4.2. Зависимость спектральной плотности потока компоненты от
	частоты
	4.3. Оценка магнитного поля
5.	Фарадеевское вращение как способ определения свойств экрана
	и структуры магнитного поля в джете
	5.1. Карты линейной поляризации
	5.2. Карты степени линейной поляризации
	5.3. Калибровка абсолютного EVPA
	5.4. Карты меры вращения
	5.5. Зависимость магнитного поля в экране от концентрации ча-
	стиц
	5.6. Структура магнитного поля в джете
6.	Заключение
7.	Благодарности
Сг	исок литературы

1. Введение

1.1. Активные ядра галактик и радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

Активные ядра галактик (АЯГ) это компактные области в центре галактик, в которых происходят процессы с выделение большого количества энергии. Основными компонентами АЯГ являются черная дыра в центре, два ультрарелятивистских джета, а также аккреционный диск. Активные галактические ядра являются наиболее яркими источниками электромагнитного излучения во Вселенной, и могут использоваться для исследования далеких объектов. На основе их наблюдаемых характеристик были определены многочисленные подклассы, в том числе самые мощные, которые классифицируются как квазары. Первые наблюдения АЯГ происходили в оптическом диапазоне и многие их физические свойства долгое время оставались загадкой. Развитие радиоастрономии послужило толчком к пониманию АЯГ.

Один из революционных методов, который позволил изучать активные ядра на невиданных ранее масштабах, — радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами (РСДБ). Сигнал от астрономического объекта приходит на приемные элементы интерферометра, которые находятся далеко друг от друга, как правило, на континентальных расстояниях. Управление этими элементами производится независимо, без непосредственной линии связи, в отличие от обычного радиоинтерферометра. Интересной особенностью РСДБ является то, что антенны сихронизируются с точностью водородных часов. РСДБ позволяет получать очень выское разрешение, благодаря чему стало возможно восстанавливать изображения квазаров на масштабах парсек.

1.2. Постановка задачи

Данная работа посвящена изучению одного GPS-квазара (gigahertz peaked-spectrum, источник с пиком в радиоспектре в гигагерцовых диапазонах) с необычными свойствами с помощью метода РСДБ. Данные объекты — это компактные и мощные источники радиоизлучения с четко определенными пиками в их радиоспектре в районе 1 ГГц. Обычно считается, что данные объекты взаимодействуют с плотным газом в окружающей их среде и являются молодыми и развивающимися радиоисточниками, которые впоследствии будут иметь крупномасштабную структуру. Поэтому, исследуя GPS-источники можно изучать эволюцию АЯГ на ранних стадиях и взаимодействия джета с межзвездной средой.

Исследуемый квазар обладает рядом пекулярных свойств. Одно из них — переменность радиоизлучения в широкой полосе частот (рис. 1),

которая была получена на РАТАН-600. Кроме этого, у квазара высокая степень линейной поляризации, что является довольно необычным для GPS-источников.



Рис. 1. Широкополосный радиоспектр квазара 0858–279 на разных эпохах (слева) и многочастотная кривая блеска (справа). Плотность потока варьируется более чем в два раза на временных масштабах порядка нескольких месяцев (данные Ю.А. Ковалева и др.)

Также в заявке были использованы данные Ю.Ю. Ковалевым из VLBA Calibrator Search program, чтобы проанализировать структуру квазара на масштабах миллисекунд. На рис. 2 показаны CLEAN изображения на 4 см и 12 см. Размеры доминирующей компоненты 1.3 миллисекунды и 12 миллисекунд для данных длин волн соответственно. Временной масштаб наблюдаемой радиопеременности составляет порядка нескольких месяцев, что дает оценку на линейный размер компоненты порядка 0,1 пк или < 20 микросекунд для красного смещения z = 2.1. Амплитуда наблюдаемой радиопеременности составляет порядка 1 Ян. Компоненты, которая могла бы объяснить наблюдаемые изменения, на частотах S / X не видно.

Таким образом, в данной работе будут решаться задачи по исследованию структуры квазара с помощью высокого разрешения используемых карт и построения карт спектрального индекса. Кроме этого, будет изучена окружающая среда квазара посредством измерений меры фарадеевского вращения. С помощью поляризационных измерений можно будет определить структуру магнитного поля квазара.



Рис. 2. CLEAN изображения квазара 0858–279 на двух частотах 2.2 ГГц (слева) и 8.2 ГГц (справа). По осям приведены относительные прямое восхождение и склонение. Изображения приведены из базы данных astrogeo.org

2. Эксперимент и результаты обработки

2.1. Описание эксперимента и обработка данных

Наблюдения были произведены 26 ноября 2005 года по заявке научного руководителя Ю.Ю. Ковалева для шести частот, покрывающих диапазон с 1.4 до 22.2 ГГц, на VLBA системе в течение 6.5 часов. В дальнейшем частоты будут иногда обозначены в соответствии с IEEE номенклатурой как $L, S, C, X, U(K_u)$ и K. Кроме исследуемого квазара 0858–279, наблюдались различные калибраторы. Для калибровки инструментальной поляризации был использован источник 0919–260, для фазовой привязки — 0902–256; для калибровки фазы — 1226+023 и для калибровки EVPA (позиционный угол электрического вектора) использовались 1328+307, 0851+202. Была использована частота дискретизации 256 Мбит в сек с 2-битной оцифровкой.



Рис. 3. Карты распределения полной интенсивности для исследуемого квазара 0858–279 на шести частотах: 22.2 ГГц (свезху слева), 15.4 ГГц (сверху посередине), 8.3 ГГц (сверху справа), 4.8 ГГц (снизу слева), 2.3 ГГц (снизу посередине), 1.5 ГГц (снизу справа). Снизу на каждой карте подписаны ее параметры: координаты центра изображения, пиковая интенсивность, показанные линии уровней. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение.

Первичная обработка данных проводилась в программном пакете AIPS [1] для каждой частоты независимо и включала в себя стандартные процедуры обработки РСДБ данных: флагирование плохих данных, калибровка амплитуды посредством использования системных температур и кривых усилений на телескопе, применение коррекций фазы, связанных с прохождением радиосигнала через ионосферу, калибровка фазы при помощи процедуры глобальной подгонки лепестков интерферометра, исправление формы комплексной полосы пропускания приемников и т.д. После этого для всех источников были построены CLEAN (от названия алгоритма, применяемого для деконволюции изображения в радиоастрономии) карты с помощью процедуры гибридного картографирования в программном пакете difmap [2]. Используя полученные карты, была произведена поправка паразитной поляризации, после чего построены CLEAN карты всех источников для трех параметров Стокса I, Q и U.

2.2. Результаты обработки

Результатом обработки стали карты распределения полной интенсивности, полученные для всех источников. Они приведены для исследуемого квазара 0858—279 на рис. 3. Кроме этого, были получены карты параметров Стокса U и Q. С помощью данных карт можно построить карты линейной поляризации источников. Полученные карты и то, как это было сделано, показаны в главе 5. Здесь же приведем некоторые параметры CLEAN карт параметров Стокса I, U и Q (табл. 1). Определение данных параметров будет дано в дальнейшем.

Частота	Пиковая	Уровень	Уровень	Уровень
	интенсивность	шума σ_I	шума σ_U	шума σ_Q
(ГГц)	(мЯн/луч)	(мЯн/луч)	(мЯн/луч)	(мЯн/луч)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
22.2	358	0.8	1.0	0.6
15.4	478	0.2	0.2	0.2
8.3	758	0.3	0.2	0.2
4.8	1056	0.6	0.3	0.2
2.3	1111	1.1	0.7	0.4
1.5	912	2.9	0.3	0.4

Таблица 1. Параметры CLEAN карт параметров Стокса I, U и Q. В таблице указаны: (1) частота, (2) пиковая интенсивность CLEAN карты I, (3) уровень шума σ_I карты I, (4) уровень шума σ_U карты U, (5) уровень шума σ_Q карты Q

3. Структура квазара на масштабах парсек

3.1. Процесс наложения карт

В процессе самокалибровки абсолютная позиция источников излучения на небе теряется и самая яркая деталь сдвигается в центр изображения, поэтому возникает проблема наложения изображений друг на друга. Существуют разные методы решения этой проблемы, такие как наложение с помощью оптически тонкой яркой компоненты, 2D корреляция изображений (напр., [3]). В данной работе используется первый из этих методов. Этот способ является обоснованным, так как абсолютная позиция оптически тонких компонент в джете не должна зависеть от частоты (напр., [4],[5]). Для того, чтобы применить этот способ, необходимо смоделировать структуру квазара набором гаусс компонент, что было сделано в программном пакете difmap. Ниже приведены основные характеристики этих компонент на двух частотах (табл. 2).

Частота	Поток	Расстояние <i>r</i>	Угол $ heta$	FWHM
(ГГц)	(нR)	(MC)	(град.)	(мс)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
22.2	0.44	0.05	139	0.35
22.2	0.07	0.34	-91	0.21
22.2	0.07	2.46	-143	0.22
22.2	0.03	2.49	156	1.09
22.2	0.04	1.35	-137	0.72
15.4	0.59	0.06	90	0.44
15.4	0.15	0.29	-78	0.39
15.4	0.06	2.35	-143	0.37
15.4	0.08	2.36	156	1.72
15.4	0.07	1.60	-142	0.66

Таблица 2. Параметры гаусс компонент на двух частотах. В таблице указаны: (1) частота наблюдения квазара, (2) интегральный поток из данной компоненты, (3) расстояние r от центра изображения до максимума компоненты, (4) позиционный угол компоненты θ , (5) полуширина на уровне половинной амплитуды.

Сдвигая наиболее яркую гаусс компоненту в центр изображения на исследуемых частотах, можно производить наложение изображений квазара, восстановленных с одинаковой диаграммой направленности и с одинаковым размером пикселя. Один из способов проверки правильности наложения изображений друг на друга является анализ карт спектрального индекса до и после сдвига. Понятие спектрального индекса будет определено в следующем параграфе.

3.2. Карты спектрального индекса и ошибок спектрального индекса

Полагают, что релятивистские джеты в активных галактических ядрах формируются благодаря тому, что вещество аккреционных дисков, вращающихся вокруг сверхмассивных черных дыр, ускоряется магнитным полем и выбрасывается в струю джета на релятивистских скоростях (напр., [6]). Из-за доплеровского усиления синхротронного излучения в квазаре в большинстве случаев удается увидеть только одну струю, а контрджета не видно (напр., [7]). Интерферометрические наблюдения, показали, что АГЯ, как правило, состоит из "ядра", которое представляет собой область струи у основания джета с плоским или инвертированным спектром [8], и джета с крутым спектром. В данной работе знак спектрального индекса определен так: $S \propto \nu^{+\alpha}$, где S— поток, а ν - частота, на которой этот поток приходит. При оптически тонком синхротронном излучения спектральный индекс в джете имеет отрицательные значения.

Для исследуемого квазара были построены карты спектрального индекса и ошибок спектрального индекса (рис. 4, рис. 5), используя частоты 8.3 ГГц, 15.4 ГГц и 22.2 ГГц. После наложения карт полной интенсивности друг на друга, следуя процедуре, описанной в предыдущем параграфе, спектральный индекс был рассчитан в каждом пикселе с помощью степенного закона. На картах показаны только пиксели, в которых интенсивность излучения превышает $3\sigma_I$, где σ_I — шум изображения, взятый и усредненный по областям, которые не включают структуру квазара. При построении карт распределения ошибок спектрального индекса в каждом пикселе ошибка была рассчитана по формуле:

$$\delta \alpha = \frac{1}{\ln(\nu_1/\nu_2)} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{I_1}}{I_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_2}}{I_2}\right)^2},\tag{1}$$

где индексы 1 и 2 относятся к двум исследуемым частотам, I — интенсивность излучения.

3.3. Эволюция спектрального индекса вдоль хребтовой линии

Хребтовая линия характеризует направление распространения джета. Для того, чтобы ее провести, были использованы гаусс компоненты с 22.2 ГГц частоты. Кривая, соединяющая максимумы гаусс компонент, сглаживается. Хребтовая линия для исследуемого квазара показана на рис. 6. Для того, чтобы получить распределение вдоль хребтовой линии, были использованы K, U и X диапазоны, так как на этих частотах структура джета прослеживается благодаря высокому разрешению,



Рис. 4. Карты спектрального индекса (слева) и ошибок спектрального индекса (справа) для 22-15 ГГц, восстановленные со средней диаграммой направленности. На картах показаны контуры полной интенсивности, начинающиеся с $1.5\sigma_I$. Значения спектрального индекса и ошибок спектрального индекса показаны только в тех пикселях, в которых интенсивность излучения превышает $3\sigma_I$.



Рис. 5. Карты спектрального индекса (слева) и ошибок спектрального индекса (справа) для 15-8 ГГц, восстановленные со средней диаграммой направленности. На картах показаны контуры полной интенсивности, начинающиеся с $1.5\sigma_I$. Значения спектрального индекса и ошибок спектрального индекса показаны только в тех пикселях, в которых интенсивность излучения превышает $3\sigma_I$.

а также прозрачности излучения на данных диапазонах. На рис. 7 показана зависимость спектрального индекса от расстояния вдоль хребтовой линии. Спектральный индекс был взят с карт для 22-15, 15-8 ГГц. Все карты были наложены друг на друга с помощью процесса, описанного в 3.1 и восстановлены с одинаковой средней диаграммой направленности. Ошибки интерполированной зависимости были вычислены как усредненные невязки.



Map peak: 0.357 Jy/beam Contours %: 0.3 0.7 1.3 2.7 5.4 10.7 21.5 42.9 85.9

Рис. 6. Хребтовая линия, проведенная через гаусс компоненты. Контуры полной интенсивности взяты с 22.2 ГГц. На картах показаны контуры полной интенсивности, начинающиеся с 1.5*σ*_I. Положения гаусс компонент показаны красными точками.



Рис. 7. Распределение спектрального индекса вдоль хребтовой линии. Показаны зависимости спектрального индекса для 22-15 (синий цвет), 15-8 ГГц (красный цвет), а также распределение полной интенсивности вдоль линии (серый цвет), взятое с 22.2 ГГц. Оранжевым отмечены положения гаусс компонент. Также в правом верхнем углу приведена большая полуось диаграммы направленности с 22.2 ГГц.

3.4. Вывод о структуре

Таким образом, в данной работе впервые удалось увидеть структуру квазара 0858—279, которая не прослеживалась ранее. На рис. 4 можно заметить, что в квазаре наблюдаются ярко выраженный регион с инвертированным спектром, который можно отождествить с ядром, а также видно что на К и U частотах излучение доминирующей компоненты, находящейся в центре изображений, является оптически тонким. Таким образом, высокое разрешение и построение карт спектрального индекса с высоким разрешением позволило определить структуру квазара, имеющую вид ядро-джет, на масштабах парсек.

Кроме этого, можно заметить, что значения спектрального индекса приобретают максимум в районе ядра, после этого они уменьшаются с увеличением расстояния вдоль струи, а затем снова растут (рис. 7). Этот рост спектрального индекса происходит в яркой детали джета. Так как спектральный индекс α характеризует энергию электронов и в случае модели однородного синхротронного источника $\alpha = \frac{(1-p)}{2}$, где индекс pхарактеризует распределение электронов по энергии $N(E) = N_0 E^{-p}$, то можно сделать вывод, что электроны ускоряются в данной области.

Возможно несколько объяснений природы возникновения яркой детали в джете. Одно из них это доплеровское усиление излучения в месте загиба джета (напр., [7]). Другое — взаимодействие джета с окружающей его средой. При таком взаимодействии могут возникать ударные волны и ускоренные электроны в волне могут служить источником сильного синхротронного излучения (напр., [9]). Для того, чтобы определить какая из гипотез верна необходимо изучить свойства пространства, окружающего джет. Так как приходящее излучение является частично поляризованным, то используя поляризационные измерения, это можно сделать.

4. Оценка магнитного поля в доминирующей детали джета

4.1. Моделирование доминирующей детали гаусс компонентами

Для оценки угловых размеров радио источников Слыш в 1963 году предложил использовать формулу, связывающую физические параметры источников [10]. Этот подход позволяет рассчитать размер, если известны красное смещение объекта, нормальная компонента магнитного поля, частота, на которой приходит максимум потока излучения, и значение этого потока. Дальнейшее развитие радиоастрономии привело к тому, что наблюдать объекты стало возможно с очень высоким разрешением, соответственно появилась возможность оценивать магнитное поле в джетах из оценки их угловых размеров.

Для того, чтобы оценить магнитное поле в доминирующей детали в излучении квазара 0858—279, необходимо оценить ее размер. Используя частоту 15.4 ГГц структура квазара был смоделирована в difmap с помощью трех гаусс компонент, параметры которых приведены ниже в таблице 3. Компонента, которая отвечает за интересующую нас яркую деталь джета находится в центре изображения и имеет параметры, показанные в первой строке таблицы.

Поток (Ян)	Радиус (мс)	Тета (град.)	FWHM (MC)
(1)	(2)	(3)	(4)
0.76	0.0		0.54
0.13	1.9	-143	0.79
0.07	2.8	158	1.60

Таблица 3. Параметры гаусс компонент на частоте 15.4 ГГц. В таблице указаны: (1) спектральная плотность потока компоненты, (2) расстояние от центра изображения до центра компоненты, (3) позиционный угол компоненты, (4) полуширина на уровне половинной амплитуды.

Фиксируя все параметры, кроме спектральной плотности потока, для этих компонент, исследуемый квазар был промоделирован на оставшихся частотах в том же программном пакете. В следующей таблице 4 приведены параметры в компоненте, ответственной за доминирующую деталь, и частота, на которой данная спектральная плотность потока получена.

4.2. Зависимость спектральной плотности потока компоненты от частоты

Основным механизмом излучения в джетах является синхротронное излучение релятивистских электронов [11]. Предполагая что электроны

Частота (ГГц)	Поток (мЯн)
22.2	520
15.4	759
8.3	875
4.8	533
2.3	471
1.5	438

Таблица 4. Частота и спектральная плотность потока гаусс компонент, моделирующих доминирующую деталь в излучении джета.

распределены по степенному закону $N(E) = N_0 E^{-p}$, где E — энергия электронов, и источник является однородным и изотропным, можно получить, что на высоких частотах при оптически тонком излучении спектральная плотность потока связана с частотой соотношением $S \propto \nu^{\alpha_{\text{thin}}}$, где спектральный индекс $\alpha_{\text{thin}} = \frac{(1-p)}{2}$. На низких же частотах при оптически толстом излучении в случае синхротронного самопоглощения спектр не должен зависеть от p, и поток $S \propto \nu^{\alpha_{\text{thick}}}$, где $\alpha_{\text{thick}} = 5/2$. Однако в реальных наблюдениях в оптически толстом режиме α_{thick} не всегда принимает данное значение, так как источники излучения не обязательно являются однородными, а также может присутствовать явление свободного-свободного поглощения в ионизированном газе, окружающем источники (напр., [12]).

В случае модели однородного источника излучения формула [13], описывающая спектр излучения для оптически тонких и толстых областей:

$$I(\nu) = I_1 \left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)^{2.5} \frac{1 - exp(-(\nu/\nu_1)^{\alpha_{\rm thin} - 2.5})}{1 - exp(-1)},\tag{2}$$

где I_1 и ν_1 — интенсивность и частота, соответствующая оптической толще $\tau = 1$. Обобщением формулы 2 на случай произвольного индекса α_{thick} является:

$$I(\nu) = I_{\rm m} \left(\frac{\nu}{\nu_{\rm m}}\right)^{\alpha_{\rm thick}} \frac{1 - exp(-\tau_{\rm m}(\nu/\nu_{\rm m})^{\alpha_{\rm thin}-\alpha_{\rm thick}})}{1 - exp(-\tau_{\rm m})},\tag{3}$$

где $I_{\rm m}$ — максимум интенсивности в спектре, а $\nu_{\rm m}$ — частота, на которой этот максимум достигается. При этом $\tau_{\rm m}$ — значение оптической толщины на частоте $\nu_{\rm m}$, которая может быть посчитано ([14]) как:

$$\tau_{\rm m} = \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{\rm thin}}{\alpha_{\rm thick}}} - 1 \right) \tag{4}$$

Для подгонки зависимости потока от частоты были взяты данные из табл. 4, а также использовались обе формулы: для однородного источника излучения (форм. 2) с $\alpha_{\text{thick}} = 5/2$ и обобщенная (форм. 3) с

произвольным значение спектрального индекса для оптически толстого режима. При этом частоты 2.3 и 1.5 ГГц не были использованы, потому что разрешения на этих частотах не хватает, чтобы адекватно промоделировать квазар. Критерием того, что эти две частоты не были взяты в рассмотрение, является высокое значение χ^2 модели, которое оказалось значительно больше 10 для обеих частот. Ниже показаны полученные графики для двух зависимостей (рис. 8).



Рис. 8. Зависимость спектральной плотности потока в гаусс компоненте, моделирующей яркую деталь джета, от частоты. Точки, которые не были использованы, выделены синим цветом. Слева показана модель с оптически толстым спектральным индексом $\alpha_{\text{thick}} = 2.5$, справа — с произвольным.

Частота (τ_m) (ГГц)	Частота $(\tau = 1)$ (ГГц)	$\alpha_{ ext{thick}}$	$lpha_{ ext{thin}}$
8.5 ± 0.4	6.9 ± 0.5	5/2	-0.73 ± 0.16
9.6	11.9	1.08	-1.42

Таблица 5. В таблице показаны значения частоты, на которой приходит максимум потока, частоты, на которой оптическая толща становится равной 1, спектральные индексы толстого и тонкого излучений.

Ошибки значений амплитуды были взяты на основе того, что точность амплитудной калибровки на 15 ГГц и ниже равна примерно 5%, а на 22 ГГц — 10% (напр., [15]). Из-за того, что количество параметров обобщенной модели равно количеству используемых точек, ошибки полученных параметров не имеет смысла оценивать. Соберем в таблицу 5 основные параметры полученных моделей.

4.3. Оценка магнитного поля

Для оценки индукции магнитного поля используется уточненная формула Слыша [16]:

$$B = 10^{-5} b(\alpha_{\rm thin}) \theta^4 \nu_{\rm m}^5 S_{\rm m}^{-2} \left(\frac{\delta}{1+z}\right),\tag{5}$$

где B — индукция магнитного поля в Гс, δ — релятивистский доплеровский фактор, $b(\alpha_{\text{thin}})$ — коэффициент, зависящий от спектрального индекса оптически тонкого излучения в рассматриваемой области, z = 2.152 — красное смещение исследуемого квазара, S_{m} — значение потока излучения в Ян на критической частоте ν_{m} в ГГц, которое взято из зависимости потока от частоты, полученной в предыдущем параграфе. $\theta = 1.8\theta_G$ в миллисекундах является разумной оценкой углового диаметра рассматриваемой области ([16]), где θ_G — угловой размер гаусс компоненты.

Таким образом, для того, чтобы вычислить индукцию магнитного поля известны все параметры, кроме доплеровского фактора. В итоге, получаем для модели однородного синхротронного источника $B = (0.55 \pm 0.22)\delta$ Гс, для обобщенной $B \approx 1.1\delta$ Гс. Видно, что для обеих моделей магнитное поле в Гс по порядку равно доплеровскому фактору. В данной работе в качестве оценки этот параметр взят равным $\delta = 10$, так как данное значение встречается у многих квазаров (напр., [17]). При этом значение магнитного поля в доминирующей детали джета Bпорядка 5 Гс. Благодаря тому, что наблюдения этого квазара были проведены на разных эпохах, будущие исследования могут помочь оценить этот параметр из кинематики джета.

Такое сильное магнитное поле указывает на то, что синхротронные потери в источнике являются значительными. Время, за которое электрон теряет половину своей энергии на синхротронное излучение, $t_{1/2}^{syn} = 10^9/(B^2\gamma_0)$ в секундах [13], где γ_0 — гамма фактор электрона. Принимая его равным $\gamma_0 = 10^3$, получаем, что электрон потеряет существенную долю своей энергии за несколько часов. В системе отсчета наблюдателя время на синхротронные потери $t = \delta t_{1/2}^{syn}$. Так как яркая деталь отвечает за сильное изменение потока со временем от источника, которое наблюдалось ранее, то можно сделать вывод, что в данном месте джета квазара происходит постоянное ре-ускорение электронов за счет стоячей ударной волны. Сильное магнитное поле и соответственно короткое время высвечивания является сильным указанием, что из-за взаимодействия джета с окружающей средой возникает ударная волна и появляется яркая деталь в излучении.

5. Фарадеевское вращение как способ определения свойств экрана и структуры магнитного поля в джете

5.1. Карты линейной поляризации

Комплексная линейная поляризация П определяется как:

$$\Pi = Q + iU = Pe^{2i\chi},\tag{6}$$

где I, Q и U — параметры Стокса, P — модуль линейной поляризации П, χ — видимый угол EVPA (позиционный угол электрического вектора, electric vector position angle). Уровень шума (среднее квадратичное отклонение) на картах модуля линейной поляризации был посчитан как:

$$\sigma_P = \frac{\sigma_U + \sigma_Q}{2},\tag{7}$$

 σ_U , σ_Q — уровни шума CLEAN карт для параметров Стокса Q и U соответственно, найденные в четырех углах изображения, занимающих суммарно четверть изображения, в которых не присутствует сигнал от источника, и усредненные по ним (табл. 1).

Были получены карты линейной поляризации для всех источников. На рис. 9 они представлены для изучаемого источника. На картах можно увидеть угол EVPA, который показан в пределах первого контура модуля линейной поляризации P, проведенного по уровню $3\sigma_P$. На картах также проведены контуры модуля линейной поляризации, уровень каждого следующего из которых возрастает в два раза по сравнению с предыдущим. Кроме того, на картах показан контур полной интенсивности, взятый на уровне $3\sigma_I$, где σ_I — уровень шума CLEAN карты для полной интенсивности, посчитанный аналогично σ_U и σ_Q .

5.2. Карты степени линейной поляризации

Поляризационные наблюдения активных галактических ядер позволяют изучать магнитные поля в джетах. Различные теоретические и численные модели указывают на то, что вращающаяся черная дыра и аккреционный диск способствуют тому, что скрученные магнитные поля пронизывают потоки в струях джета [18]. Многие свойства магнитных полей до сих пор остаются не полностью изученными. Существует много факторов, которые усложняют анализ поляризационных свойств, такие как фарадеевское вращение, деполяризация на радио частотах, релятивистские эффекты и т.д. (напр., [19], [20]) Одним из важных свойств излучения является степень его линейной поляризации, которая вводится как:



Рис. 9. Карты распределения линейной поляризации для исследуемого квазара 0858–279 на 22.2, 15.4, 8.3, 4.8, 2.3 и 1.5 ГГц (показаны слева направо и сверху вниз соответственно). На картах показаны внешний контур (красным цветом), взятый с карт распределения полной интенсивности на уровне $3\sigma_I$, контуры линейной поляризации, начинающиеся с $3\sigma_P$, каждый из которых возрастает в два раза по сравнению с предыдущим, а также направление EVPA. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение.



Рис. 10. Карты распределения степени линейной поляризации для 0858-279 на 22.2, 15.4, 8.3, 4.8, 2.3 и 1.5 ГГц (показаны слева направо и сверху вниз соответственно). На картах показаны конутры, взятые с карт распределения полной интенсивности и начинающие на уровне $3\sigma_I$. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение. Степень линейной поляризации показана внутри контура линейной поляризации, проведенного на уровне $3\sigma_P$.

$$m = \frac{\sqrt{U^2 + Q^2}}{I},\tag{8}$$

I, *Q*, *U* — параметры Стокса. Из-за того, что присутствует явление деполяризации (напр., [21]), степень линейной поляризации становится зависимой от длины волны. Для того, чтобы изучить это явление, были построены карты распределения степени линейной поляризации для всех наблюдавшихся в эксперименте источников на шести частотах, в том числе для исследуемого объекта (рис. 10). Степень линейной поляризации была вычислена только в тех пикселях, где уровень поляризационного сигнала P больше $3\sigma_P$ (см. формулу 7). На картах показаны контуры полной интенсивности. Нетрудно заметить, что степень линейной поляризации падает с увеличение длины волны. На 22.2 ГГц (самая короткая из используемых длин волн) степень, усредненная по центру карты, содержащей самый яркий пиксель, в 9 пикселях, составляет около 12%, на 1.5 ГГц (самая длинная) — около 0.5%. Данная деполяризация может быть вызвана внутренним или внешним фарадеевским вращением, из-за того, что изображения восстановлены с разными диаграммами направленности, а также из-за того, что присутствует как оптически тонкое, так и оптически толстое синхротронное излучение.

5.3. Калибровка абсолютного EVPA

Для того, чтобы произвести калибровку позиционного угла электрического вектора исследуемого квазара были использованы 1328+307 (3C 286) для L и S частотных диапазонов, 0851+202 для всех остальных частот. Значения абсолютного EVPA для данных калибраторов были взяты из VLA (Very Large Array) Monitoring Program ([22]) и из MOJAVE (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA experiments) [23] наблюдений.

Квазар 3С 286 обладает примерно постоянным значением интегрального EVPA и на период наблюдений он составлял 33° и одинаков для частот 1.5 и 2.3 ГГц. Вычисляя поправки EVPA отдельно для каждой частоты (она была получена как разность интегрального EVPA, посчитанного по карте для 1328+307 внутри контура полной интенсивности, проведенного на уровне $5\sigma_I$, и известного значения интегрального EVPA из VLA наблюдений), они были добавлены в карты EVPA исследуемого источника.

Для калибровки EVPA на оставшихся частотах используется квазар 0851+202. На графике 11 приведена зависимость его абсолютного EVPA от квадрата длины волны. Черными точками показаны данные взятые из VLA наблюдений. Данные VLA наблюдений на трех длинах волн хорошо подчиняются линейной зависимости EVPA от λ^2 , поэтому данная

зависимость была использована для вычисления EVPA на длинах волн, которые были задействованы в наших наблюдениях. Также синяя точка на графике это оценка EVPA, полученная из MOJAVE наблюдений. Как видно, данная оценка не противоречит VLA данным, но так как ее ошибка значительно больше ошибок из VLA наблюдений, в дальнейшем она использоваться не будет.



Рис. 11. Зависимость абсолютного EVPA для 0851+202 от квадрата длины волны. Черные точки — данные, взятые с VLA наблюдений. Синей показана точка, оцененная из MOJAVE наблюдений.

Так как точка, взятая из VLA наблюдений на 6 см, плохо ложится на линейную зависимость (рис. 12) и сдвиг ее на 180° проблему не решает, то для оценки EVPA на длине волны, близкой к 6 см, были использованы две линейные зависимости, проведенные через точки, взятые на 3.5 см и 6 см. Данная проблема может возникать из-за большого диапазона рассматриваемых длин волн. Анализ карт меры вращения показал, что необходимо брать зависимость без сдвига точки на 6 см на 180° (красную линию).

После использования полученных интегральных значений EVPA для калибратора, поправки были посчитаны для четырех частот K, U, X и C аналогично поправкам для S, L и добавлены в карты EVPA исследуемого квазара. В результате на рис. 13 показаны карты абсолютного EVPA на 4 частотах.

5.4. Карты меры вращения

Поляризованное излучение, проходя через тепловую плазму вне или внутри источника, испытывает вращение плоскости поляризации в этой



Рис. 12. Линейные зависимости абсолютного EVPA для 0851+202 от квадрата длины волны, сдвигая точку на 6 см на 180° и не производя сдвига. Черные точки данные, взятые с VLA наблюдений. Синей показана точка, оцененная из MOJAVE наблюдений. Для оценки EVPA на длине волны, близкой к 6 см, из трех показанных линейных зависимостей была отобрана красная.

среде. Из-за этого эффекта направление магнитного поля в джете и наблюдаемое направление не совпадают, поэтому для изучения структуры магнитного поля данный эффект должен быть учтен. В случае внешнего фарадеевского вращения, при котором вращение плоскости поляризации происходит в среде, окружающей джет, угол EVPA линейно зависит от квадрата длины волны:

$$\chi = \chi_0 + \mathrm{RM}\lambda^2,\tag{9}$$

где RM — мера вращения, измеряемая в рад/м². Мера вращения характеризует среду, в которой это вращение происходит, и пропорционально компоненте магнитного поля B_{\parallel} внутри этой среды параллельной линии наблюдения и концентрации частиц среды n_e :

$$\mathrm{RM} \propto \int_{LoS} \mathbf{B}_{\parallel} n_e d\mathbf{l} \tag{10}$$

Вращение происходит в трех основных регионах: непосредственно вблизи джета [24], в межгалактической и галактической среде. Вращение в межгалактической среде (напр., [25]) не было учтено в данной работе, так как оно еще плохо и очень мало изучено. Вращение в галактической среде было исследовано и значения меры вращения в этой среде были получены в различных работах (напр., [26]). Таким образом, значение галактической меры вращения для изучаемого квазара равное 85.1 рад/м², взятое из карты распределения медианного значения RM как функции



Рис. 13. Карты прокалиброванного EVPA для исследуемого квазара 0858–279 на 22.2, 15.4, 8.3, 4.8, 2.3 и 1.5 ГГц (показаны слева направо и сверху вниз соответственно). На картах показан внешний контур (красным цветом), взятый с карт распределения полной интенсивности на уровне $3\sigma_I$, контуры линейной поляризации, начинающиеся с $3\sigma_P$, каждый из которых возрастает в два раза по сравнению с предыдущим, а также направление прокалиброванного EVPA. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение.

галактических координат, было вычтено для того, чтобы исследовать меру вращения в среде рядом с джетом.

Мера вращения посчитана как линейный наклон зависимости EVPA от λ^2 в каждом пикселе наложенных друг на друга карт. Процесс наложения осуществлен также, как и при наложении карт спектрального индекса и описан в параграфе 3.1. Были использованы только те пиксели, в которых модуль линейной поляризации больше $3\sigma_P$. Частотные диапазоны 8.4, 4.8, 2.4 и 1.6 ГГц поделены на два поддиапазона каждый (8.2, 8.5, 4.6, 5.0, 2.3, 2.4, 1.4, 1.7 ГГц). Построение CLEAN карт, калибровка абсолютного EVPA произведены для каждого поддиапазона независимо друг от друга. Карты построены для разных диапазонов частот (1.4-2.4 ГГц, 2.3-5 ГГц, 8.2-15.4 ГГц и 15.4-22.2 ГГц) из-за изменения оптической толщины излучения, а также разного разрешения изображений. Для каждого частотного диапазона все карты были восстановлены с диаграммой направленности, взятой на самой низкой частоте диапазона.

Так как EVPA неоднозначна для изменений угла на 180°, то для решения этой " $n\pi$ проблемы была проведена минимизация χ^2 . Чтобы посчитать χ^2 была использована стандартная формула:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(O_i - E_i)^2}{\sigma_i^2},\tag{11}$$

где O_i — измеренные данные, E_i — ожидаемые данные на основе модели, σ_i — ошибка измерения каждой точки. Для того, чтобы время вычислений было разумным, верхний предел на модуль RM был выбран равным 5×10^4 rad/m². Скрипт был написан на языке программирования Python. Использовался 95-процентный уровень доверия для соответствующего количества степеней свободы. Те пиксели, в которых не было найдено соответствия критерию χ^2 для всех возможных сдвинутых на $n\pi$ точек, не показаны на картах меры вращения.

Ошибка в определении EVPA была вычислена по формуле:

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{EVPA}^2 + \sigma_{\text{Dterm}}^2 + \sigma_{VLA}^2}$$
(12)

где σ_{EVPA} — ошибка, связанная с ошибками в картах параметров Стокса U и Q, σ_{Dterm} — ошибка, связанная с паразитной поляризацией, σ_{VLA} ошибка в VLA данных. В данной формуле ошибка σ_{EVPA} зависит от шумов CLEAN карт для параметров Стокса U и Q и вычисляется по формуле:

$$\sigma_{EVPA} = \frac{\sqrt{Q^2 \sigma_U^2 + U^2 \sigma_Q^2}}{2(Q^2 + U^2)}$$
(13)

Кроме этого, ошибка σ_{Dterm} , связанная с инструментальной поляризацией, была положена равной 0.2 процентам от интенсивности (напр., [27]). Ошибка σ_{VLA} , связанная с абсолютной калибровкой EVPA, была взята из соответствующей таблицы данных VLA наблюдений.



Рис. 14. Карты меры вращения 0858–279 для 15.4-22.2 ГГц (сверху слева), 2.3-5 ГГц (сверху справа), 1.4-2.4 ГГц (снизу). На картах показан внешний контур (красным цветом), взятый с карт распределения полной интенсивности на уровне $3\sigma_I$, контуры линейной поляризации, начинающиеся с $3\sigma_P$, а также значение меры вращения внутри первого контура линейной поляризации. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение.

Карты меры вращения были получены для исследуемого квазара 0858—279, а также для калибраторов 1328+307 и 0851+202 для разных диапазонов частот. На рис. 14 они приведены для изучаемого источника. Итоговые значения меры вращения, взятые из центральной области карт с самым ярким пикселем и усредненные по 9 пикселям, варьируются от 6578 до 6739 рад/м².

5.5. Зависимость магнитного поля в экране от концентрации частиц

Измеренная мера вращения позволяет сделать оценки магнитного поля во вращающем экране. Принимая величину $RM = 6500 \text{ pag/m}^2$ и используя формулу [28] зависимости меры вращения от параметров среды

$$RM = 8.1 \times 10^5 n_e B_{\parallel} L / (1+z)^2 \tag{14}$$

в предположении, что компонента магнитного поля B_{\parallel} в Гс параллельная линии наблюдения остается постоянной, n_e — концентрация частиц среды в см⁻³ также постоянна вдоль линии наблюдения и среда имеет продольный размер равный L в пк, можно получить зависимость B_{\parallel} от n_e (рис. 15). Фактор $(1 + z)^2$ учитывает релятивистский эффект, из-за которого мера вращения в системе наблюдателя и покоящейся системе отличаются. Для того, чтобы оценить характерную концентрацию во вращающем экране, считают, что этот экран представляет собой область излучения узкой линии. Для таких областей концентрации частиц примерно равны $10^2 - 10^4$ см⁻³ [29]. Принимая концентрацию равной 10^3 см⁻³, получаем что поле будет равно около 90 мкГс, если длина L = 1 пк.



Рис. 15. Диапазон парных значений магнитного поля в экране и концентрации электронов в нем. По осям приведены значения индукции магнитного поля в мкГс и концентрация электронов в см⁻³.

5.6. Структура магнитного поля в джете

Благодаря полученным картам меры вращения можно восстановить структуру магнитного поля в джете, учитывая эффект вращения во

внешнем экране и восстанавливая внутренний угол поляризации джета χ_0 (формула 9). Необходимо учесть, что в оптически тонком режиме синхротронного излучения магнитное поле перпендикулярно EVPA, поэтому нужно внести поправку на 90°, а в оптически толстом режиме магнитное поле сонаправлено с χ_0 . Как можно заметить из рис. 8, излучение происходит на оптически тонком режиме на частотах K и U. Таким образом, учитывая вращение и добавляя поправку в 90° на двух частотах, получаем карты направления магнитного поля в джете. Ниже приведем карты для исследуемого объекта для некоторых частот (рис. 16) и итоговые результаты сведем в таблицу 6. В данной таблице значения меры вращения, EVPA и направления магнитного поля были получены усреднением по области изображения, содержащей самый яркий пиксель, в 9 пикселях для всех частотных диапазонов, кроме 8.2-15.4 ГГц. Для последнего усреднение производилось по центру того участка, в котором была измерена мера вращения.

В итоге, можно заметить общую тенденцию в направлении (вдоль направления север-юг) магнитного поля на всех частотах. Это подтверждает, что поправки на 90 градусов, были учтены верно, соответственно это еще одно подтверждение того, что излучение является оптически тонким на K и U частотах.



Рис. 16. Структура магнитного поля исследуемого квазара на частотах 22.2 и 15.4 ГГц. На картах показан внешний контур (красным цветом), взятый с карт распределения полной интенсивности на уровне $3\sigma_I$, контуры линейной поляризации, начинающиеся с $3\sigma_P$, каждый из которых возрастает в два раза по сравнению с предыдущим, а также направление магнитного поля внутри первого контура линейной поляризации. По осям показаны относительные прямое восхождение и склонение.

Измеренная мера вращения позволила оценить магнитное поле в фарадеевском экране, а также отследить структуру магнитного поля в ква-

заре. Помимо этого, относительно высокие значения меры вращения являются еще одним указанием на то, что яркая деталь в джете появляется в результате образования ударных волн из-за взаимодействия джета с окружающей достаточно плотной средой. Для того, чтобы более подробно изучить этот феномен, необходимо также проанализировать явление доплеровского усиления излучения в месте наблюдаемого загиба джета. Это можно сделать, исследуя кинематику джета. Благодаря тому, что источник наблюдался на разных эпохах, это будет сделано в дальнейших исследованиях.

Частота	RM	угол EVPA	поправка	Направление МП
(ГГц)	$(\mathrm{pad}/\mathrm{M}^2)$	(град.)	на 90°	(град.)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
1.4	6578 ± 12	155 ± 11	n	166 ± 29
1.7		36 ± 16	n	169 ± 26
2.3		31 ± 10	n	167 ± 20
2.4		1 ± 12	n	175 ± 26
2.3	6739 ± 54	30 ± 10	n	173 ± 34
2.4		4 ± 12	n	150 ± 26
4.6		43 ± 2	n	123 ± 25
5.0		176 ± 3	n	130 ± 25
22.2	6692 ± 50	171 ± 2	у	168 ± 3
15.4		67 ± 2	V	168 ± 3

Таблица 6. Фарадеевское вращение и направление магнитного поля в яркой детали джета. Таблица разделена на три блока. В первом мера вращения была получена по частотному диапазону 1.4-2.4 ГГц, во втором — 2.3-5.0 ГГц, в третьем — 15.4-22.2 ГГц. В таблице указаны: (1) частота наблюдений, (2) мера вращения, (3) угол EVPA, (4) была ли введена поправка на 90 градусов из-за оптически тонкого синхротронного излучения (у—да, п—нет) и (5) направление магнитного поля. Ошибки меры вращения оценены с помощью метода наименьших квадратов (МНК). Для двух частот 22.2 и 15.4 ГГц ошибки оценены, исходя из ошибок самих точек. Такие высокие значения меры вращения приводят к большим поворотам угла EVPA внутри одной полосы частот. Эти эффекты будут приняты во внимание в дальнейших исследованиях.

6. Заключение

В данной работе была исследована структура квазара с пиковой формой радиоспектра 0858-279. Были построены карты полной интенсивности и линейной поляризации, карты спектрального индекса и меры вращения. Высокое угловое разрешение, а также карты спектрального индекса позволили увидеть и определить местоположение слабого ядра квазара, а также показали, что излучение яркой детали джета происходит в оптически тонком режиме на частотах выше 10 ГГц. Ниже этой частоты излучение является частично оптически толстым. Кроме этого, были произведены оценки индукции магнитного поля внутри этой яркой детали. Она оказалась равной $B = (0.55 \pm 0.22)\delta$ Гс в рамках модели однородного синхротронного источника (δ — релятивистский доплеровский фактор). Также индукция магнитного поля была оценена в плотной среде, окружающей джет. Высокие значения меры вращения (более 6500 pad/m^2) и высокое значение магнитного поля в детали указали на природу возникновения яркого излучения в джете. Возможное объяснение состоит в том, что в месте видимого загиба джета происходит постоянная накачка энергии электронов за счет стоячей ударной волны. Кроме этого, с помощью карт меры вращения стало возможно восстановить структуру магнитного поля в джете.

Дальнейшие исследования многоэпоховых наблюдений квазара позволят сделать более точные оценки магнитного поля в доминирующей компоненте джета и более подробно изучить область предполагаемого удара с плотным облаком межзвездной среды, в которой джет загибается. Кроме того, с их помощью можно будет изучить деполяризацию в полосе, а также переменность радиоспектра, магнитного поля и фарадеевского вращения в яркой детали.

7. Благодарности

Я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Ковалева Юрия Юрьевича за помощь в процессе подготовки дипломной работы. На протяжении всей работы, от выбора темы до окончательного завершения, он оказал мне большую поддержку. Его ценные профессиональные советы помогли мне исправить ошибки, а также более глубоко разобраться в теме исследования. Я выражаю ему глубокую признательность за внимательное прочтение моей бакалаврской работы, а также за рекомендации и замечания по ее написанию. Кроме того, я хотел бы поблагодарить Никонова Алексея за обсуждение особенностей анализа поляризационных РСДБ данных. Также я хочу выразить благодарность группе, занимающейся тематикой внегалактической астрономии в МФТИ и ФИАН, за обсуждение результатов. В дипломной работе использовались данные наблюдений VLBA (Антенная решетка со сверхдлинными базами) Национальной радиоастрономической обсерватории США. Национальная радиоастрономическая обсерватория является объектом Национального научного фонда, действующего в соответствии с соглашением о сотрудничестве Associated Universities, Inc. Данная работа была поддержана грантом Российского научного фонда 16-12-10481.

Список литературы

- A.H. Bridle and E.W. Greisen. The NRAO AIPS Project: a summary. AIPS Memo 87, NRAO, Socorro, aipsmemo. 1994.
- [2] M. C. Shepherd. Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging. In Gareth Hunt and Harry Payne, editors, Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, volume 125 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, page 77, January 1997.
- [3] R. C. Walker, V. Dhawan, J. D. Romney, K. I. Kellermann, and R. C. Vermeulen. VLBA absorption imaging of ionized gas associated with the accretion disk in NGC 1275. *The Astrophysical Journal*, 530(1):233–244, feb 2000.
- [4] Y. Y. Kovalev, A. P. Lobanov, A. B. Pushkarev, and J. A. Zensus. Opacity in compact extragalactic radio sources and its effect on astrophysical and astrometric studies. *Astronomy & Astrophysics*, 483(3):759–768, Feb 2008.
- [5] J. M. Marr, G. B. Taylor, and F. Crawford III. Nonuniform free-free absorption in the GPS radio galaxy 0108+388. *The Astrophysical Journal*, 550(1):160–171, mar 2001.
- [6] R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the RAS*, 179:433–456, May 1977.
- [7] B. Punsly. Black Hole Gravitohydromagnetics. Astrophysics and Space Science Library. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [8] A. Konigl. Relativistic jets as X-ray and gamma-ray sources. Astrophysical Journal, 243:700–709, February 1981.
- [9] Andrei Sokolov, Alan Marscher, and Ian McHardy. Synchrotron self-compton model for rapid nonthermal flares in blazars with frequency-dependent time lags. *The Astrophysical Journal*, 613, 06 2004.
- [10] V. I. Slish. Angular Size of Radio Stars. Nature, 199(4894):682, August 1963.
- [11] V. Beckmann and C. Shrader. Active Galactic Nuclei. Wiley, 2013.
- [12] K. I. Kellermann. The radio source 1934-63. Australian Journal of Physics, 19:195, April 1966.
- [13] A. G. Pacholczyk. Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources. 1970.
- [14] M. Turler, T. J. L. Courvoisier, and S. Paltani. Modelling the submillimetre-to-radio flaring behaviour of 3c 273, 1999.
- [15] Y. Y. Kovalev, N. A. Nizhelsky, Yu. A. Kovalev, A. B. Berlin, G. V. Zhekanis, M. G. Mingaliev, and A. V. Bogdantsov. Survey of instantaneous 1-22 GHz spectra of 550 compact extragalactic objects with declinations from -30^{deg} to +43^{deg}. Astronomy and Astrophysics, Supplement, 139:545–554, November 1999.
- [16] A. P. Marscher. Accurate formula for the self-Compton X-ray flux density from a uniform, spherical, compact radio source. Astrophysical Journal, 264:296–297, January 1983.

- [17] Hovatta, T., Valtaoja, E., Tornikoski, M., and Lähteenmäki, A. Doppler factors, lorentz factors and viewing angles for quasars, bl lacertae objects and radio galaxies. A&A, 494(2):527–537, 2009.
- [18] Nektarios Vlahakis and Arieh Konigl. Magnetic driving of relativistic outflows in active galactic nuclei. i. interpretation of parsec-scale accelerations. *The Astrophysical Journal*, 605(2):656–661, apr 2004.
- [19] R. T. Zavala and G. B. Taylor. A view through faraday's fog: Parsec-scale rotation measures in active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 589(1):126–146, may 2003.
- [20] S. P. O'Sullivan and D. C. Gabuzda. Three-dimensional magnetic field structure of six parsec-scale active galactic nuclei jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393(2):429–456, 02 2009.
- [21] R. G. Conway, P. Haves, P. P. Kronberg, D. Stannard, J. P. Vallee, and J. F. C. Wardle. The radio polarisation of quasars. *Monthly Notices of the RAS*, 168:137–162, July 1974.
- [22] Taylor G. B. and Myers S. T. Vlba scientific memo, 26. 2000.
- [23] M. L. Lister, H. D. Aller, M. F. Aller, M. H. Cohen, D. C. Homan, M. Kadler, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, E. Ros, T. Savolainen, J. A. Zensus, and R. C. Vermeulen. MOJAVE: MONITORING OF JETS IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH VLBA EXPERIMENTS. v. MULTI-EPOCH VLBA IMAGES. *The Astronomical Journal*, 137(3):3718–3729, feb 2009.
- [24] Ronnie Jansson and Glennys R. Farrar. A NEW MODEL OF THE GALACTIC MAGNETIC FIELD. The Astrophysical Journal, 757(1):14, aug 2012.
- [25] Takuya Akahori and Dongsu Ryu. FARADAY ROTATION MEASURE DUE TO THE INTERGALACTIC MAGNETIC FIELD. The Astrophysical Journal, 723(1):476–481, oct 2010.
- [26] A. R. Taylor, J. M. Stil, and C. Sunstrum. A Rotation Measure Image of the Sky. Astrophysical Journal, 702(2):1230–1236, September 2009.
- [27] Talvikki Hovatta, Matthew L. Lister, Margo F. Aller, Hugh D. Aller, Daniel C. Homan, Yuri Y. Kovalev, Alexander B. Pushkarev, and Tuomas Savolainen. MOJAVE: MONITORING OF JETS IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH VLBA EXPERIMENTS. VIII. FARADAY ROTATION IN PARSEC-SCALE AGN JETS. The Astronomical Journal, 144(4):105, sep 2012.
- [28] B. J. Burn. On the depolarization of discrete radio sources by Faraday dispersion. Monthly Notices of the RAS, 133:67, January 1966.
- [29] D. Kakkad, B. Groves, M. Dopita, A. D. Thomas, R. L. Davies, V. Mainieri, P. Kharb, J. Scharwächter, E. J. Hampton, and I-T. Ho. Spatially resolved electron density in the narrow line region of z < 0.02 radio agns. *Astronomy & Astrophysics*, 618:A6, Oct 2018.