

Ермаш Андрей Александрович

**СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ ПЕРВОГО  
ТИПА С УЗКИМИ ЛИНИЯМИ – АКТИВНЫЕ  
ЯДРА В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ С  
ПСЕВДОБАЛДЖАМИ**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Комберг Борис Валентинович

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	5
1. Описание диссертационной работы . . . . .	5
1.1. Актуальность темы диссертации . . . . .	5
1.2. Цель диссертационной работы . . . . .	7
1.3. Научная новизна работы . . . . .	8
1.4. Научная и практическая ценность работы . . . . .	9
1.5. Основные результаты, выносимые на защиту . . . . .	10
1.6. Апробация работы . . . . .	12
2. Публикации . . . . .	13
2.1. Структура и объем работы . . . . .	14
2.2. Содержание работы . . . . .	14
<b>Глава 1. Обзор литературы по NLS</b> . . . . .	16
1.1. Краткое введение к главе 1 . . . . .	16
1.2. Вопрос классификации . . . . .	17
1.3. Окружение NLS . . . . .	22
1.4. Свойства родительских галактик NLS . . . . .	22
1.4.1. Крупномасштабные свойства . . . . .	22
1.4.2. Свойства центральных областей . . . . .	23
1.5. Активное ядро . . . . .	33
1.5.1. NLR, BLR, тор и диск . . . . .	33
1.5.2. Центральная машина . . . . .	46
1.6. Методы определения масс СМЧД . . . . .	58
1.6.1. Метод эхо-картирования . . . . .	58
1.6.2. Оценки масс ЧД из наблюдений в одну эпоху . . . . .	60
1.7. Масштабные соотношения . . . . .	62

1.7.1.	Соотношение $M_{BH} - \sigma_*$ . . . . .	62
1.7.2.	Соотношение $M_{BH} - L_{buldge}$ . . . . .	64
1.7.3.	Прочие соотношения . . . . .	65
1.8.	Млечный Путь и NLS . . . . .	68
1.9.	Эволюционный статус NLS . . . . .	69
1.10.	Выводы главы 1 . . . . .	73
<b>Глава 2. Функция светимости активных галактик типа NLS по дан- ным обзора SDSS DR7 . . . . .</b>		
2.1.	Обработка данных . . . . .	76
2.2.	Функция светимости . . . . .	80
2.3.	Сравнение полученной функции светимости с результатами других работ . . . . .	88
2.4.	Выводы главы 2 . . . . .	93
<b>Глава 3. Связь между частотой встречаемости NLS и крупномас- штабной структурой Вселенной . . . . .</b>		
3.1.	Обработка данных . . . . .	95
3.2.	Пространственная концентрация AGN и крупномасштабная структура . . . . .	96
3.3.	Зависимость доли красных галактик от светимости и плотно- сти окружения . . . . .	107
3.4.	Заключение . . . . .	109
<b>Глава 4. Особенности активности ядер в галактиках типа NLSy1 .</b>		
4.1.	Трудности гипотезы о простом иерархическом скупивании. Да- унсайзинг (Downsizing) . . . . .	112
4.2.	Роль взаимодействия между галактиками и свойствами их цен- тральных областей: балджи и псевдобалджи. . . . .	116

4.3. Активные ядра третьего типа — AGN III . . . . .	120
4.4. Галактики типа Sy I с узкими разрешенными линиями излучения	123
4.5. Заключение главы 4 . . . . .	127
<b>Заключение</b> . . . . .	129
Цитированная литература . . . . .	133
Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России . . . . .	153
Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации . . . . .	154
<b>Приложение А. Список использованных сокращений и аббревиатур</b>	156

# Введение

## 1. Описание диссертационной работы

### 1.1. Актуальность темы диссертации

Сейфертовские галактики в настоящее время принято разделять на два типа. К первому типу относят объекты с широкими разрешёнными линиями, такими как, например,  $H\beta$  и  $H\alpha$ . Граничное значение ширины линии различается у разных авторов, но основная суть заключается в том, что у Сейфертовских галактик первого типа разрешённые линии намного шире запрещённых (например  $[OIII]\lambda 5007\text{\AA}$ ), а у Сейфертовских галактик второго типа ширина разрешённых линий такая же, как и у запрещённых. Естественно, численная граница различается в работах различных авторов, так [1] принимали, что для AGN I полуширина линий  $>1200\text{ км/с}$ , а в [2] граничное значение было принято равным  $1000\text{ км/с}$ . Очень важным является то, что у Сейфертовских галактик первого типа присутствует также и узкая компонента разрешённых линий.

Промежуточные типы определены по степени выраженности широкой компоненты. Рассматриваемые в этой диссертации сейфертовские галактики первого типа с узкими линиями были впервые выделены в отдельный класс в работе [3]. Далее для обозначения используется сокращение NLS, общепринятая в англоязычной литературе аббревиатура **Narrow Line Seyfert 1 Galaxies**. Все использованные аббревиатуры приведены в приложении А. По общепринятой классификации Остроброка-Погге они являются Sy1, в том числе промежуточных типов с различной выраженностью широкой компоненты (Sy1.2 – Sy1.8). Ключевым отличием является то, что у таких активных ядер ширина **широкой** компоненты разрешённых линий является **относительно** узкой.

Как правило, в качестве NLS классифицируются активные ядра, у которых  $\text{FWHM}(H\beta) \leq 2000 \text{ км/с}$ . Выделение этого класса не является только феноменологическим. NLS демонстрируют ряд интересных свойств. У них отличаются свойства родительских галактик, как в целом, так и в центральных областях. Их балдж, судя по имеющимся на настоящий момент результатам, всегда является псевдобалджем. В настоящий момент балджи в галактиках принято делить на 2 типа — классические и псевдобалджи [4]. Если первые по характеристикам близки к сферическим системам эллиптических галактик, то вторые по свойствам сходны с дисками, являясь более плоскими, обладая большими моментами вращения и меньшими дисперсиями скоростей звёзд. Принятой границей разделения балдж/псевдобалдж является значение индекса Серсика  $n = 2$ , псевдобалджи имеют  $n < 2$ , классические балджи  $n > 2$  соответственно. Они не следуют установленным масштабным соотношениям между чёрными дырами и балджами.

Свойства центральной машины NLS также имеют ряд существенных отличий от классических Sy1. Чёрные дыры в таких ядрах обладают меньшими массами и, чему появляется всё больше свидетельств, высокими моментами вращения.

Однако, ни по одному из вышесказанных утверждений нет окончательной ясности. На конференциях, посвящённых NLS в идущих последовательно докладах зачастую высказываются диаметрально противоположные точки зрения. В литературе также нет единой точки зрения по многим вопросам. Наблюдается рост интереса к NLS в мировом научном сообществе, о чём можно судить по растущему количеству публикаций.

Необходимость изучения этого необычного класса активных ядер и обуславливает актуальность темы данной диссертации.

## 1.2. Цель диссертационной работы

Как было отмечено выше, в опубликованной литературе как российских так и зарубежных авторов существуют различные взгляды на природу феномена NLS, зачастую диаметрально противоположные. Здесь следует отметить, что в российском научном сообществе интерес к данному вопросу практически отсутствует, что, в свою очередь, выражается в крайне малом количестве статей на данную тематику.

- Поэтому первой целью было поставлено составление обзора публикаций на интересующую нас тематику и сведение огромного количества опубликованной информации в непротиворечивую картину.
- До настоящего момента в литературе не было публикаций, посвящённых функции светимости NLS, откуда проистекает задача её построения. Функция светимости (далее обозначаемая сокращением LF, от английского **L**uminosity **F**unction) является важным инструментом для изучения определённого класса объектов, и позволяет судить об эволюции рассматриваемой популяции.
- Вопросу связи активности ядра с окружением родительской галактики посвящено множество работ. Однако нет ясности касательно того, как феномен NLS связан с плотностью окружения. Откуда проистекает задача изучения связи пространственных концентраций NLS и BLS, а также их отношения с плотностью окружения.
- Существующей классификации активных ядер (AGN I/II), на наш взгляд, недостаточно для полноценной классификации феномена их активности. Необходимо выделить ещё один тип AGN. Задачей являлось выделение ключевых критериев, позволяющих уточнить существующую класси-

кацию и выделить новый тип активных ядер — AGN III, типичными представителями которого являются NLS.

### 1.3. Научная новизна работы

Основными новыми элементами исследования являются:

1. Разработан *новый метод* вычисления функции светимости, учитывающий наличие крупномасштабной структуры Вселенной и связанную с ней переменность средней плотности галактик на единицу объёма в масштабах скоплений и сверхскоплений.
2. *Впервые* получена функция светимости NLS. Так же для проверки получена LF Sy1, которая демонстрирует согласие с некоторой частью опубликованных LF из литературы, а так же на больших светимостях демонстрирует ожидаемое поведение, переходя в LF квазаров.
3. На основе полученной LF в запрещённой линии кислорода [OIII] $\lambda$ 5007Å построена рентгеновская LF для диапазона 0.5–2кэВ. Такая предсказанная LF для Sy1 демонстрирует согласие с реально наблюдаемой лучше, чем в работах многих авторов.
4. Доля NLS среди Сейфертовских галактик не является постоянной, вместо этого она демонстрирует пик при определённой светимости. Хотя подобные результаты были высказаны в нескольких работах, *впервые* это сделано на основе функции светимости, что подразумевает учёт систематических эффектов выборки.
5. *Впервые* была изучена связь между пространственной концентрацией галактик с активными ядрами (NLS и BLS) и плотностью окружения на масштабах ячейки крупномасштабной структуры. Полученные в работе



зависимости пространственных плотностей NLS и BLS ( $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$ ) от плотности окружения являются линейными, а их отношение  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  — константой. Это говорит о том, что NLS и BLS составляют некоторую фиксированную долю всех галактик, в широких пределах не зависящую от плотности Вселенной. Все это свидетельствует в пользу того, что активность NLS обусловлена в первую очередь внутренними процессами, а не внешними взаимодействиями.

6. Обоснована недостаточность общепринятой классификации активных ядер на AGN I и AGN II на основе только лишь присутствия в их спектрах широких разрешённых линий. Показано, что разумно ввести дополнительные критерии классификации и *впервые* предложено выделить новый отдельный тип — AGN III. AGN III представляют собой, в отличие от AGN I и AGN II, ядра спиральных галактик с псевдобалджами и чёрными дырами относительно малой массы.

#### 1.4. Научная и практическая ценность работы

Новый метод получения функции светимости позволяет учитывать вариации плотности галактик на единицу объёма по причине наличия крупномасштабной структуры Вселенной. Код, написанный на языке Python, вполне может быть использован для получения функций светимости различных типов объектов, нормированных на плотность контрольной однородной полной выборки галактик, причём не только галактик с активными ядрами. Как известно и будет ещё продемонстрировано в данной диссертационной работе, функции светимости, полученные различными авторами различаются крайне значительно. Эти различия между публикациями на порядки больше, чем между функциями светимости разных типов AGN, например, Sy1 и Sy2. Что весьма красноречиво характеризует неудовлетворительное положение дел в данной обла-

сти. Необходимо признать поэтому, что соответствие полученной LF с таковой из какой-либо отдельно взятой работы не является критерием достоверности метода. Тем не менее. Существует полученная рентгеновская функция светимости  $Sy1$ , которая в достаточной степени достоверна. И полученная нами предсказанная LF в мягком рентгеновском диапазоне 0.5–2кэВ уверенно соответствует наблюдаемой, что свидетельствует в пользу адекватности полученных в данной работе результатов и, что немаловажно, возможности дальнейшего развития и применения разработанной методики.

Также алгоритмы, разработанные автором, позволяют изучить зависимость пространственной плотности исследуемой группы объектов от параметра плотности окружения. Параметр плотности окружения представляет собой отношение концентрации неактивных галактик в рассматриваемом элементе объёма к средней плотности галактик во Вселенной. Достоверность подхода автора подтверждается тем, что удалось независимо подтвердить результат из литературы, что доля красных галактик растёт с плотностью окружения, причём эта тенденция более выражена для менее массивных галактик.

Корректная классификация исследуемых объектов является важной частью любого исследования. Так, введённый нами новый тип активных ядер является, на наш взгляд, важным уточнением существующей парадигмы представлений об активных ядрах. Написанный обзор представляет собой достаточно полное отображение современных представлений касательно NLS и может использоваться в целях ознакомления исследователей с данной тематикой.

### **1.5. Основные результаты, выносимые на защиту**

1. Разработан новый метод вычисления функции светимости, позволяющий учесть вариации плотности галактик вследствие крупномасштабной структуры Вселенной. Метод основан на нормировке на контроль-

- ную полную выборку объектов.
2. По выборке, состоящей из 9020 объектов, из которых NLS - 2082 и BLS - 6938 получены функции светимости NLS, BLS и всех Sy1 (NLS и BLS вместе).
  3. На основе полученной функции светимости в линии [OIII] $\lambda$ 5007Å построена предсказанная LF для мягкого рентгена в диапазоне 0.5–2кэВ, хорошо соответствующая реальной наблюдаемой. Это также свидетельствует в пользу достоверности полученных нами результатов.
  4. При помощи функции светимости подтверждён результат, что доля NLS среди всех Сейфертовских галактик не является постоянно, а имеет пик при определённой светимости.
  5. Разработан метод вычисления зависимости пространственной концентрации исследуемых объектов от средней плотности Вселенной на масштабах ячеек крупномасштабной структуры. Полученные в работе зависимости пространственных плотностей NLS и BLS ( $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$ ) от плотности окружения являются линейными, а их отношение  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  — константой. Это говорит о том, что NLS и BLS составляют некоторую фиксированную долю всех галактик, в широких пределах не зависящую от плотности Вселенной.
  6. Подтверждён результат, что доля красных галактик зависит от плотности окружения на масштабах ячеек крупномасштабной структуры, причём эта зависимости сильнее выражена для менее ярких галактик.
  7. Обосновано введение нового типа активных галактик — AGN III. Их основные параметры следующие:

- Родительские галактики являются спиральными галактиками вплоть до поздних Хаббловских типов
- Балджи родительских галактик являются псевдобалджами (индекс Серсика  $n_b \leq 2$ )
- Чёрные дыры являются относительно маломассивными ( $10^6 M_\odot < M_\bullet < 10^8 M_\odot$ )
- По-видимому, высокий спин ЧД ( $a \lesssim 1$ )
- Они не являются ни редкими, ни уникальными объектами. Так, уже в SDSS DR3 тысячи объектов могут быть отнесены к данному классу.

NLS являются типичными представителями этого нового класса.

## 1.6. Апробация работы

Основные результаты были представлены на следующих конференциях и семинарах:

1. **Научные сессии АКЦ ФИАН**, 2011-2014, Пущино, ПРАО, Россия.
2. **Актуальные проблемы Внегалактической астрономии XXVIII**, 19-21 апреля 2011, Пущино, ПРАО, Россия.
3. **Семинар Крымской Астрофизической Обсерватории**, декабрь 2011, Крым, Украина.
4. **Актуальные проблемы Внегалактической астрономии XXIX**, 17-19 апреля 2012, Пущино, ПРАО, Россия.
5. **Galaxies: Origin, Dynamics, Structure. To the memory of Vadim Antonov and Alexei Fridman**. 14 - 18 мая 2012, Россия, Сочи пос. Лоо.

6. **Nuclei of Seyfert Galaxies and QSOs – Central Engine and Conditions of Star Formation.** Nov. 5-8, 2012. MPIfR Bonn, lecture hall 002.
7. **42-я международная студенческая научная конференция “Физика космоса”.** 28 января – 1 февраля 2013, Уральский государственный университет, Коуровская Астрономическая Обсерватория, Россия.
8. **Актуальные проблемы внегалактической астрономии.** 8 – 11 апреля 2013, Пущино, ПРАО.
9. **Всероссийская Астрономическая Конференция ВАК-2013.** 23 сентября - 27 сентября 2013, Санкт-Петербург, Россия.
10. **Российская молодёжная конференция по физике и астрономии. “Физика. Спб”.** 23 - 24 октября 2013, Санкт - Петербург, Россия.
11. **5-ая Всероссийской молодежной конференции “Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики”.** 10 – 15 октября 2013, ФИАН, Москва.
12. **XXXI конференция "Актуальные проблемы внегалактической астрономии",** 22 – 24 апреля 2014, Пущино, Россия.

## **2. Публикации**

Основные результаты опубликованы в 9 работах (см. раздел “Работы автора по теме диссертации” в конце списка литературы), из которых 4 опубликованы в журналах, входящих в список ВАК, в двух из них соискатель является единственным автором.

**Личный вклад автора:** Во всех работах автор принимал активное участие в обсуждении и постановке задачи. Касательно результатов диссертаци-

онной работы, представленных во второй и третьей главах, построение выборки, написание программ, обработка данных и анализ полученных результатов целиком выполнены автором.

## 2.1. Структура и объем работы

Диссертация объемом 162 страницы состоит из четырёх глав, заключения, списка литературы и одного приложения.

## 2.2. Содержание работы

Во **введении** даётся краткое описание диссертационной работы, обсуждается актуальность темы диссертации, вводится цель диссертационной работы. Далее описаны научная новизна работы, её ценность, основные результаты, выносимые на защиту, список конференций и семинаров, на которых различные аспекты данной диссертационной работы прошли апробацию.

В **первой главе** дан подробный обзор литературы, посвящённой NLS.

**Вторая глава** целиком посвящена функции светимости. Описано построение выборки, суть разработанных алгоритмов, полученные результаты.

**Третья глава** посвящена построению зависимостей пространственных концентраций NLS и BLS, а также их отношения от плотности Вселенной на масштабах ячеек крупномасштабной структуры.

В **Четвёртой главе** вводится новый тип активных ядер — AGNIII и даётся обоснование этого шага, а также показано, что NLS являются типичными представителями данного нового класса активных ядер.

В разделе **Выводы** описаны основные результаты работы над диссертацией. В **Заключении** описаны перспективы дальнейшего развития исследований в данной тематике в свете исследований автора.

**Приложение А** содержит список основных использованных в диссертации

ционной работе сокращений и аббревиатур.

# Глава 1

## Обзор литературы по NLS

### 1.1. Краткое введение к главе 1

Данная глава представляет собой обзор публикаций, посвящённых активным галактикам типа NLS. Обзор опубликован в 2011 году как препринт ФИАН [218], а также в 2013 году в рецензируемом научном журнале из списка ВАК [214].

Объекты NLS рассмотрены как совокупность множества структур, процессов и факторов, таких как: место в крупномасштабной структуре, морфология родительской галактики как на большом масштабе, так и в околядерной области, структура BLR (области образования широких линий) и NLR (области образования узких линий), аккреционный диск, джеты, околядерные истечения, вращение сверхмассивной чёрной дыры и др. Отдельное внимание уделено текущим представлениям об эволюционном статусе объектов данного типа.

Показано, что основное отличие NLS от классических Сейфертовских галактик первого типа заключается в морфологии центральной области и параметрах центральной машины. Для NLS характерны псевдобалджи, образовавшиеся вследствие секулярной эволюции, а также более регулярная морфология ядерных пылевых спиралей. Присутствие псевдобалджей объясняет отклонение NLS от масштабных соотношений, справедливых для галактик с классическими балджами. Чёрные дыры в данном типе объектов, по-видимому, обладают меньшими массами и высокими спинами, что влияет на эффективность запуска релятивистских джетов.



## 1.2. Вопрос классификации

Впервые термин “NLS” — Narrow Line Seyferts 1, что в переводе означает “Сейфертовские галактики первого типа с узкими линиями” был определён в работе [3]. Ширина разрешённых линий у данных объектов лишь немного шире запрещённых. В настоящий момент определяющей характеристикой в оптике принято считать полуширину разрешённой линии водорода  $\text{FWHM}(\text{H}\beta) \leq 2000 \text{ км/с}$ .

Хотелось бы остановиться на имеющейся путанице в терминологии. Существуют два основных типа Сейфертовских галактик по Остерброку — Sy1 и Sy2. У первого типа в спектрах присутствуют как узкие разрешённые линии (например,  $\text{H}\beta$ ), ширина которых такая же, как и у запрещённых линий (например,  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ ), так и широкие разрешённые линии, полуширина которых достигает более  $10000 \text{ км/с}$ . У второго типа присутствуют только узкие разрешённые линии и запрещённые. Под промежуточными типами в этой классификации подразумеваются объекты с различной выраженностью широких разрешённых линий. Узкие линии образуются в области образования узких линий (NLR), широкие разрешённые линии — в области образования широких линий (BLR). Это две пространственно разделённые области с резко различными физическими условиями. NLS — это Сейфертовские галактики первого типа, у которых, соответственно, присутствуют NLR и BLR, но широкие разрешённые линии аномально узкие ( $< 2000 \text{ км/с}$ ), что всё же существенно больше, чем ширина запрещённых линий.

Многие авторы указывали на недостаточность критерия отделения NLS только по ширине линий. Например, в [5] было отмечено, что некоторые объекты со значительно большими ширинами линий демонстрируют характерные для NLS свойства в рентгене и сильные линии FeII. Там же предложено, что классификация по  $R_{4570}$  — отношению потоков FeII к  $\text{H}\beta$  может быть более

достоверной.

Более того, было отмечено, что эмиссионные характеристики NLS помещают их в обособленное положение на Eigenvector1 (EV1) [6] в выборке AGN на низких красных смещениях. Методика PCA подтверждает, что сильное FeII, слабое [OIII] $\lambda$ 5007 и узкая линия H $\beta$  есть определяющие спектральные характеристики класса NLS [7].

Но в некоторых недавних работах отмечалось, что распределение по FeII/H $\beta$  обладает значительной дисперсией, и достоверность отделения NLS при использовании этого критерия может быть поставлена под сомнение [8].

Возможная причина в целом более высокого соотношения FeII/H $\beta$  в NLS заключается в том, что при бóльших плотностях водородные линии термализованы, что снижает их светимость [5]. Подробно вопрос структуры BLR рассмотрен в разделе 4.1.4.

Также сильные линии железа обнаруживаются не во всех NLS [9], хотя тут дело, возможно, в значительной дисперсии соотношения FeII/H $\beta$ , о чём уже говорилось выше, и в различном соотношении  $S/N$  для полученных спектров разных объектов.

В недавней работе [10] были использованы методики PCA и кластерного анализа, что позволило в выборке AGN выделить 2 группы, которые авторы связывают с NLS и BLS. В Eigenvector 1 вошли такие параметры, как наклон рентгеновского спектра, наклон континуума в оптике, индекс  $\alpha_{OX}$ . Также авторами был подтверждён известный EV из работы [11] ([OIII] и FeII). EV1 был интерпретирован как  $L/L_{edd}$ , EV2 как  $M_{BH}$ . В этой работе делается вывод, что FWHM(H $\beta$ ) — лишь формальный критерий, и нужно более комплексно подходить к этому вопросу.

В ряде работ высказывалось предположение, что для корректного определения класса NLS нужно ввести в определение светимость. Например, в [12] было предложено ввести класс HERG, NLS же в таком случае являются его

подклассом.

В [13] было отмечено существование аналогов NLS на  $z \sim 3$ , в смысле схожести спектров. При бóльшей светимости ширины линий не могут быть меньше граничного для NLS значения 2000 км/с, в противном случае имела бы место сверхэддингтоновская аккреция. Резкое изменение свойств происходит скорее на ширине  $H\beta \sim 4000$  км/с, объекты с ширинами  $H\beta \sim 2000 - 4000$  км/с зачастую продолжают демонстрировать свойства NLS. В обзоре SDSS присутствует множество объектов с  $FWHM(H\beta) > 2000$  км/с, но с остальными спектральными свойствами как у NLS, а именно: низкая EW линий, смещённая в коротковолновую сторону линия CIV и Лоренцевский профиль линии  $H\beta$ . Вывод авторов работы [13] — для заданной светимости есть максимально возможная ширина линий (если исключить переход Эддингтоновского предела), следовательно, следует включить в определение класса NLS светимость. Возможность того, что максимальная ширина линии  $H\beta$  может увеличиваться со светимостью была указана ещё в работе [5].

Был выдвинут также ряд гипотез насчёт неоднородности самой популяции NLS. Так, [12] предполагали, что NLS может быть композитной группой, состоящей как из объектов с малыми  $M_{BH}$  и высокими Эддингтоновскими соотношениями, так и ориентированных на наблюдателя.

Что касается наблюдаемых свойств в УФ и ИК диапазонах, то NLS имеют тенденцию быть яркими в ИК, слабыми в УФ при большей светимости в ближнем УФ, чем в коротковолновом [14] (см. также ссылки в этой работе).

Особого внимания заслуживают свойства NLS в рентгеновском диапазоне. Зачастую свойства в рентгене рассматриваются как один из определяющих критериев данного класса AGN.

В последнее время становится ясно, что NLS не являются ни пекулярным, ни редким классом AGN. Они составляют  $\sim 15\%$  в выборке AGN по жёсткому рентгену и до 30 – 50% всех Sy1 в выборках в мягком рентгеновском диа-

пазоне [13]. Однако, возможно, есть систематическая тенденция в выборках в мягком рентгеновском диапазоне отбирать объекты в high-state [15]<sup>1</sup>.

Собственно, свойства NLS в рентгене таковы:

- Очень крутые спектры, демонстрирующие присутствие значительного избытка мягкого рентгена. Спектральные индексы от  $\Gamma = 1$  до  $\Gamma > 4$ . Рентгеновская светимость находится в диапазоне от  $10^{42}$  эрг/с до  $10^{44}$  эрг/с [16].
- Быстрая переменность в мягком рентгеновском диапазоне с большой амплитудой [16]. Лишь некоторые NLS демонстрируют переменность в жёстком [17].
- Свидетельства значительной насыщенности металлами как в рентгеновском, так и в оптическом и ИК диапазонах [16].

NLS следуют общей для всех Сейфертовских галактик зависимости степени переменности от массы центральной чёрной дыры. Переменность сильно уменьшается с увеличением массы СМЧД. При этом корреляция с Эддингтоновским соотношением отсутствует. Это говорит о том, что быстрая переменность и узкие линии в NLS связаны с малыми массами чёрных дыр, а не с различиями в физических свойствах газа в околоядерной области [18].

Модель с малыми массами ЧД и высокими темпами аккреции объясняет более жёсткий рентгеновский спектр BLS тем, что светимость горячей фазы меньше в NLS, в силу меньшей массы ЧД. В случае принятия УС требуется включение горячих пузырей над диском и механизма, связывающего их толщину и ориентацию, подразумевающего сложную асимметрию излучения. В первом случае объяснение является намного более простым [19].

---

<sup>1</sup> По аналогии с микрокварами, которые наблюдаются в soft-high и hard-low состояниях

В спектрах NLS присутствует так называемый Big Blue Bump (BBB), который обычно интерпретируется как излучение оптически толстого, физически тонкого диска. BBB может доходить до мягкого рентгеновского диапазона, что вносит вклад в наблюдаемые свойства NLS в этом диапазоне [5]. Отсутствие в некоторых NLS избытка мягкого рентгена может быть связано с большим количеством нейтрального водорода, поглощающего рентген.

Однако, согласно [9], спектральный индекс мягкого рентгена  $\Gamma$  не может служить определяющим критерием NLS. Дисперсия данного параметра резко возрастает при переходе границы  $FWHM(H\beta) < 2000 \text{ км/с}$  и поэтому вывод, что  $\Gamma$  у NLS  $\Gamma$  ниже, не является достоверным результатом.

По спектральным индексам жёсткого рентгена (20 – 100 кэВ) NLS являются очень неоднородной популяцией, демонстрируя как плоские ( $\sim 1.3$ ), так и очень крутые ( $\sim 3.6$ ) спектральные наклоны, и различий в распределениях для NLS и BLS не наблюдается [20]. Отличие в спектрах между NLS и BLS начинаются на энергиях выше 40 кэВ, что, возможно, говорит не о более крутых наклонах континуума, а о различных значениях граничной энергии (cutoff energy) в их спектрах [17].

Ранее была обнаружена корреляция  $\Gamma$  с  $L/L_{edd}$  на энергиях до 2.4 кэВ (см. работу [8] и ссылки в ней). Авторы подтвердили её до больших энергий (0.5 кэВ – 12 кэВ), исключив возможность того, что данная корреляция является результатом наличия избытка мягкого рентгена.

В общем случае, выборки NLS по оптике и рентгену не являются тождественными. Так, в работе [21] говорится о существовании группы NELG, которые в оптическом диапазоне классифицируются как галактики с интенсивным звездообразованием, но у них слишком высока светимость в рентгене. Как обнаружили авторы работы, часть галактик этой популяции является NLS. Оптическая диагностика ошибается по отношению к 30 – 50% из рентгеновской выборки AGN.

### 1.3. Окружение NLS

В работе [22] исследовался вопрос о различии в окружении объектов LINER, TO и Sy1. Было обнаружено, что локальное окружение не отличается. Тот же результат был получен в работе [23] касательно NLS и BLS.

Таким образом, об окружении галактик типа NLS можно сказать только, что оно соответствует таковому для галактик с аналогичными светимостями и Хаббловскими типами.

Про функцию светимости и окружение галактик различных типов, см., например, [24].

### 1.4. Свойства родительских галактик NLS

#### 1.4.1. Крупномасштабные свойства

Перейдём теперь к вопросу о родительских галактиках активных ядер типа NLS. Мысль о том, что феномен активности в ядре не взаимосвязан с крупномасштабной морфологией для AGN малой светимости в локальной Вселенной (на малых  $z$ ) высказывалась неоднократно. Например, в работе [22] утверждалось, что родительские галактики Sy1, Sy2, LINERs и TO не отличаются. Основное отличие заключается в морфологии центральной области.

Тем не менее, в [7] было отмечено, что усреднённый Хаббловский тип родительских галактик BLS:  $\langle HT \rangle = 1.0$ , NLS:  $\langle HT \rangle = 3.0$  (то есть Sa и Sb соответственно). Так же родительские галактики NLS слабее на  $0.73m$ , но это находится в пределах стандартного отклонения. Если этот эффект действительно существует, то это может являться продолжением закономерности, выявленной ещё в работе [25], что светимость родительских галактик уменьшается на последовательности RLQ — RQQ — Sy (радиогромкие квазары — радиотихие квазары — Сейфертовские галактики).

Стоит отметить отдельно, что крупномасштабные свойства родительских галактик RL NLS (радиогромких NLS) и RQ NLS (радиотихих NLS) не отличаются [19]

Коснёмся теперь крайне интересного, на наш взгляд, вопроса о шаровых звёздных скоплениях (ШЗС). В [26] было обнаружено, что существует тесная корреляция между количеством шаровых скоплений и массой центральной сверхмассивной чёрной дыры в галактиках ранних типов (в том числе для спиралей ранних типов). Интересно, что эта корреляция по меньшей мере такая же тесная, как и хорошо известная корреляция между дисперсией скоростей и массой СМЧД (СверхМассивной чёрной дыры). Правда, следует отметить, что этот вывод авторов основан на выборке из 13-ти галактик.

Ещё в работе [27] было выяснено, что число ШЗС пропорционально общей светимости сферического компонента галактик. Популяции ШЗС имеют схожие пространственные распределения, количества, химический состав и размеры в эллиптических и спиральных галактиках [28]. Зависимость сохраняется даже для Млечного Пути — спиральной галактики позднего типа, если рассматривать только ШЗС сферической составляющей нашей галактики [26].

Вопрос о популяции ШЗС в Сейфертовских галактиках, и в том числе NLS, на настоящий момент не изучен, хотя это, на наш взгляд, весьма важный момент. Для многих из них, в силу их принадлежности к поздним морфологическим типам, задача видится непростой.

#### 1.4.2. Свойства центральных областей

Масса газа, необходимая для питания AGN — лишь малая часть того, что присутствует в центральных областях галактик. Скорость аккреции у Сейфертовских галактик выраженная в  $M_{\odot}/\text{год}$  невелика, и за перенос газа может отвечать множество различных механизмов. Некоторые авторы предполага-

ют, что даже ветра от звёзд во время вспышки звездообразования достаточно для питания активного ядра (см., например [29]). Возможно поэтому связи с крупномасштабной структурой не обнаруживается [30].

Одно из первых предположений об отличных свойствах балджей в NLS было сделано в работе [31]. Было получено, что светимость балджей в NLS ниже. Однако дело в том, что для оценки светимостей балджей авторы использовали соотношение  $B/T$ , получаемое из морфологического типа, которое было позаимствовано из работы [32]. Таким образом, данный результат свидетельствует лишь о различии в хаббловском типе родительских галактик NLS и BLS, о чём речь уже шла выше.

В настоящий момент балджи в галактиках принято делить на 2 типа — классические и псевдобалджи [4]. Первые по характеристикам близки к сферическим системам эллиптических галактик, вторые по свойствам сходны с дисками, являясь более плоскими, обладая бóльшими моментами вращения и меньшими дисперсиями скоростей звёзд. Принятой границей разделения балдж/псевдобалдж является значение индекса Серсика  $n = 2$ , псевдобалджи имеют  $n < 2$ , классические балджи  $n > 2$  соответственно. Псевдобалджи так же имеют меньшее соотношение  $B/T^2$ . Индекс Серсика псевдобалджей не коррелирует с  $B/T$ , в отличие от классических, где эта корреляция наблюдается. На родственные связи псевдобалджей с дисками указывает также то, что их размеры коррелируют с размерами дисков галактик, в то время как у классических балджей такой корреляции не наблюдается [33].

В работе [34] вопрос о различной природе балджей у BLS и NLS решался путём анализа архивов HST. При фитировании распределения яркости авторами использовался профиль Серсика:

$$\mu(r) = \mu_0 + b_n \left( \frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}},$$

---

<sup>2</sup> Отношение светимости балджа к общей светимости всей галактики.



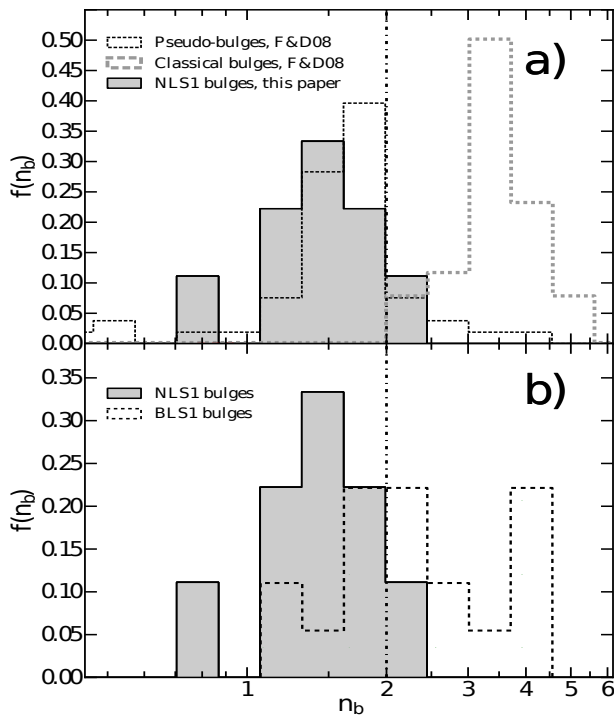


Рис. 1.4.1. Гистограмма индексов Серсика балджа,  $\log n$ . а) Балджи NLS (серая заполненная область) по сравнению с псевдобалджами (тонкая сплошная линия) и классическими балджами (пунктирная линия). б) Балджи NLS (серая заполненная область) по сравнению с балджами BLS (пунктирная линия). Из работы [34].

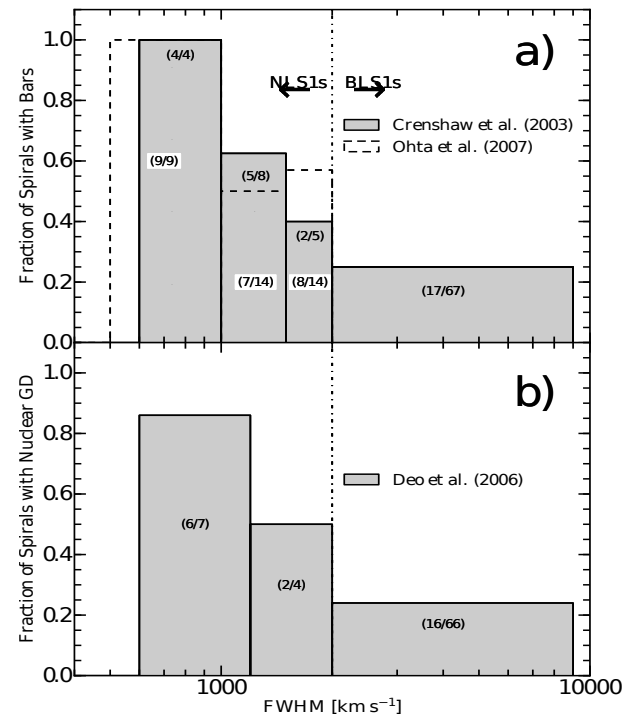


Рис. 1.4.2. Гистограммы, представляющие долю спиральных галактик Sy1 а) с барами и б) с ядерными GD спиральями как функцию  $\text{FWHM}(H\beta)$ . Из работы [34]

где  $b_n = 0.8682n - 0.1405$ . Профилю Де-Вокулера соответствует  $n = 4$ , экспоненциальному  $n = 1$ .

Если судить по индексам Серсика, то родительские галактики NLS всегда имеют псевдобалджи, в то время как распределение  $n$  для балджей BLS имеет значительную дисперсию. То есть в родительских галактиках BLS присутствуют как классические, так и псевдобалджи (см. рис. 1.4.1 взятый из работы [34]). Сравнение распределений по  $B/T$  для NLS и BLS даёт тот же результат.

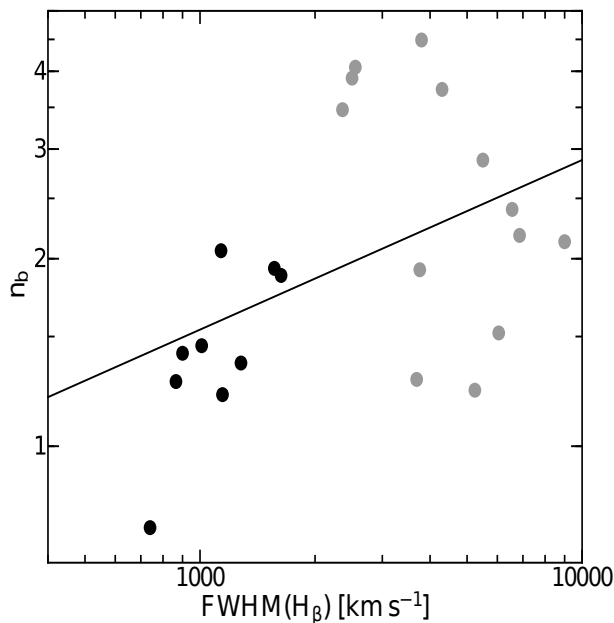


Рис. 1.4.3. Зависимость индекса Серсика от  $\text{FWHM}(H\beta)$ . NLS и BLS представлены чёрными и серыми точками соответственно. Рисунок взят из работы [34].

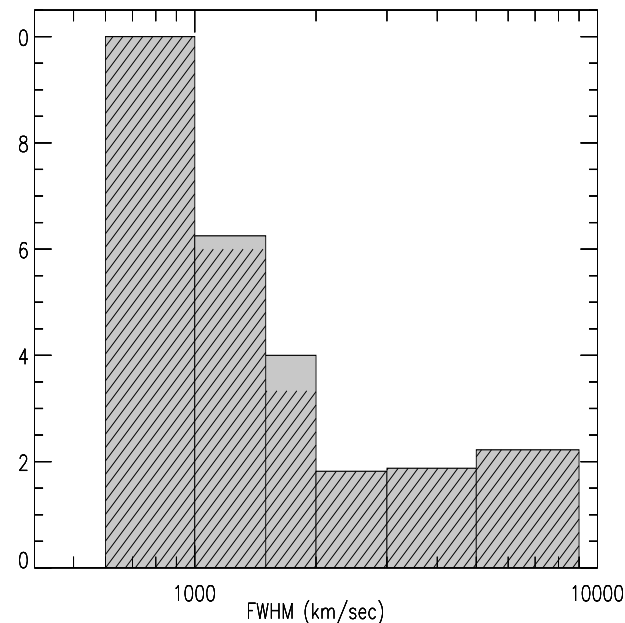


Рис. 1.4.4. Зависимость доли спиральных галактик с барами от полуширины линии  $H\beta$ . Рисунок взят из работы [35].

Интересно, что на всей популяции Sy1 (NLS и BLS) прослеживается зависимость  $n_b$  от  $\text{FWHM}(H\beta)$  (см. рис. 1.4.3 взятый из работы [34]).

В работе тех же авторов [36] говорится о том, что псевдобалджи есть результат внутренней секулярной эволюции, классические же, напротив — результат внешней секулярной эволюции<sup>3</sup>.

Численному моделированию малых слияний (“внешней секулярной эволюции”) посвящена работа [37], где сделан интересный вывод. Малые слияния приводят к росту индекса Серсика и отношения  $B/T$ , однако звёзды, входящие в состав падающих галактик-спутников не достигают центральных областей и не попадают в растущий балдж. Балдж набирает массу за счёт звёзд диска, разогреваемого такими слияниями.

<sup>3</sup> Под “внешней секулярной эволюцией” авторы подразумевают малые слияния, продолжительную аккрецию газа на галактику и т.п.

При наличии в системе бара балджи имеют тенденцию содержать более молодые звёзды, что опять же свидетельствует о роли секулярной эволюции [38].

Однако, как это часто бывает, на эволюцию псевдобалджей тоже есть противоречивые точки зрения. Так, в работе [39] был предложен следующий механизм. Как известно, диски галактик на больших красных смещениях богаты газом и подвержены различного рода неустойчивостям. Это ведёт к формированию “комковатых” (clumpy) структур, которые затем за счёт динамического трения мигрируют к центру галактики, образуя балдж. Такой балдж будет обладать динамическими характеристиками, как у псевдобалджей, но его звёздное население будет старым. Авторы назвали это “clump-origin bulge” — балдж, образующийся из “комков”.

Авторы работы [40] предложили ещё один механизм формирования псевдобалджей. В их модели они формируются как результат вспышек звездообразования на больших красных смещениях. Они образуются как диски с малыми размерами путём быстрой аккреции газа с малым угловым моментом. Тем не менее, секулярная эволюция в этой модели тоже вносит заметный вклад в образование псевдобалджей в более поздние эпохи.

Средние значения  $B/T$  таковы — у BLS  $\langle B/T \rangle \sim 0.39$ , у NLS  $\langle B/T \rangle \sim 0.17$  [36].

Исследованию псевдобалджей посвящена также и работа [41]. Авторы использовали полосу F625W, т.к. контраст между AGN и балджем сильнее в более длинноволновых диапазонах. Вместо индекса Серсика было использовано соотношение Корменди:

$$\langle \mu_e \rangle = \alpha + \beta \log(r_e),$$

где  $\alpha = 19.13$ ,  $\beta = 3.02$ ,  $\langle \mu_e \rangle$  — средняя поверхностная яркость внутри радиуса  $r_e$ .

Авторы утверждают, что это соотношение есть более важный критерий определения псевдобалджа. Далее они исследовали, лежат ли балджи NLS на соотношении Магоряна<sup>4</sup>. Было получено, что все NLS лежат ниже. Тому возможно два объяснения. Первое заключается в том, что балджи обладают избыточной яркостью, второе — чёрные дыры обладают массами, меньшими ожидаемых. Первый вариант авторы отвергают на основании того, что балджи у NLS являются псевдобалджами и, следовательно, менее яркие, чем классические.

На фотометрической плоскости  $\log(r_e)$  vs  $\log(n) + b\langle I_e \rangle$  балджи NLS так же не лежат, выпадая и из этой зависимости.

Перейдём теперь к вопросу о барах. Их исследованию в последние годы было посвящено множество работ, в том числе и численному моделированию. Например, в [42] были получены результаты, что бары более устойчивы, чем ранее считалось. Приведём самые интересные выводы, полученные из модели авторов:

- Центральная масса должна быть велика, порядка нескольких процентов массы диска, чтобы разрушить бар.
- Компактные объекты (несколько  $r_s$ ) оказывают самое разрушительное действие на бар, эффект от диффузных меньше.
- Амплитуда бара уменьшается по мере роста центральной концентрации, далее он разрушается на космологическом масштабе времени.
- Массы СМЧД даже вместе со звёздным каспом вероятно слишком малы для того, чтобы разрушить бар

В работе [30], посвящённой Сейфертовским галактикам, так же отмечалось, что бары могут быть более устойчивыми образованиями, чем принято

---

<sup>4</sup> Соотношение между массой ЧД и светимостью балджа

считать. Более слабые бары Сейфертовских галактик объяснялись разрушением орбит из-за большей концентрации холодного газа в таких галактиках. Возможно, существует перенос углового момента от потока газа (“gas inflow”) к бару.

Вопросу о частоте встречаемости баров в Сейфертовских галактиках и, в частности, в NLS посвящено множество работ. На сложность этой задачи было указано, например, в [35]. В грамотно построенных выборках, как правило, получается, что доля баров в Сейфертовских галактиках и в неактивных одинакова.

В той же работе делается вывод, что, напротив, звёздные бары более распространены в NLS, чем в BLS, особенно в тех, у которых чрезвычайно узкие разрешённые линии.

На рис. 1.4.4 из работы [35] приводится зависимость доли баров от полуширины линии  $H\beta$ . Доля баров уменьшается с ростом  $FWHM(H\beta)$  и выходит на плато для BLS, что подтверждается и в более поздних работах, например [34] (см. рис. 1.4.2а).

В более поздней работе [7] даже было сделано утверждение, что крупномасштабный бар является основным источником различий в Сейфертовских галактиках. Крупномасштабные звёздные бары, как правило, имеют начало около 1 кпк от ядра и тянутся до 5 кпк – 10 кпк [7].

Коснёмся теперь вопроса о ядерной морфологии. Так, в [7] было получено, что ядерные пылевые спирали присутствуют в 83% NLS и 63% BLS. 80%(8/10) из NLS с ядерными пылевыми спиралями имеют GD ядерные спирали по сравнению с 32%(16/50) BLS. Остальные галактики имеют FL ядерные спирали.

Тот же результат (родительские галактики NLS имеют бары, пылевые ядерные спирали GD морфологии) был получен и в более поздней работе [34]. Однако, следует отметить, что там же приводится ссылка на утверждение [43],

что GD ядерные спирали встречаются только в галактиках с баром.

Идея о том, что именно ядерная морфология ответственна за характер активности в ядре, отнюдь не нова. Например, в [35] выдвигалось предположение, что темп аккреции может обеспечиваться питанием через бар.

Более глубоко эта гипотеза была проработана в [7]. Там обосновывается гипотеза, что крупномасштабные бары ответственны за образование GD ядерной пылевой структуры. Питание NLS происходит через крупномасштабный бар, переносящий газ к центральному килопарсеку, что в свою очередь формирует GD ядерную спираль. В этой же работе сделаны два следующих крайне интересных утверждения:

- Потенциал бара превосходит потенциал центрального объекта, и GD форма ядерных спиралей поддерживается потенциалом бара.
- Ядерные пылевые спирали — наиболее распространенная морфология в центральных областях всех Сейфертовских галактик. Однако, у большинства BLS - многорукавные, флоккулентные или хаотические ядерные спирали.

Помимо вышеупомянутого, в NLS велика доля ядерных звёздных колец (выше, чем в BLS) [7] Там же отмечено, что все галактики, демонстрирующие ядерные звёздные кольца, обладают барами и GD ядерными спиралями.

Вообще в Сейфертовских галактиках довольно часты околядерные кольца, что ставит вопрос, не являются ли они наследием баров [35].

Весьма нагляден рис. 1.4.2б — зависимость доли GD ядерных спиралей от  $\text{FWHM}(H\beta)$ . Она уменьшается с ростом  $\text{FWHM}(H\beta)$ , как и доля баров.

Много исследовался также вопрос о звёздообразовании в NLS. По-видимому, тут имеется связь с морфологией центральных областей, а не с феноменом AGN и возможным feedback<sup>5</sup> от него. В работе [44] был отмечен избыток

---

<sup>5</sup> Feedback, в переводе с английского — обратная связь

азота в центральных областях NLS, что говорит в пользу CNO цикла. Такое может происходить при звёздообразовании в потенциальной яме, с большей долей массивных звёзд.

Интересный аргумент в пользу того, что AGN и вспышки звёздообразования имеют причинно-следственную связь был предложен в [45]. Так, если рассмотреть распределение объектов с AGN, вспышкой звёздообразования, а также обладающих признаками первого и второго, то получается, что количество объектов с AGN и вспышкой звёздообразования существенно больше, чем должно быть в случае несвязанности этих двух явлений.

Авторами работы [46] было отмечено, что чем более развиты истечения в [OIII] из-за AGN, тем моложе звёздное население в центральных областях. Такой вывод был сделан по результатам исследования выборки, состоящей как из Sy1, так и LINERs.

В двух работах [16, 47] были проанализированы данные ИК спектроскопии со спутника “Spitzer”. Использовались линии PAH, являющиеся индикаторами звёздообразования. Основные результаты этих двух работ таковы:

- Темп звёздообразования выше у NLS, чем у BLS при той же светимости AGN.
- Темп звёздообразования выше для меньших ЧД и бóльших Эддингтоновских соотношений, что свидетельствует в пользу того, что рост ЧД и звёздообразование эволюционно связаны.

Для количественной оценки вклада областей звёздообразования в спектр NLS и BLS использовалось соотношение

$$R = \frac{L(6.2, PAH)}{\nu L_{\nu}(6, AGN)}.$$

$R$  пропорционально эквивалентной ширине PAH на фоне чистого континуума от AGN. Вероятность того, что распределение по  $R$  для NLS и BLS идентичны

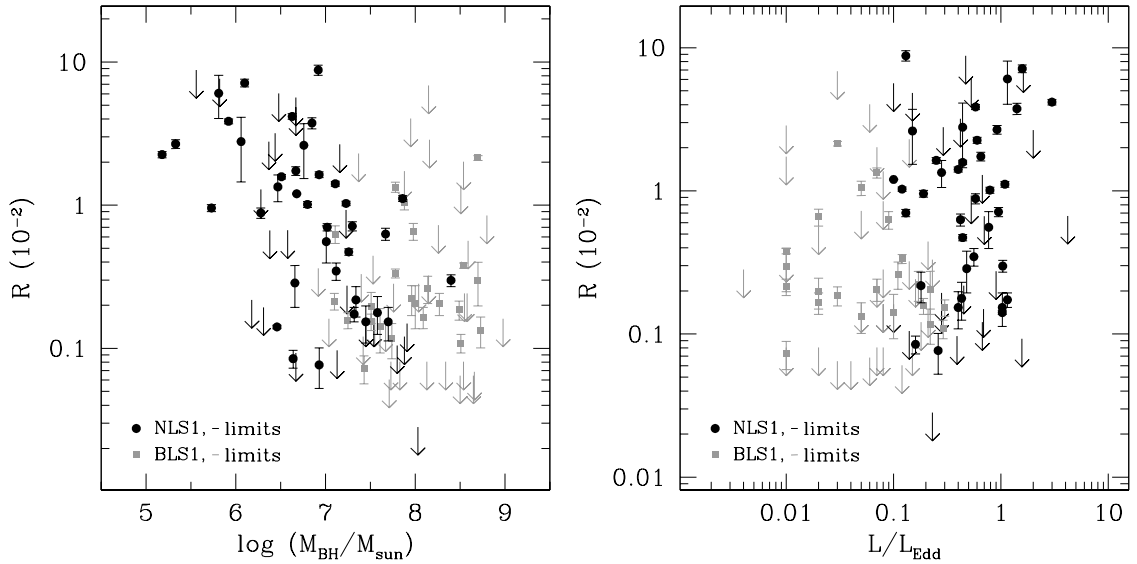


Рис. 1.4.5. Отношение РАЧ к континууму АГН ( $R$ ) как функция параметров центральных СМЧД. Левая панель : По оси ординат —  $R$ , по оси абсцисс — массы центральных СМЧД  $\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right)$ . Правая панель : По оси ординат —  $R$ , по оси абсцисс — Эддингтоновское соотношение светимости  $\log\left(\frac{L}{L_{edd}}\right)$ . Рисунок взят из работы [16].

находится на уровне  $6 \times 10^{-5}$ . На рис. 1.4.5а и б изображены зависимости  $R$  от  $\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right)$  и  $R$  от  $\log\left(\frac{L}{L_{edd}}\right)$  для NLS и BLS.

Однако, авторами [47] было отмечено, что такой метод непригоден для радиогромких АГН, так как хвост синхротронного излучения может доходить до ближнего инфракрасного диапазона, очень сильно искажая получаемые результаты.

Для подтверждения достоверности полученных результатов авторами [47] было исследовано возможное влияние светимости и красного смещения. Даже после учёта этого получается, что темп звёздообразования в NLS значительно выше, чем в BLS.

Достоверность того, что темп звёздообразования в NLS в среднем выше, чем в BLS, сомнений не вызывает. Однако, например, в [36] было отмечено, что более высокий темп звёздообразования в центральных областях галак-



тик с баром — известный факт (то, что в родительских галактиках NLS доля крупномасштабных баров выше, уже упоминалось). Там же сказано, что такие образования, как GD ядерные пылевые спирали должны вести к более высоким темпам звёздообразования.

5/12 NLS из выборки [7] демонстрируют следы недавнего звёздообразования в ядерных кольцах. В целом присутствие звёздообразования в ядерном кольце в центральном килопарсеке поддерживает идею, что газ теряет свой угловой момент через ядерные спиральные ударные волны, и всем этим управляет потенциал крупномасштабного бара.

Очень малые темпы звёздообразования наблюдаются в галактиках с флоккулентными ядерными спиралями без бара, в то время как GD спирали демонстрируют звёздообразование на внешних границах спиральных рукавов и в звёздных ядерных кольцах [7]. А, как уже упоминалось, FL морфология характерна для BLS, GD — для NLS.

## **1.5. Активное ядро**

### **1.5.1. NLR, BLR, тор и диск**

Перейдём теперь к рассмотрению структуры центральных областей NLS. В настоящее время общепринятым является представление, что в центральных областях Сейфертовских галактик присутствуют следующие образования: тор, аккреционный диск, BLR, NLR.

Рассмотрим их по порядку.

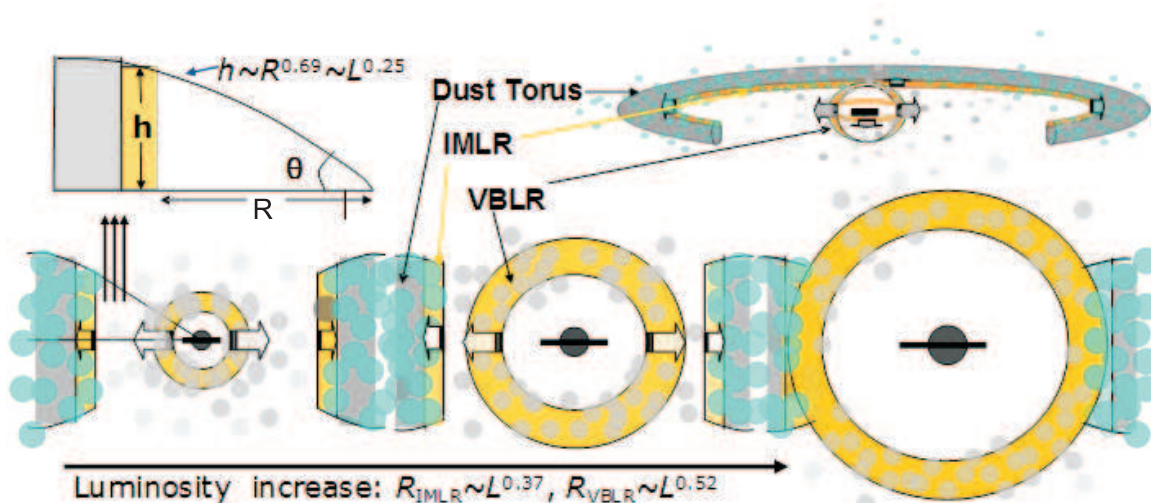


Рис. 1.5.1. Схематическое изображение эволюции окрестности AGN. По мере увеличения массы СМЧД и светимости AGN, как VBLR, так и IMLR расширяются. Радиус VBLR растёт быстрее, так что эти области имеют тенденцию к слиянию. Изображение из работы [48]. Подробности см. в тексте.

## Тор

Работа [49] полностью посвящена моделированию пылевого тора. Авторы рассматривают модель “clumpy”<sup>6</sup> тора. В этой работе был получен результат, что соотношение между размером и светимостью в среднем ИК диапазоне хорошо согласуется с другими масштабными соотношениями для AGN — для внутреннего радиуса тора  $r_{in} \propto \sqrt{L_{AGN}}$  и размера BLR  $r_{BLR} \propto \sqrt{L_{AGN}}$ . Радиус области образования широких линий меньше, чем радиус внутренней границы тора —  $r_{BLR} < r_{in}$  (см. также ссылки в этой работе). Кроме того, отношение между размером тора, определяемым по среднему ИК диапазону, и радиусом его внутреннего края составляет  $\sim 30$

Существующая проблема, заключающаяся в недостатке ярких AGN второго типа, может помочь пролить свет на изменения, происходящие с тором

<sup>6</sup> “Clumpy” в переводе означает “комковатый”. В этой модели тор рассматривается как совокупность множества отдельных облаков газа.

с ростом светимости AGN. Многие авторы, например [48] объясняют это явление тем, что высота тора  $h$  растёт медленнее, чем его диаметр по мере увеличения светимости активного ядра.

При рассмотрении вопроса о природе тора нельзя не упомянуть работу [50]. Авторы исследовали спектр в ближнем ИК диапазоне. После вычитания вклада от звёздообразования, спектр аппроксимировался тремя компонентами:

- Тор, состоящий из отдельных облаков (“clumpy”).
- Пылевые облака в области образования узких линий (NLR).
- Очень горячие состоящие из частиц графита облака.

Горячая углеродная пыль находится на внутреннем крае тора, между радиусами сублимации графита и кремния (температура сублимации кремния ниже и, следовательно, радиус сублимации выше). Химический состав основного тора: 53% — силикатная часть, 47% — графит.

Авторы делают важное замечание, что при исследовании тора обязательно нужно учитывать вклад от звёздообразования в ИК диапазон, т.к. это является основным источником ошибок.

Любопытно, что, так как горячая пыль оптически толстая в УФ и оптике, то её светимость есть мера фактора покрытия (covering factor). У NLS он в целом ниже, чем у BLS.

Интересное предположение о геометрии тора было сделано в работе [51] (см. рис. 1.5.2, взятый из этой работы). По словам авторов, именно такая, “чашеобразная”<sup>7</sup> форма объясняет многие наблюдаемые свойства. Более подробно см. работу этих авторов.

Нельзя не упомянуть здесь работы [52] и [53]. Авторы считают, что структура, которая обычно описывается как пылевой тор, скорее является истечением, вызванным давлением излучения активного ядра, чем квазистатическим

---

<sup>7</sup> Авторы называют это “bowl-shaped”

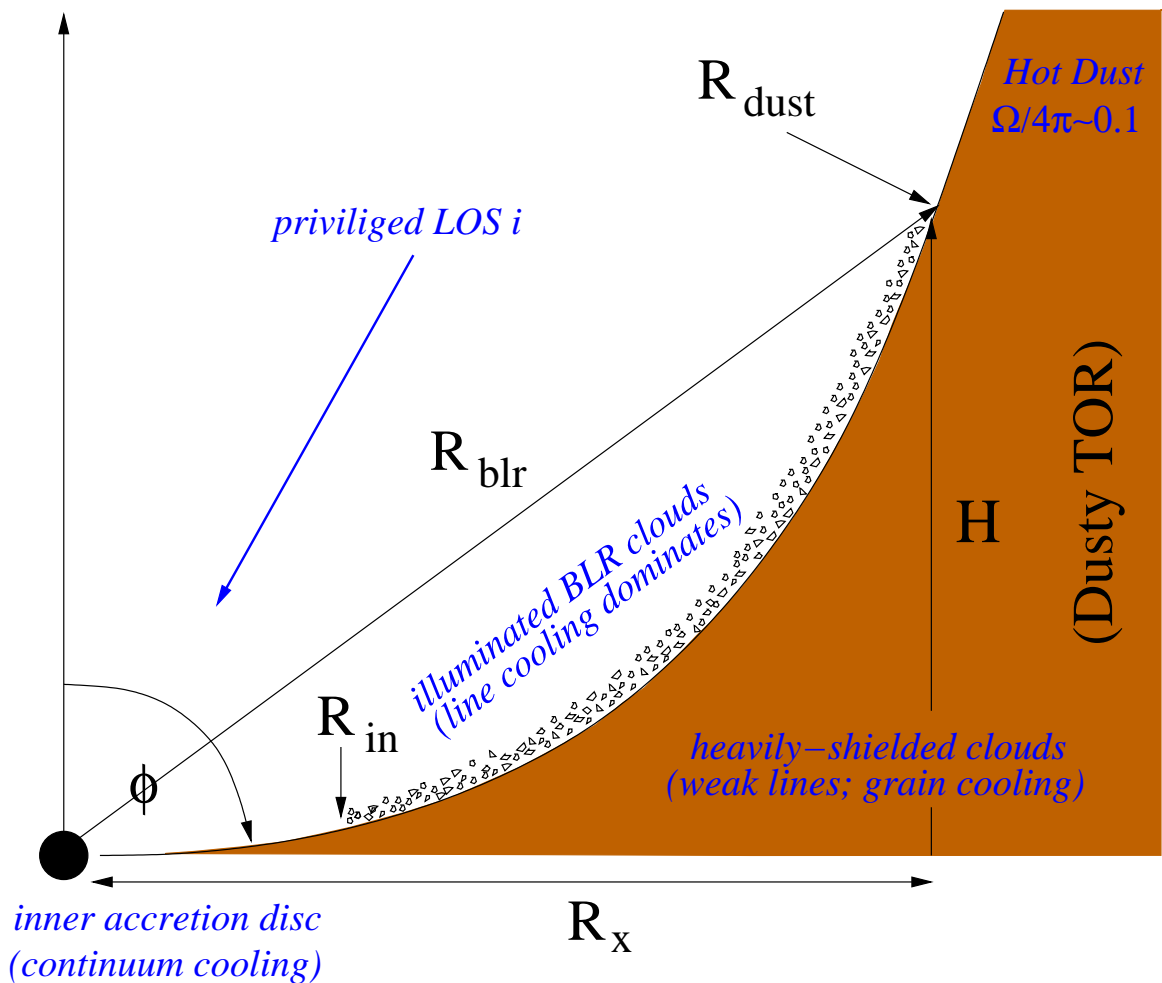


Рис. 1.5.2. Схема геометрии тора по версии [51].  $H$  — высота тора.  $R_{dust}$  — радиус горячей пыли.  $R_{BLR}$  — радиус области образования широких линий.  $R_{in}$  — внутренний радиус тора.  $\Omega/4\pi \sim 0.1$  — covering factor (фактор покрытия).

тором. Эта картина напоминает истечения в звёздных атмосферах. Данный вывод был сделан на основе результатов численного моделирования.

## IMLR

Существование IMLR было обосновано в работе [48]. Всё нижесказанное про IMLR почерпнуто из этой работы.

Спектры были аппроксимированы двумя Гауссианами: IMGС и VBGC. Утверждается, что они излучаются в различных областях. Но при росте све-

тимости эти области имеют тенденцию сливаться в один объект.

Авторы находили  $R_{IMLR}$  следующим образом. Сначала при помощи метода эхо-картирования<sup>8</sup> вычисляли  $R_{VBLR}$ , затем по отношению ширин линий получали отношение  $\frac{R_{VBLR}}{R_{IMLR}}$ , откуда, в свою очередь,  $R_{IMLR}$ . С ростом светимости  $R_{VBLR}$  растёт быстро,  $R_{IMLR}$  же гораздо медленнее, поэтому имеется тенденция к их слиянию. Эквивалентная ширина IMGC уменьшается с ростом яркости AGN, в то время как эквивалентная ширина VBGC не зависит от яркости AGN. Эквивалентная ширина линий является мерой фактора покрытия. Авторами работы сделан вывод, что VBLR обладает сферической геометрией, а IMLR — дисковой.

Так как высота тора растёт медленнее, чем радиус с ростом светимости, то фактор покрытия IMLR уменьшается. При дальнейшем росте светимости активного ядра IMLR и BLR могут слиться воедино (см. рис. 1.5.1).

Схема центральной машины, изображённая на этом рисунке, само собой, не является единственной.

### Аккреционный диск

Во многих работах было указано на различие в физических свойствах аккреционных дисков NLS и BLS. Так, например, в [35] было отмечено, что температура аккреционных дисков выше у NLS.

При приближении светимости к Эддингтоновскому пределу диск “раздувается” световым давлением, что приводит к тому, что больший объём нагревается рентгеновским излучением. Это является (а) причиной генерации наблюдаемой эмиссии FeII и (б) экранирует NLR от ионизирующего УФ излучения, что приводит к более слабой эмиссии в [OIII] [19]. Авторами работы [54] было обнаружено, что аккреционный диск является относительно спо-

---

<sup>8</sup> Reverberation Mapping

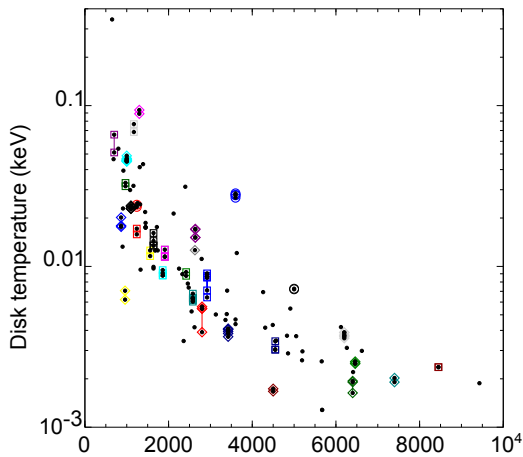


Рис. 1.5.3. Максимальная температура аккреционного диска (кэВ), в зависимости от  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$  км/с. Рисунок из работы [54].

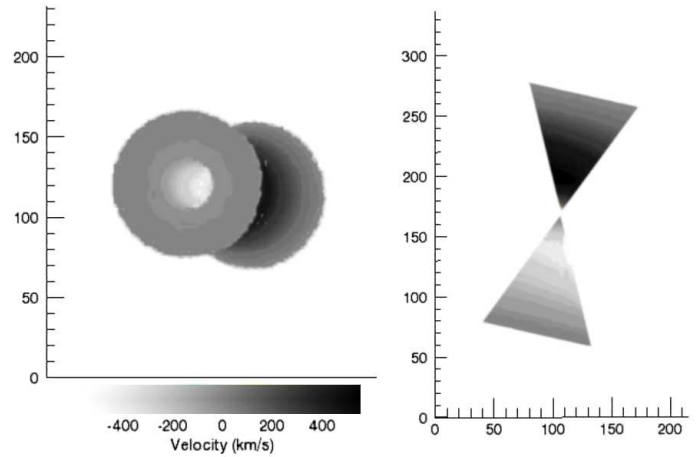


Рис. 1.5.4. Кинематические модели вдоль оси зрения (слева) и сверху (справа) на примере NLR NGC4051. Рисунок из работы [55].

койным, в то время как переменность в короне должна быть ответственна за широкополосную переменность спектра —  $\alpha_{OX}$ <sup>9</sup>.

На рис. 1.5.3, взятom из этой работы, приведён график зависимости температуры диска от  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ . Наблюдается ярко выраженный тренд уменьшения температуры диска с ростом полуширины линии  $\text{H}\beta$ , таким образом температура диска в NLS выше, чем в BLS. Причина может быть как в том, что масса ЧД с уменьшением  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$  уменьшается, так и в том, что внутренний край диска у NLS находится ближе к центральному объекту, что может быть вызвано вращением СМЧД (см. раздел 4.2.2.), что приводит к уменьшению размера горизонта событий.

Задачей на будущее авторы ставят проведение прямых измерений внутренних радиусов аккреционных дисков и спинов чёрных дыр.

<sup>9</sup> Спектральный индекс оптика-рентген в диапазоне  $2500\text{\AA} - 2$  кэВ

## BLR

Как известно, структуры в активных ядрах галактик масштабируются со светимостью [49]. Так,  $r_{BLR} \propto \sqrt{L}$ . Но, что интересно, так как светимости AGN в NLS и BLS одинаковые, то и схожими оказываются и  $R_{BLR}$  [31]. По словам авторов, ошибка в определении  $R_{BLR}$  составляет менее 40%, а  $M_{BH} \sim 50\%$ . Интересный результат был получен в [56]. NLS и BLS лежат на общем соотношении  $R_{BLR} - \log \lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$ , что говорит в пользу того, что физика BLR у них одинакова.

Отдельно следует отметить результаты из работы [12]. Приведём самые важные, на наш взгляд, выводы:

- В  $R_{BLR}$  присутствует стратификация по степени ионизации.
- $\Delta V^2 \tau$  — константа, где  $\Delta V^2$  — ширина линии,  $\tau$  - время задержки. Это означает, что газ в BLR подвергается действию сил  $\propto \frac{1}{r^2}$ .
- $R_{BLR} \sim L_{AGN}^{\frac{1}{2}}$ . Этот результат получен только для линии  $H\beta$ .
- $\tau \propto L^{\frac{1}{2}}$

Плотность облаков BLR в NLS выше, чем в BLS, что следует из того факта, что у них выше отношение потоков FeII в оптике к УФ [57]. Кроме того, авторами было получено, что это отношение  $\left( \frac{FeII(opt)}{FeII(UV)} \right)$  коррелирует с  $\frac{L}{L_{edd}}$ . Это, в свою очередь, ведёт к выводу, что колонковая плотность увеличивается с ростом  $\frac{L}{L_{edd}}$ . Более того, чтобы избежать проблемы наличия сверхэддингтоновской аккреции, необходимо допустить, что линии FeII излучаются из внешних областей BLR.

На геометрию BLR существуют противоречивые взгляды. Общепринятым является предположение о сферической симметрии. См., например, уже упоминавшиеся результаты из работы [48].

В то же время авторы работы [58] утверждали, что допущение дисковой,

в отличие от общепринятой сферической, геометрии BLR позволяет полностью свести уникальные свойства NLS к ориентации на наблюдателя (face-on). Впрочем, по признанию самих авторов, такое объяснение имеет ряд проблем. В более поздней работе тех же авторов [59] дисковой геометрией BLR пытаются объяснить как низкие  $M_{BH}$ , так и кажущиеся высокими  $L/L_{edd}$ , а также наблюдаемое отклонение NLS от зависимости  $\log(M_{BH}) - \sigma_*$ . Если форма BLR дисковая и этот диск ориентирован плоскостью на наблюдателя, то масштабный фактор  $f$  много меньше, чем для сферического случая. К вопросу, почему такое простое предположение не кажется полностью удовлетворительным, мы вернёмся в разделе 4.1.4.

Отдельного внимания заслуживает работа [60] под названием “Динамика облаков в области образования широких линий”. Данное исследование посвящено стабильности облаков в BLR и их орбит.

При наличии сильного светового давления круговые орбиты становятся нестабильными, движение облаков BLR происходит в таком случае по вытянутым эллипсам. На периферийных участках этих орбит облака излучают более узкие линии. Более того, вероятно, излучение от AGN анизотропно. Авторы моделировали эту анизотропию как  $(\cos\theta)$ . В таком случае орбиты облаков BLR не могут лежать в экваториальной плоскости, а наклонены к ней. Суммарная сила, действующая на облака тогда не является постоянной и орбиты представляют собой прецессирующие эллипсы.

Авторами также рассмотрен механизм “pancake” (радиальное сжатие, азимутальное расширение плюс неустойчивость Кельвина-Гельмгольца) разрушения облаков. Однако, разрушения облаков можно избежать путём включения в модель магнитного поля самих облаков.

В работе [61] был обнаружен эффект исчезновения узкой компоненты из Пашеновских линий высокого порядка. Наличие плоских вершин линий говорит о наличии внешней границы BLR. NLS являются идеальным кандидатом



для поиска эффекта запаздывания в рентгеновском диапазоне<sup>10</sup>. Авторами [62] был обнаружен этот эффект между мягким и жёстким рентгеном. В оптическом диапазоне рассматривают запаздывание эмиссии в линиях по отношению к континууму, но, к сожалению, в рентгеновском диапазоне на сегодняшний день поиск этого эффекта возможен только в широких полосах.

Обнаружение этого эффекта означает, что на расстояниях от нескольких десятков до нескольких сотен гравитационных радиусов ( $R_g$ ) присутствует рассеивающее и поглощающее вещество.

Коснёмся теперь вопроса о металличности вещества, составляющего BLR. Работа [63] посвящена изучению металличности у различных типов AGN: NL AGN, BL AGN (активные ядра с узкими линиями и с широкими линиями). К NL AGN авторы относят Seyfert 2 — активные ядра с узкими линиями с высокой ионизацией, активные ядра с низкой ионизацией — LINERs, а также NLS. Последнее, на наш взгляд, не совсем верно. Sy 2 (истинные Sy2) и LINERs не имеют области образования широких линий, в то время как у NLS он присутствует, но ширина излучаемых в нём линий меньше, чем в обычных Sy1 (BLS). По словам авторов, NLS демонстрируют такой же уровень активности, как и BLS, но без широких линий в спектре. Основные результаты отображены на рис. 3 а,б и рис. 4 в [63]. Приведём здесь краткое описание изображённого на этих рисунках.

Рис3а — Зависимость  $z/z_\odot$  от  $\log \lambda L_\lambda(5100\text{Å})\text{эрг/с}$ . Наблюдается чёткий положительный тренд.

Рис3б — Зависимость  $z/z_\odot$  от  $\log \frac{M_{BH}}{M_\odot}$ . Присутствует положительный тренд, но NLS выпадают из него, их металличность намного выше, чем ожидается для их  $M_{BH}$ .

---

<sup>10</sup> X-ray reverberation.

Рис4 — Зависимость  $z/z_{\odot}$  от  $\log \frac{L_{bol}}{L_{edd}}$ . Наблюдается положительный тренд и NLS из выборки авторов ложатся на эту зависимость.

Интересная методика определения металличности в BLR была предложена в [64]. Если известно соотношение  $\frac{\text{FeII}(\lambda 4570\text{\AA})}{\text{FeII}(\text{УФ})}$  то, при наличии оценки колонковой плотности водорода по наблюдениям в рентгеновском диапазоне, можно вычислить металличность.

## NLR

Область образования узких линий (NLR) связана с истечением вещества из NLS. Если построить распределение  $V_{opt}$  (по узким линиям в оптике) от  $V_{sys}$  (скорость системы, определяемая по наблюдениям H $\beta$ ) получается, что среднее значение находится около нуля, но отрицательных значений больше. Объяснение этому — газ выдувается из системы [65]. Вывод данной работы был сделан по всей популяции Sy1, как NLS, так и BLS.

О наличии у линии [OIII] синих крыльев, свидетельствующих о истечении вещества из системы, говорилось ещё в [5].

Если перенести отсчёт скорости на линию [OII] $\lambda 3727\text{\AA}$ , то получится, что истечения в [OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$  присутствуют, когда скорость, определяемая по линии FeII принимает околонулевые значения. Это свидетельствует об ортогональности областей излучения этих линий. FeII излучается в диске, [OIII] в полярном коническом истечении. Т.е. некоторая доля NLS действительно наблюдается с полюса [6, 66]. См. рис. 1.7.3, взятый из [6].

По-видимому, свойства истечений, определяемые по поглощению в УФ диапазоне, схожи в NLS и BLS. Истечения в NLR также обладают сходными свойствами во всех типах Сейфертовских галактик (NLS, BLS, Seyfert 2) [67].

Форма линии [OIII] бывает двух типов: смещённое в синюю сторону основание, или смещённое в синюю сторону ядро. Интересно, что, если отбро-

сильно смещённым ядром линии, то NLS ложатся на зависимость  $M_{BH} - \sigma_*$  [68]. В работе [69] была исследована большая выборка NLS. Впервые авторы включили в PCA плотность NLR. EV1 сильно коррелирует плотностью, помимо  $\frac{L}{L_{edd}}$ . EV2 оказался связанным со светимостью и соответствует таковому из [70]. Плотность области образования узких линий у NLS ниже, чем у BLS.

Объекты со смещёнными в коротковолновую сторону эмиссионными линиями ( $V[OIII] > 200$  км/с) были обнаружены с частотой встречаемости 15% в радиогромких NLS [71]. Это в 2.4 раза больше, чем результат, полученный в [72] по выборке радиотихих NLS. В этой работе было также обнаружено, что сдвиг скорости коррелирует с ионизационным потенциалом и шириной линии. Такая высокая частота встречаемости объектов со смещением линий в коротковолновую сторону среди RL NLS может говорить о том, что взаимодействие джета с облаками вносит вклад или является доминирующим фактором.

Вопрос о металличности в NLR был изучен в [73] по запрещённым линиям, что, по утверждению авторов, даёт более точные результаты. Металличность NLR у NLS получилась выше, чем у BLS.

При помощи спектров высокого разрешения с аппарата SUBARU было получено, что простое степенное распределение газа не объясняет наблюдаемого, вместо этого присутствует более плотное вещество в центре, обладающее большими скоростями истечения [74].

Схожий результат был получен в [55] для одного из представителей класса NLS — NGC 4051. Область образования узких линий имеет геометрию двойного конуса, наблюдается истечение газа. Скорость газа сначала увеличивается по мере удаления из центра, потом снова уменьшается. Предполагаемая геометрия NLR для этого объекта приведена на рис. 1.5.4, взятом из этой работы. Видимо, подобной же геометрией NLR обладают как NLS, так и BLS.

Как было сказано выше, характерным свойством NLS является крутой

рентгеновский спектр, причём наблюдается корреляция  $\Gamma$  с  $L/L_{edd}$ . Один из возможных механизмов, объясняющий этот эффект, следующий: больше  $L/L_{edd} \rightarrow$  больше фотонов аккреционного диска  $\rightarrow$  более эффективное охлаждение электронов короны  $\rightarrow$  более крутой рентгеновский спектр [75].

Это подтверждается выводом из работы [17], где авторы исследовали рентгеновские спектры NLS в диапазоне 17 – 250 кэВ. Спектры NLS и BLS схожи до энергий 40 кэВ. Существующие различия связаны не с различным наклоном континуума, а с различными граничными энергиями.

NLS чаще находятся в состоянии со слабой рентгеновской эмиссией<sup>11</sup>. В этом состоянии основной континуум подавлен, что позволяет изучить остальные компоненты. Наблюдаемая рентгеновская переменность связана с переменностью степенной компоненты спектра, а не с чернотельным излучением аккреционного диска. Что, в свою очередь, может быть вызвано как изменением физических условий в короне, так и геометрическими эффектами, например, отклонением света возле чёрной дыры. У NLS в целом рентгеновский спектр круче, чем у BLS, но в состоянии со слабой рентгеновской эмиссией оба типа демонстрируют плоские спектры [76].

## **H<sub>2</sub>O Мазеры**

Мазеры в NLS заслуживают особого внимания. Общеизвестно, что мегамазеры могут использоваться для определения с высокой точностью масс центральных ЧД. Это довольно редкий объект, присутствующий в  $\sim 10\%$  Sy1.8 – 2. Но данная методика неприменима к Sy1 [77], так как в них мегамазеры наблюдаются не в дисках.

Так, например, в работе [78] исследовался объект NGC5506. Ранее существовали проблемы с классификацией данного объекта, он предполагался

---

<sup>11</sup> X-ray weak state

относящимся к типу Sy2. Однако, по данным спектроскопии в ближнем ИК диапазоне авторами был обнаружен BLR и оказалось, что это самая яркая NLS и первый обнаруженный объект такого типа с сильным поглощением. Более того, в нём был обнаружен мегамазер. На необычность наличия мегамазера у объекта типа Sy1 было указано авторами.

Авторами работы [79] были изучены архивы наблюдений VLA для двух объектов: NGC4051 и NGC5506. Приведём здесь основные результаты:

- NGC 4051 — Мегамазер в 5пк (0.1'') от ядра. Может находиться как в диске, так и в джете/ветре. Второй вариант, по утверждению авторов, предпочтительнее.
- NGC 5506 — Положение мегамазера определено неточно, выводов сделать невозможно. Спектр мазера смещён в коротковолновую сторону, что говорит об истечении вещества. Диск наклонён под углом 40°, что не соответствует сценарию усиления мазера в диске. Видимо, мазер связан с истечением вещества или джетом.

Очень интересной, на наш взгляд, является работа [80]. Название её переводится как: “Сейфертовские галактики 1-ого типа с узкими линиями — поразительный класс AGN”. Посвящена она целиком изучению феномена мазерного излучения в NLS. Возможные места образования мегамазеров, рассмотренные авторами:

- Диск
- Область взаимодействия джета с молекулярным облаком
- Перекрытие (overlap): континуум от джета перекрывается молекулярным облаком, в котором и происходит усиление.
- Ядерное истечение (Nuclear outflow).

По утверждению авторов, доля обнаружений мазеров в NLS аномально высока. Основываясь на имеющихся спектрах, авторы делают вывод, что источником мазерного излучения являются или истечения, или джет, причём первая гипотеза, по их мнению, предпочтительнее. Лишь для двух из пяти обнаруженных NLS есть интерферометрические наблюдения.

Отметим, что в уже упоминавшейся работе [53] сделано предположение, что мазерное излучение может генерироваться в веществе, истекающем под действием инфракрасного излучения.

Мазеры в NLS необходимо исследовать, так как на текущий момент нет даже окончательной ясности насчёт областей их образования. Возможно, учитывая удивительно большую долю обнаружения мазеров в NLS, что эти явления каким-либо неизвестным на настоящий момент образом взаимосвязаны.

## 1.5.2. Центральная машина

### Наблюдаемые проявления

Как уже упоминалось, NLS и BLS обладают сравнимыми яркостями центрального источника. Однако в [17] сделан вывод, что NLS обладают меньшей яркостью в рентгеновском диапазоне (энергии 17 – 80 кэВ). Однако, справедливости ради, стоит отметить невысокую достоверность этого результата, так как K-S тест даёт очень высокую вероятность одинакового распределения для NLS и BLS, 10%.

Отдельного внимания заслуживает работа [81]. Авторами была предпринята успешная попытка масштабирования GBH к чёрным дырам в AGN с целью изучения свойств последних. Неудачи предыдущих попыток масштабирования GBH к AGN объясняются неучётом значительного отличия в ширине распределения масс первых и вторых. Используя обоснованные наблюдениями логнормальное распределение масс ЧД для AGN, авторам удалось воспроиз-

вести наблюдаемую зависимость  $\alpha_{OX}$  от  $L_{2500\text{\AA}}$ . Не вдаваясь в подробности, отметим, что в модели авторов LINERs соответствуют состоянию микрокварзаров “hard-low”, а NLS — состоянию “soft-high”<sup>12</sup> (см. рис. 1.5.5, взятый из этой работы). Другими словами, это подтверждает, что NLS аккрецируют около Эддингтоновского предела.

Касательно Эддингтонговского соотношения следует сделать одно замечание. Когда говорят об Эддингтоновском пределе, подразумевают сферически симметричную аккрецию, Томпсоновское рассеяние и прозрачную среду [6].

При аккреции около Эддингтоновского предела велико время охлаждения  $t_{cooling}$ , и энергия может уходить под горизонт событий, не успевая высвечиваться. Таким образом, процесс аккреции в радиогромких NLS может резко отличаться от такового в RLQ/BLRGs. [71].

Доля радиогромких NLS (RL NLS) среди NLS в целом меньше, чем доля RLQ среди квазаров [82]. RL NLS чаще всего компактные объекты, с крутым спектром, обладают общими свойствами с ранее известным классом CSS. RL NLS занимают верхнюю часть распределения  $M_{BH}$  для NLS. Также они находятся на ранее слабо заселённой области диаграммы  $M_{BH} - R$ , где  $R$  — параметр радиогромкости [14]. RL NLS могут быть ярче в радио, чем обычные Sy1 [19]. Радиогромкость NLS не может быть полностью объяснена эффектом релятивистского усиления. Так, после коррекции на этот эффект часть выборки RL NLS оказывается на самом деле объектами со средними значениями параметра  $R$ , но истинных радиотихих NLS практически не выявляется. RL NLS являются самыми радиогромкими объектами в этом интервале масс ЧД и, по-видимому, представляют собой маломассивный хвост распределения по

---

<sup>12</sup> Hard-low это состояние с низкой светимостью в рентгеновском диапазоне и жёстким спектром. Soft-high — состояние с высокой светимостью и мягким спектром. Считается, что у  $\mu$ QSO первое соответствует низкому темпу аккреции, а второе — высокому.

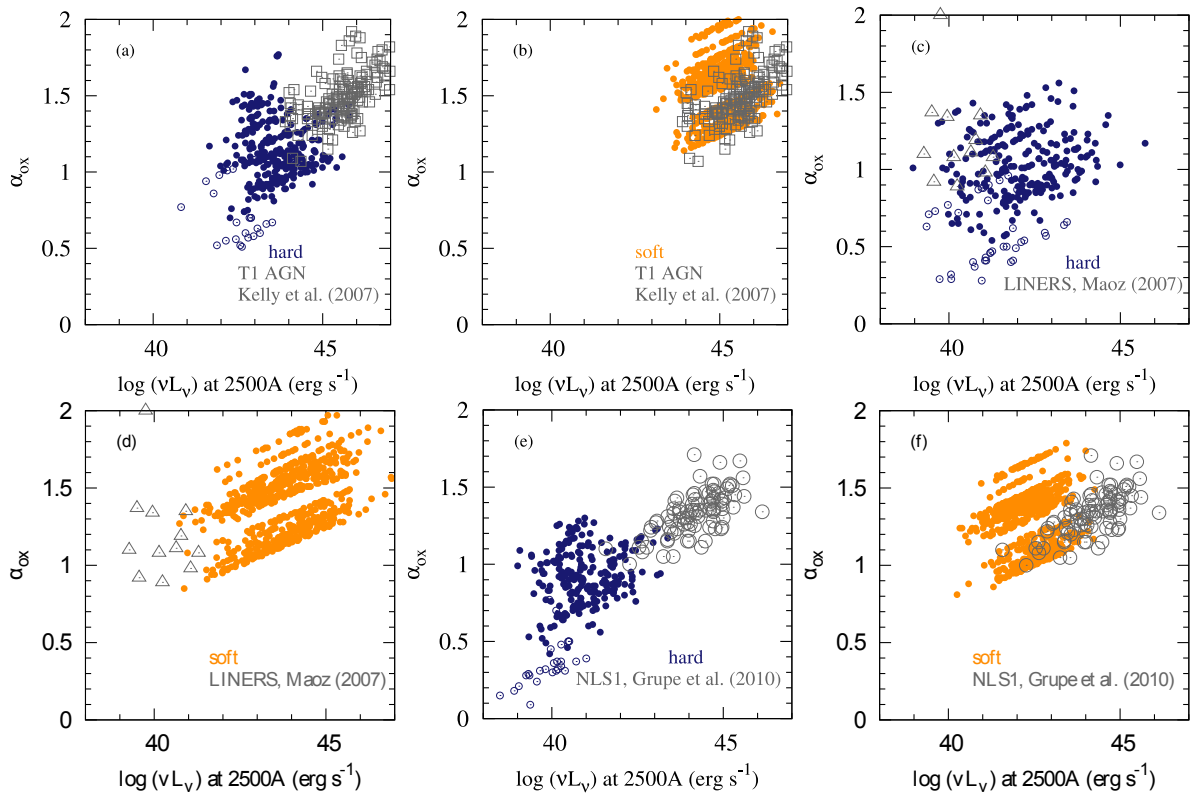


Рис. 1.5.5. Сравнение свойств синтезированных спектров AGN с наблюдаемыми. Объекты в состоянии с жёстким спектром обозначены чёрным цветом, с мягким — серым. Объекты в состоянии с жёстким рентгеновским спектром и пренебрежимо малым излучением от аккреционного диска обозначены пустыми кружками. (а–б) AGN 1-ого типа, (с–д) LINERs, (е–ф) NLS наложены на синтезированные состояния с жёстким и мягким рентгеновскими спектрами AGN ( $\log M_{BH}$  получены из распределения Гаусса). Наблюдаемые LINERs перекрываются с “жёстким” состоянием, QSO 1-ого типа и NLS перекрываются с “мягким” состоянием AGN. Взято из работы [81].

$M_{BH}$  среди всех RL AGN [71].

RL NLS выделяются своими свойствами в оптическом диапазоне. В [70] по выборке квазаров и Сейфертовских галактик, в том числе NLS, нашли, что радиогромкость статистически связана с “Eigenvector1” в том смысле, что квазары с сильной линией [OIII] и слабым излучением FeII чаще являются радиогромкими, в то время как объекты с сильной эмиссией в FeII и слабой в [OIII] имеют тенденцию быть радиотихими и иметь более узкую линию H $\beta$  с асимметрией в синюю сторону. Оказывается, что RL NLS, в отличие от RQ



NLS систематически превышают ожидаемую светимость в континууме, оцениваемую по  $H\beta$ . Также их континуум в оптике голубее, что, по-видимому, вызвано наличием нетепловой компоненты излучения от джета [71]. Отметим, в [71], было получено, что RL NLS обладают бóльшими отношениями  $FeII(4570)/H\beta$ , чем RQ NLS.

Факты говорят о том, что RL NLS это просто NLS с релятивистскими джетами, во всех остальных смыслах они являются обычными NLS.

Стоит здесь отметить ещё тот факт, что объекты с Доплеровским усилением, то есть ориентированные на наблюдателя, должны обладать самыми узкими линиями в случае принятия унифицированной схемы. Что не наблюдается [82].

Рассмотрим теперь по порядку имеющиеся на настоящий момент признаки существования джетов в RL NLS.

**Быстрая оптическая переменность.** Тот факт, что NLS демонстрируют оптическую переменность на масштабах дней, известно довольно давно [14]. Впервые быстрая переменность в течении ночи на масштабах часов была обнаружена в работе [83], по наблюдениям на 80см телескопе в стандартных полосах В и R радиогромкой NLS. Это подтверждает предположение, что эти объекты обладают релятивистскими джетами с малым углом раскрыва, направленным на наблюдателя.

Поиску быстрой оптической переменности посвящена и работа [84]. Но здесь авторы изучали выборку очень радиогромких галактик ( $R > 100$ ). Время наблюдения составляло 5 ночей, количество объектов в выборке авторов — 8, использовался телескоп диаметром 1.8м. Из 8-ми объектов переменность была обнаружена в 2-ух. У J094+0022 лишь в одну из ночей. В ранних работах обнаруживали переменность у данного объекта 7 ночей подряд (см. ссылки в [84]). Такое поведение неудивительно: VL Lac так же демонстрируют периоды спокойствия. Однако, имеются свидетельства микропеременности и у

RQ NLS, так что микропеременность не может служить единственным критерием определения блазароподобной ориентации объекта. Нужны измерения и других параметров — поляризации, радиогромкости и т.п.

Хотя следует отметить, что RL NLS более переменны в оптике, чем RQ NLS [71].

**$\gamma$ -излучение.** После запуска космического аппарата FERMI во многих NLS было обнаружено излучение в  $\gamma$ -диапазоне. До этого считалось, что только 2 класса объектов излучают в этом диапазоне, а именно: блазары и радиогалактики. Во время вспышки активности объект PMN J0948+0022 демонстрировал светимость  $10^{48}$  эрг/с в диапазоне энергий 0.1 – 100 ГэВ, что сравнимо с ярчайшими блазарами [85, 86]. Другому объекту типа NLS демонстрирующему свойства блазаров, MASX J0324+3410, посвящена работа [87].

Более того, некоторые NLS демонстрируют переменность в  $\gamma$ -диапазоне [88]. Сильная переменность в  $\gamma$  полностью исключает вариант, что источником является вспышка звездообразования [89]. NLS, наблюдаемые в  $\gamma$ -диапазоне, лежат на продолжении зависимости  $\nu L_\nu(100\text{МэВ})$  от  $\nu L_\nu(1.4\text{ГГц})$  для блазаров (см. рис 4 в работе [90]).

**Поляризация.** 3 из 7-ми объектов из выборки RL NLS [88] демонстрируют поляризацию  $\sim 1\%$ . Что интересно, в 2009-ом году значение поляризации для одного из этих объектов (J0948+0022) составляло 18.8% [91]. Такая переменность в поляризации характерна для блазаров.

**Рентгеновский диапазон.** На различие рентгеновских свойств RL NLS и RQ NLS было указано, например, в [71]. Существует известная антикорреляция фотонного индекса мягкого рентгена  $\Gamma$  с  $FWHM(H\beta)$  для RQ NLS (см., например [92]). RL NLS не следуют ей, что говорит о различном механизме излучения рентгена в RL NLS и RQ NLS. Форма спектра в мягком рентгеновском диапазоне разнообразна среди RL NLS. Наблюдаются объекты с плоскими спектрами из-за обратного Комптоновского рассеяния в джете, а также

встречаются крутые спектры от высокоэнергетичного хвоста синхротронного излучения.

На плоскости  $\alpha_{OX} - \alpha_{RO}$  они лежат в области, занимаемой блазарами [71], то есть как HFSRQ и LFSRQ, так и SSRQ. Интересно, что доля NLS со спектральными свойствами HFSRQ высока, хотя пики их синхротронных компонент обладают не очень высокой энергией, находясь в УФ-диапазоне. Это расширяет недавно обнаруженную популяцию HFSRQ/HBL<sup>13</sup> с сильными линиями до диапазона NLS [71, 93].

**Радиодиапазон** Наблюдения известных на момент 2007 г. девяти RL NLS на JAPANESE VLBI network, показали, что 4 самые яркие из этих 9-ти обладают инвертированным спектром [94]. Эти объекты не разрешены на масштабах миллисекунд дуги, яркостные температуры составляют  $10^7 - 10^9$  К. По-видимому, имеет место Доплеровское усиление, которое не только увеличивает наблюдаемый поток в радиодиапазоне, но и увеличивает спектральную частоту.

Радиоизлучение в RL NLS не может идти из областей звездообразования. NLS ярче в радиодиапазоне самых ярких областей интенсивного звездообразования, всё из которых находятся в LIRG или ULIRG галактиках [82].

Все RL NLS из выборки [71] компактны, не разрешены в обзоре FIRST. Большинство объектов с известными спектральными параметрами имеют плоские спектры (1.4–5 ГГц). Несколько объектов демонстрируют инвертированные радиоспектры ( $\alpha_r > 0$ ) около 5 ГГц и в сторону больших частот. Большая часть объектов с плоскими спектрами демонстрируют значительную переменность, яркостная температура достигает порядка  $t_b > 10^{11}$  К. В 4-ёх даже превышает  $10^{12}$  К (Комптоновский предел). Видимо, наблюдаемое объясняется релятивистским усилением.

---

<sup>13</sup> High-energy-peaked BL Lac — объекты типа BL Lac с пиком излучения на высоких энергиях. LBL, соответственно: Low-energy-peaked BL Lac — объекты типа BL Lac с пиком излучения на низких энергиях

По наблюдениям в радиодиапазоне на см/мм, в [95] был сделан вывод, что спектральные характеристики и свойства переменности RL NLS похожи на таковые у блазаров. А яркостные температуры в NLS находятся на нижнем конце распределения такового для блазаров.

Существование джета так же подтверждается в [96] для NGC 4051 по результатам спектрального анализа в широком диапазоне энергий. К такому же выводу для PMN J0948+0022 по данным eVLBI пришли авторы [97].

**Непосредственные наблюдения** Совсем недавно появились свидетельства непосредственного обнаружения килопарсековых джетов в NLS. Так, авторы работы [98] обнаружили протяжённые радиоструктуры в трёх NLS, увеличив число таких объектов до шести. Четыре из них имеют двусторонние радиоструктуры на масштабах килопарсек, одностороннюю морфологию джета на масштабах парсек. Все объекты, кроме одного, обладают морфологией с доминированием ядра (core-dominated). Относительную редкость протяжённых радиоструктур в NLS авторы объясняют либо меньшей мощностью джета из-за малой массы AGN, либо меньшим характерным временем активности, недостаточным для формирования таких структур.

Вернёмся теперь к рассмотрению свойств джетов в NLS.

На плоскости  $P_{jet} - L_{disk}/L_{edd}$  (мощность джета – отношение светимости аккреционного диска к Эддингтоновской светимости) объекты GPD и RPD занимают различные области. BL Lac являются GPD, FSRQ и  $\gamma$ -NLS – RPD<sup>14</sup>[99]. Подробнее см. рис. 1.5.6 взятый из этой работы.

Интересно, что светимости в линиях в оптическом диапазоне не связаны со светимостью джета, так как не он освещает BLR (см. [59] и ссылки в ней).

Отдельно стоит обратить внимание на то, что сильный джет образуется в спиральных системах, в противоречии с тем, что было известно ранее (см. [100] и ссылки далее). Касательно джетов в NLS существует очень хороший

<sup>14</sup> Там же см. подробнее о свойствах этих режимов, особенно стр10, формулы (5) и (6)

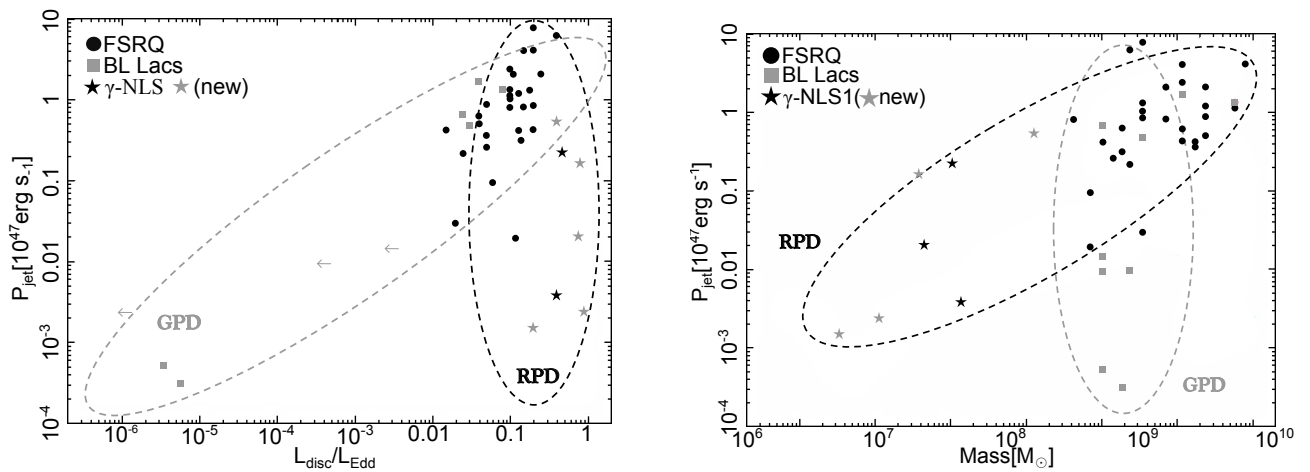


Рис. 1.5.6. Мощность джета в зависимости от массы центральной ЧД(справа) и аккреционной светимости в Эддингтоновских единицах(слева). GPD (Gas Pressure Dominated) — режим с доминирующей ролью давления газа, RPD (Radiation Pressure Dominated) — режим с доминирующей ролью давления излучения. Рисунок взят из работы [99].

обзор, см. [101].

Подводя итог, можно процитировать работу [99]: "Даже несмотря на то, что джеты в  $\gamma$ -NLS очень похожи на таковые в блазарах, почти все остальные части их AGN и родительской галактики различны. Это означает, что  $\gamma$ -NLS являются на самом деле новым классом AGN."

Насчёт частоты встречаемости  $\gamma$ -NLS стоит привести сказанное на конференции "Сейфертовские галактики с узкими линиями и их место во вселенной"<sup>15</sup> в Бонне, Германия, в ноябре 2012 года: "Когда были впервые открыты рентгеновские AGN, обсуждалась их уникальность и отличия от остальных объектов. Позднее, с ростом чувствительности приёмников количество таких объектов сильно возросло. Сейчас аналогичная ситуация имеет место быть с  $\gamma$ -AGN".

<sup>15</sup> "Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe"

## Центральная СМЧД (СверхМассивная Чёрная Дыра)

Результат, что в NLS массы центральных чёрных дыр меньше, чем в BLS, был получен во множестве независимых исследований, например [31, 68]. В последней работе приведены следующие значения  $\log M_{BH}$ :

$$\text{NLS: } 5.7\text{--}7.3; \langle \log M_{BH} \rangle = 6.5;$$

$$\text{BLS: } 6.5\text{--}8.4; \langle \log M_{BH} \rangle = 7.2;$$

График распределения по  $\log M_{BH}$  и  $L/L_{edd}$  для BLS и NLS из этой работы приведён на рис. 1.5.7а и б.

В недавней работе [102], посвящённой объекту IRAS 01072+4954, делаются интересные выводы. Эта галактика демонстрирует рентгеновское излучение, характерное для Sy1, несмотря на отсутствие широких линий. Авторы дают оценку массы СМЧД  $M_{BH} \sim 10^5 M_{\odot}$ , верхний предел составляет  $2.5 \times 10^6 M_{\odot}$ . При такой массе ЧД ширина линий будет находиться в пределах 400 – 600 км/с, чем авторы и объясняют отсутствие наблюдаемых широких линий. Если оценка авторов справедлива, то данный объект представляет собой NLS с чёрной дырой промежуточной массы.

Вторым параметром, возможно определяющим свойства NLS, является вращение СМЧД. Ситуация осложняется тем, что оценка вращения СМЧД — это весьма затруднительная задача. Для этого требуются рентгеновские спектры высокого разрешения, позволяющие исследовать линию  $K\alpha$  водородоподобного иона железа. Про методику оценки спинов ЧД см., например, работу [103].

Упомянем, однако, работу, где авторы оценивали спины ЧД для выборки квазаров и объектов FRII на основе предположения, что спин зависит от мощности джета, массы ЧД и силы магнитного поля [104].

Предположение о связи вращения СМЧД со свойствами NLS было сделано многими авторами, но выводы зачастую делаются противоположные. На-

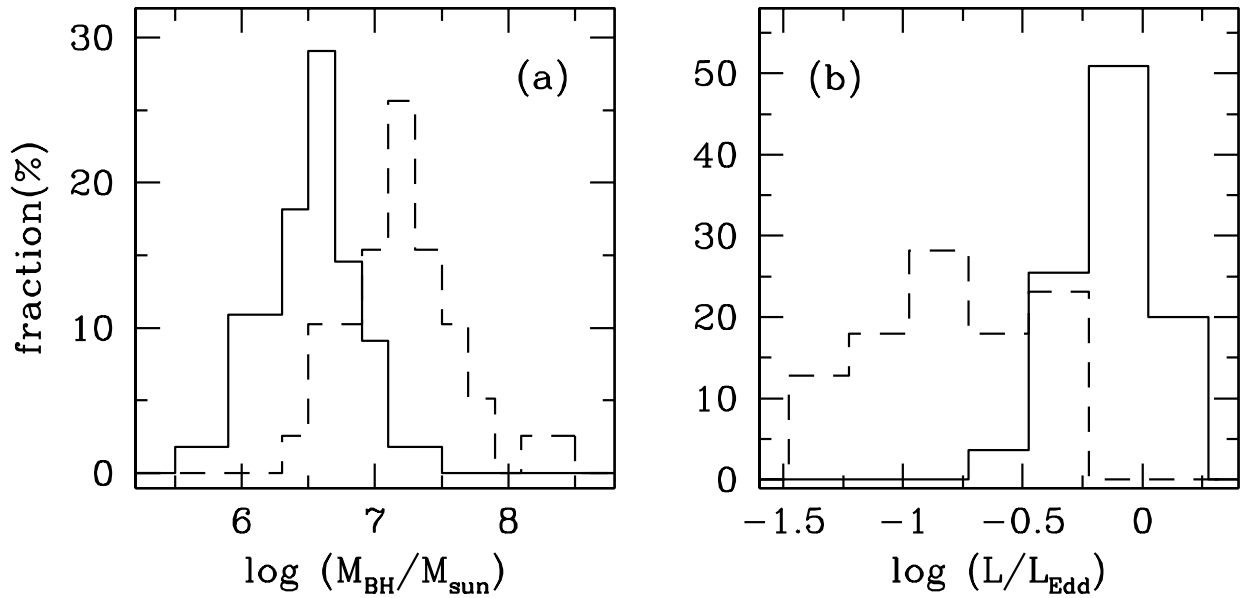


Рис. 1.5.7. Гистограммы распределений масс СМЧД (слева) и Эддингтоновских соотношений (справа). NLS — сплошная линия, BLS — пунктирная. График взят из работы [68].

пример, авторы работы [82] утверждают, что если аккреция раскручивает ЧД и вращение её ответственно за запуск джета, то в среднем меньшая частота встречаемости радиогромких объектов среди NLS, чем среди обычных Сейфертовских галактик может говорить об их меньшем возрасте. То есть, в среднем, спины ЧД у NLS, по мнению авторов, *меньше*, чем у BLS. Более того, в таком случае более проэволюционировавшие NLS и, таким образом, лежащие ближе к зависимости  $M_{\text{BH}} - \sigma_*$  должны быть более радиогромкими. Этот эффект авторами был обнаружен.

Многие авторы, напротив, утверждают, что ЧД в NLS обладают очень высоким моментом вращения. Приобретается он за счёт секулярной эволюции, аккреции вещества с высоким угловым моментом. Продукты больших слияний будут в среднем иметь меньшие моменты ЧД. Именно очень высокие спины  $a \sim 1^{16}$  могут объяснить наблюдаемые свойства активных ядер в NLS. Также высокие моменты вращения влияют на свойства аккреционного диска.

<sup>16</sup> Здесь  $a$  — безразмерный параметр, характеризующий величину спина (параметр Керра):  $a \equiv \frac{cJ}{GM_{\text{BH}}^2}$  (см., например, [46]).

Радиус последней стабильной круговой орбиты в случае ЧД Шварцшильда составляет  $R_{ISCO} \sim 3R_G$ , максимально вращающейся ретроградно ЧД —  $R_{ISCO} \sim 4.5R_G$ , а вращающейся проградно —  $R_{ISCO} \sim 0.615R_G$ . В последнем случае радиационная эффективность выше, больше  $L/L_{edd}$  и, как следствие, ниже темп роста центральной СМЧД [34, 105].

Для одной из NLS (IRAS13224-3809) в работе [106] по длинному ряду рентгеновских наблюдений была исследована задержка мягкого рентгеновского излучения относительно жёсткого, что позволило оценить с высокой достоверностью спин чёрной дыры. Он оказался экстремально высоким и близким к максимальному, что авторы связывают с секулярной эволюцией NLS.

В недавней статье [107] был оценен спин ЧД для NGC 1365, который оказался  $a > 0.84$  с достоверностью 90%. Хотя авторы и не упоминают NLS в своей работе, масса ЧД составляет  $M_{BH} \sim 2 \times 10^6 M_\odot$ , что соответствует таковому у NLS.

Таким образом, хотя в современных публикациях прослеживается тенденция связывать свойства активности в NLS с быстрым вращением центральной ЧД, окончательной ясности по этому вопросу до сих пор нет. Аргументом в пользу того, что вращение ЧД играет роль в RL NLS, является тот факт, что RL NLS кроме джета ничем более не отличаются от RQ NLS. Радиомощность RL NLS соответствует таковой у объектов FRI [71].

Более того, ситуация осложняется тем, что существуют диаметрально противоположные точки зрения на взаимосвязь джета и момента вращения ЧД вообще.

Приведём имеющие отношение к рассматриваемой проблеме выводы 2-ух работ 2010-ого года (1 —[108],2 —[109]).

1.
  - FRII обладают ретроградной, FRI — проградной аккрецией.
  - У FRII эффективность джетов выше, чем у FRI.



- В проградных системах в состояниях HERG высока эффективность диска и, таким образом, у них присутствуют сильные ветры из диска. В ретроградных же системах и в LERG состояниях эффективность диска низка. Ветры тоже, соответственно, слабее.
  - Системы с эффективными дисками обладают неэффективными джетами и наоборот.
  - FRI HERG обладают низким проградным вращением.
  - RQ AGN — проградные системы с *высоким спином*, радиативно эффективны.
  - *Самые быстро вращающиеся радиативно эффективные системы являются самыми радиотихими.*
  - В спиральных галактиках аккреция проградная.
  - *Спиральные галактики должны быть более радиояркими, когда скорость вращения их ЧД ниже.*
  - Переход от радиативно неэффективного состояния к радиативно эффективному режиму в проградных системах с высоким спином порождает короткоживущий, мощный, коллимированный джет, подобный наблюдаемому в  $\mu QSO$ .
2. • Проградная аккреция так же может запустить джет, но он будет в  $\sim 30$  раз слабее, чем в случае ретроградной аккреции.
- Должна существовать зона избегания от некоего отрицательного момента до некоего минимального положительного, где генерация джета невозможна.
- То есть джеты в проградных системах образуются только в случае очень быстрого вращения.*

Взаимоисключающие моменты выделены курсивом.

Результирующий момент вращения ЧД в случае NLS есть результат совместного действия нескольких процессов — секулярной эволюции, переработки момента вращения ЧД в энергию джета, малых слияний. Малые слияния, по-видимому, необходимы для объяснения эволюции псевдобалджа в классический балдж, если принять гипотезу о эволюции NLS  $\rightarrow$  BLS.

Точка зрения кого из авторов, [108] или [109] справедлива, определяет возможные пути эволюции NLS. Окончательная ясность по этому вопросу, к сожалению, отсутствует.

## 1.6. Методы определения масс СМЧД

В настоящее время существует несколько методов оценки масс ЧД, применимых к активным галактикам типа NLS. Рассмотрим их вкратце по порядку.

### 1.6.1. Метод эхо-картирования

Метод эхо-картирования является самым надёжным на сегодняшний день. В идеальном случае результатом является карта скорость – задержка  $\Psi(\tau, V_{LOS})$ , где  $V_{LOS}$  — Допплеровская скорость по направлению к наблюдателю, а  $\tau$  — задержка между, например, линией и континуумом. Но это налагает высокие требования на необходимые наблюдательные данные. Для большинства объектов просто вычисляется среднее время  $\tau$  задержки всей эмиссионной линии. Подробнее про данную методику и перспективы её дальнейшего усовершенствования см. [12].

После определения искомой задержки в эмиссионной линии масса ЧД  $M_{BH}$  определяется по следующей формуле:

$$M_{BH} = f \left( \frac{\Delta V^2 c \tau}{G} \right),$$

где  $\tau$  — задержка,  $\Delta V$  — ширина линии,  $f$  — масштабный фактор. Основными источниками ошибок являются  $f$  и  $\Delta V$ .

Для  $\Delta V$  стоит вопрос об алгоритме усреднения, а именно использовать ли для измерения ширины линии средний (mean) или среднеквадратичный (rms) спектр. Существенным преимуществом rms является то, что такие спектры чувствительны к переменной составляющей и, таким образом, автоматически исключают линии из NLR и излучение звёзд родительской галактики.

Множитель  $f$  является безразмерным параметром порядка единицы, включающим в себя всё, что нам не известно на сегодняшний день касательно геометрии и кинематики области образования широких линий. Он зависит от анизотропии излучения, от формы BLR, от метода измерения ширины линии.

Интересным вариантом является использование усреднённого  $\langle f \rangle$ . Будут присутствовать как недооцененные, так и переоцененные значения  $M_{BH}$ , но, что важно, они не будут являться функцией  $\Delta V$  или  $\tau$  [12].

Для большей надёжности метода эхо-картирование лучше всего выполнять по большому количеству линий одновременно. При использовании только самых надёжных данных, полученных этим методом, дисперсия соотношения  $R-L$  уменьшается до 0.11dex [110].

Очень интересных результатов удалось добиться авторам работы [111]. Используя телескоп диаметром всего 15 см и наблюдая в широких полосах В и V и в узких, соответствующих  $H\alpha$  и  $H\beta$ , оказалось возможным получить уверенные данные для двух NLS о задержке эмиссии в линиях, что позволило оценить массу ЧД и размер BLR.

### 1.6.2. Оценки масс ЧД из наблюдений в одну эпоху

Наиболее точным методом является измерение дисперсии скоростей звёзд балджа напрямую, так звёзды подвергаются воздействию исключительно гравитационных сил. Однако, помимо проблем с собственно наблюдением абсорбционных линий звёзд, необходимо проводить спектроскопию с высоким угловым разрешением, так как радиус влияния ЧД невелик. Для NLS с их маломассивными чёрными дырами эта проблема особенно актуальна. Приведём здесь формулу для определения радиуса влияния ЧД:

$$M_{BH} = \frac{2GM_{BH}}{\sigma_*^2},$$

где  $\sigma_*$  — звёздная дисперсия скоростей балджа [12].

Поэтому для определения звёздной дисперсии скоростей используется ширина эмиссионных линий газа (в том числе в ИК диапазоне, см. [61]), однако это сопряжено с рядом трудностей.

На газ действуют в том числе и негравитационные силы, которые в общем случае невозможно учесть.

Основными источниками ошибок в определении масс ЧД при помощи наблюдений в одну эпоху являются вклад излучения от NLR и низкое отношение  $S/N$ . В NLR не доминирует поле ЧД. Если не вычитать из спектра линии, образующиеся в NLR, то массы ЧД получаются сильно заниженными, особенно при невысоком спектральном разрешении. Свою роль играет и абсорбция, которую невозможно учесть, если спектр получен с низким отношением  $S/N$ . Проблема заключается в том, что систематика, вносимая низким  $S/N$ , не исправляется бóльшим объёмом выборки. Лучше всего использовать сразу несколько линий с хорошими  $S/N$  (хотя бы 20–25 на пиксель). Ширина линии входит в соотношение во второй степени, что усугубляет ситуацию. Массовые обзоры NLS с низким отношением  $S/N$  в спектрах есть, таким образом, плохой инструмент для исследования свойств данного класса объектов

[112],[113].

При сравнении масштабных соотношений для различных линий необходимо удостовериться, что они подразумевают одинаковый диапазон масс ЧД. Стоит отметить, что соотношения для MgII и CIV не работают в NLS. В CIV у NLS присутствуют истечения [112].

Не следует так же забывать про переменность в линиях. Ошибка определения  $M_{BH}$  из-за переменности в ширине линии составляет  $\sim 10\%$ . Переменность в континууме оказывает меньшее влияние [114]. То есть в целом эффект переменности не оказывает существенного влияния на определения массы ЧД из наблюдений в одну эпоху.

При использовании наблюдений за одну эпоху ширины линий получают систематически больше, чем при получении ширин из rms-спектров. Это эффект существенен для  $M_{BH} < 10^7 M_{\odot}$ . Т.е. маломассивные ЧД систематически переоцениваются [114]. Свой вклад в систематику вносит так же использование FWHM вместо  $\sigma$ , приводя к переоценке масс ЧД у объектов с широкими линиями, и недооценке масс у объектов с узкими линиями [12]. В среднем, точность масштабных соотношений различными авторами оценивается как фактор 3 [114] – 4 [112].

В работе [115] было сделано существенное замечание, что в поток в континууме в радиогромких AGN вносит вклад джет, таким образом, это нужно учитывать, так как в масштабном соотношении  $L_{AGN} - R_{BLR}$  нам необходимо знать именно ионизирующий BLR континуум. Авторами было предложено для избежания этой проблемы использовать для оценки  $L_{AGN}$  светимость в линиях.

В целом, различные методы оценки массы дают неплохое согласие [12].

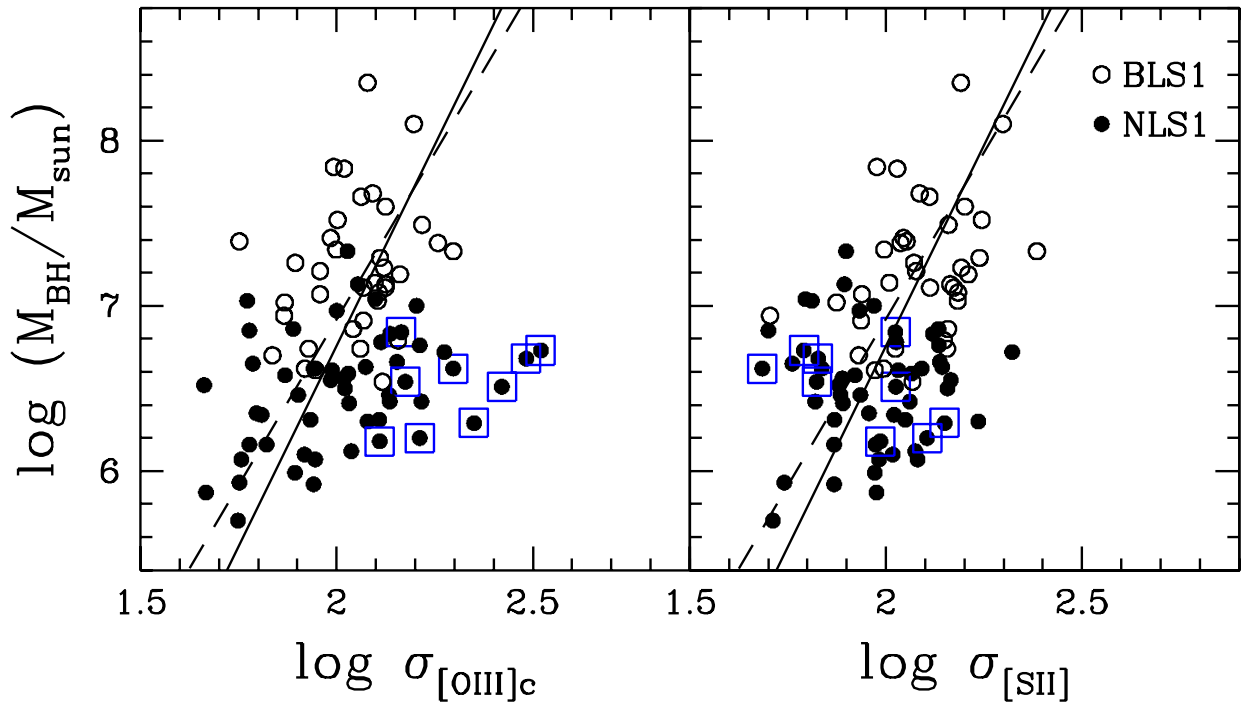


Рис. 1.7.1. Расположение галактик NLS (заполненные кружки) и BLS (пустые кружки) на плоскости  $M_{BH} - \sigma$ . Объекты с сильным смещением в коротковолновую сторону ядра линии [OIII] дополнительно обведены квадратами. Слева: измерения  $\sigma$  основаны на ядре линии [OIII] $\lambda$ 5007. Справа: измерения  $\sigma$  основаны на [SII]. Пунктирная и сплошная линии представляют соотношение  $M_{BH} - \sigma$  для неактивных галактик из различных работ (см. [68] и ссылки в ней). Рисунок взят из работы [68].

## 1.7. Масштабные соотношения

### 1.7.1. Соотношение $M_{BH} - \sigma_*$

Долгое время господствовало мнение, что соотношение  $M_{BH} - \sigma_*$ , где  $\sigma_*$  — дисперсия скоростей балджа, не выполняется для объектов типа NLS. В том смысле, что NLS лежат ниже основной зависимости. Приведём лишь малую часть работ, подтверждающих этот результат: [31, 116–118] и т.д.

Однако, данный вопрос далёк от своего окончательного решения. У NLS сильная эмиссия затрудняет оценку дисперсии скоростей непосредственно по абсорбционным линиям звёзд. Вместо этого используются эмиссионные ли-

нии газа, например  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$  и  $[\text{SII}]\lambda 6716,6731\text{\AA}$ . Ещё в [31] было отмечено, что корреляция  $\text{FWHM}([\text{OIII}]) - \sigma_*$  является не очень тесной и её достоверность для NLS, вообще говоря, не проверялась. Выше упоминалось о наличии истечений в линии  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$  в NLS. Именно этот факт может быть ответственным за выпадение NLS из рассматриваемой зависимости. Так, в [68] было отмечено, что если брать дисперсию ядра линии  $\sigma_{[\text{OIII}]core}$  и исключать объекты с ярко выраженным синим смещением (истечениями) в этой линии, то NLS ложатся на соотношение  $M_{BH} - \sigma_*$  для BLS и неактивных галактик.

Также NLS ложатся на зависимость  $M_{BH} - \sigma_*$ , если использовать другую спектральную линию, что было показано, например, в работах [14, 68], использовавших для анализа линию  $[\text{SII}]$ . Подробнее см. рис. 1.7.1, взятый из этой работы.

Вторым источником ошибок является неточность определения  $M_{BH}$ . Так, в подробно рассмотренной выше работе [48], было отмечено, что, если брать не всю ширину линии, а ширину только VBGC, то NLS ложатся ближе к зависимости  $M_{BH} - \sigma_*$ .

Проблема заключается не только в неточности измерений. Псевдобалджи не следуют зависимости  $M_{BH} - \sigma_*$  для эллиптических галактик и классических балджей [119], а именно такой тип балджей наблюдается у NLS.

Вообще говоря, физика взаимосвязи массы центральной ЧД и дисперсии скоростей неизвестна. В области, где измеряются  $\sigma_*$ , звёзды в гораздо большей степени “чувствуют” гравитацию других звёзд, чем центральной ЧД. Рядом авторов были сделаны предположения об отсутствии некоего физического механизма, ответственного за данную корреляцию. Что, возможно, соотношение  $M_{BH} - \sigma_*$  является эффектом селекции, вызванным тем, что мы предпочтительнее наблюдаем объекты с большими (из-за ограничений в разрешающей способности) радиусами влияния. Таким образом наблюдаемая зависимость

представляет собой верхний предел [120].

Возможно, что корреляция существует в действительности, но не является результатом действия какого-либо особого физического механизма, а лишь совместной “сборки” в ходе эволюции (см. [34] и ссылки в ней).

Отметим работу [121], посвящённую AGN с маломассивными ЧД, где сделан вывод, что они лежат на продолжении зависимости  $M_{BH} - \sigma_*$  для неактивных галактик.

До сих пор нет окончательной ясности, следуют ли NLS соотношению  $M_{BH} - \sigma_*$  для неактивных галактик и AGN с широкими линиями.

В работе [122] был получен интересный результат, что корреляция  $M_{BH} - \sigma_*$  является самой тесной из всех существующих, и использование различных дополнительных параметров не даёт значительного улучшения.

### 1.7.2. Соотношение $M_{BH} - L_{buldge}$

Окончательная ясность в вопросе о соотношении  $M_{BH} - L_{buldge}$  применительно к NLS так же отсутствует. Многими авторами было получено, что NLS лежат ниже зависимости для BLS. См., например, [116, 117]. Авторы работы [116] пытались объяснить это либо меньшими массами ЧД, либо меньшими соотношениями масса–светимость (по причине более молодого звёздного населения). Вывод из [118], что NLS лежат на зависимости для BLS, основан на светимостях балджей, полученных из Хаббловских типов родительских галактик и, таким образом, не заслуживает доверия.

В [123] было высказано предположение, что отношение  $M_{BH}/M_{buldge}$  не является константой, т.е. зависимость  $M_{BH}$  от  $L_{buldge}$  — нелинейна. Там же было отмечено наличие корреляции  $M_{BH}/M_{buldge}$  с  $\text{FWHM}([\text{OIII}])$ .

Отклонение NLS от зависимости  $M_{BH} - L_{buldge}$  было подтверждено и в совсем недавних работах, например [41] по наблюдениям HST/ACS и [124].



Тем не менее, справедливости ради стоит отметить работу [56], авторами которой исследовалась выборка NLS с данными эхо-картирования. Результат заключается в том, что NLS и BLS лежат на общей зависимости, независимо от наличия/отсутствия бара и типа балджа. Соотношение  $M_{BH} - L_{buldge}$ , в силу малой дисперсии даже предложено автором как средство оценки масс ЧД. Бóльшая дисперсия соотношения у NLS объясняется более молодым звёздным населением, пылью, баром и другими явлениями, снижающими точность фотометрии.

Очень категоричной точки зрения придерживаются авторы работы [125], что чёрные дыры вообще не коррелируют с псевдобалджами и галактическими дисками.

Подводя итог касательно масштабных соотношений между балджем и чёрной дырой, упомянем работу [126]. Авторами была обнаружена активность в ядре галактики без балджа. Масса чёрной дыры составляет  $M_{BH} > 2 \times 10^4 M_{\odot}$ . Это в очередной раз свидетельствует в пользу того, что за рост чёрных дыр в галактиках поздних Хаббловских типов может быть ответственна секулярная эволюция.

### 1.7.3. Прочие соотношения

Рассмотрим теперь некоторые другие масштабные соотношения и корреляции между различными параметрами.

В работе [15] было обнаружено наличие корреляции  $M_{BH} - V_m$ , где  $V_m$  — максимальная вращательная скорость, полученная по наблюдениям нейтрального водорода HI. Однако, учитывая весьма значительную дисперсию полученных соотношений, можно предположить, что тут отсутствует физический механизм, а результат является следствием общих соображений: больше галактика — больше  $V_m$  и больше галактика — больше ЧД(в среднем). Такого же

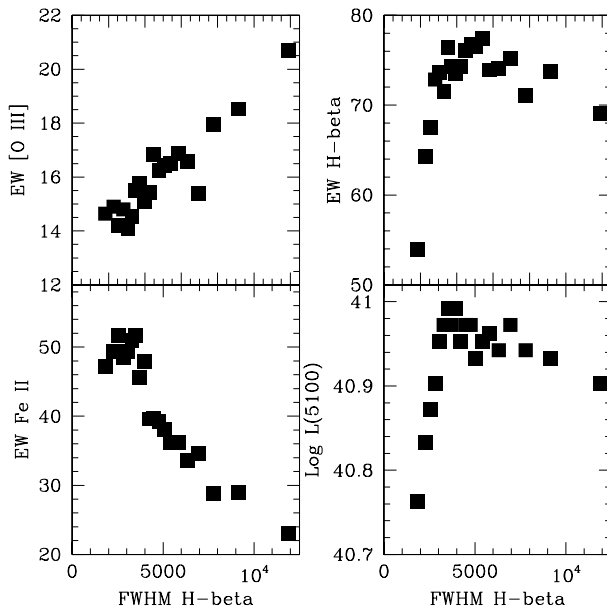


Рис. 1.7.2. Четыре примера корреляций, обнаруживаемых при обработке большой выборки. Разбиение осуществлено на 20 подвыборок с шагом по FWHM( $H\beta$ ). На каждой диаграмме отображены медианные значения различных параметров в зависимости от медианного значения FWHM( $H\beta$ ) для каждой подвыборки. График взят из работы [6].

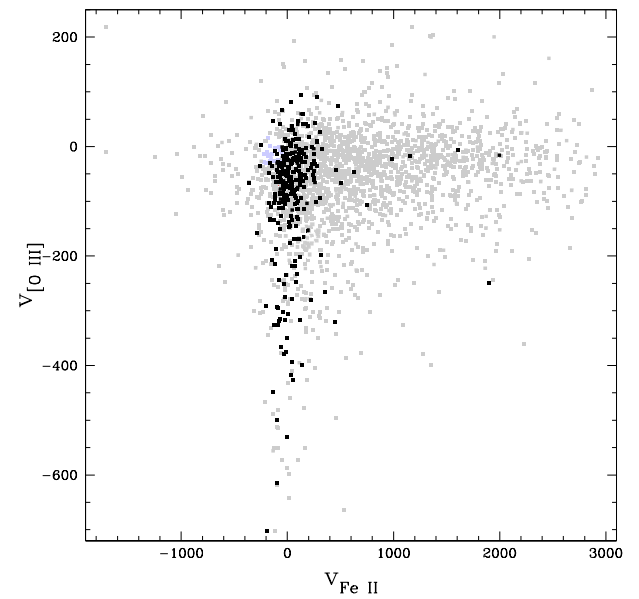


Рис. 1.7.3. Скорости истечения [OIII] в зависимости от скоростей FeII. Обе скорости относительно [OII] $\lambda$ 3727. NLS показаны чёрным цветом. График взят из работы [6].

мнения придерживаются и авторы работы [127], что СМЧД в центрах галактик коррелируют только со свойствами балджей, и ни с чем другим.

Исследованию корреляции круговой скорости с  $M_{BH}$  посвящена также работа [128]. Результат, полученный авторами, заключается в том, что  $V_1$  — круговая скорость на расстоянии 1 кпк тесно коррелирует с  $M_{BH}$ , в отличие от  $V_{far}$  — скорости на бóльшем расстоянии, для которого корреляция гораздо менее тесная. Что в очередной раз подтверждает предположение о том, что свойства СМЧД коррелируют со свойствами центральных областей, а не галактики в целом.

Новая любопытная корреляция была обнаружена в работе [124]:

$$M_{BH}/L_{buldge} \sim v^2,$$

где  $v$  — ширина эмиссионных линий. Из этой корреляции следует новое соотношение между AGN и балджем:

$$r_{BLR} \sim L_{buldge}.$$

Используя эмпирическое соотношение радиус светимость, авторы получают:

$$L_{AGN} \sim L_{buldge}^2.$$

Все эти соотношения не отличаются для NLS и остальных AGN.

Также следует упомянуть важный результат из работы [6].

Анализ большой выборки AGN позволил выявить 4 новые корреляции, которые невозможно, в силу большой дисперсии, обнаружить на малых выборках.

1. EW[OIII] от FWHM(H $\beta$ )
2. EW(FeII) от FWHM(H $\beta$ )
3. EW(H $\beta$ ) от FWHM(H $\beta$ )
4.  $\log \lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$  от FWHM(H $\beta$ )

Зависимость 1 — прямая, 2 — обратная, 3 и 4 демонстрируют резкий рост до определённого значения FWHM(H $\beta$ ), сменяющийся плавным спадом. Интересно, что, если первые две корреляции являются плавными на всём интервале изменения H $\beta$ , то 3 и 4 претерпевают резкое изменение при переходе к объектам с узкими H $\beta$  (см. рис. 1.7.2, взятый из работы [6]).

## 1.8. Млечный Путь и NLS

Попробуем взглянуть на феномен NLS с другой точки зрения. Млечный Путь является спиральной галактикой типа Sbc. Масса центральной сверхмассивной чёрной дыры составляет, по последним оценкам,  $M_{BH} \sim 4 \times 10^6 M_{\odot}$  [129]. Спин этой чёрной дыры достаточно высок. Так, авторы [130], используя разработанный метод оценки спина ЧД по ИК-поляриметрии определили  $a \geq 0.4$ , что, по их словам, соответствует оценкам из других работ.

Центральный балдж по своим параметрам подходит под определение псевдобалджа. То есть Млечный Путь обладает характеристиками, присущими родительским галактикам NLS. Более того, по утверждению [131] он является сравнительно редким ( $\sim 1.2\%$ ) типом спиральных галактик, прямым потомком галактик на  $z = 1 - 2$  в силу того, что его эволюция при  $z < 2$  была спокойной, без больших слияний.

Но в текущую эпоху в ядре нашей галактики не наблюдается столь мощной активности в ядре, как у NLS. Тем не менее, возможные признаки таковой в прошлом присутствуют.

В работе [132] был обнаружен диск около центральной ЧД, состоящий из молодых звёзд, возникновение которого было объяснено авторами как вспышка звездообразования в аккреционном диске. Из оценок возрастов звёзд следует, что эта вспышка аккреции имела место 3 – 9 миллионов лет назад.

Более существенное подтверждение активности типа NLS в прошлом было получено после запуска лаборатории FERMI. В  $\gamma$ -диапазоне были обнаружены так называемые FERMI bubbles<sup>17</sup>. Работа [133] посвящена численному моделированию этого феномена. Наблюдаемое хорошо описывается вспышкой AGN около 1 – 2 миллионов лет назад, продолжительностью  $\sim 0.1 - 0.5$  млн. лет. Темп аккреции по оценкам авторов составлял  $\dot{M}_{BH} \sim 0.015 M_{\odot}/\text{год}$ ,

<sup>17</sup> В переводе это означает “пузыри FERMI”

а Эддингтоновское соотношение  $L/L_{edd} \sim 0.16$ . Высвобожденная суммарная энергия составила порядка  $1 - 8 \times 10^{57}$  эрг.

Всё же, какова вероятность того, что Млечный путь обладал в прошлом или будет обладать в будущем активностью типа NLS? Как было отмечено авторами [34], 2/3 локальных галактик обладают свойствами, подобными родительским галактикам NLS, а уже из них доля с активностью типа NLS составляет  $\sim 9\%$ .

## 1.9. Эволюционный статус NLS

Каков же эволюционный статус объектов типа NLS? Полный ответ на этот вопрос будет включать в себя что происходило с NLS в прошлом, каковы варианты их дальнейшей судьбы и какие механизмы на каких масштабах управляют происходящими изменениями.

Хотелось бы обратить особое внимание на то, что NLS отнюдь не являются редкими объектами. Так, в [134] авторами по данным обзора SDSS DR3 около 2000 активных галактик такого типа.

Один из предполагаемых вариантов возможного прошлого NLS это галактики типа LIRG, однако это было опровергнуто. NLS не претерпевали больших слияний, и эволюционируют они за счёт секулярных процессов. В Сейфертовских галактиках наблюдающиеся истечения имеют энергию на несколько порядков ниже чем необходимо для эффективного feedback (см. [41] и ссылки в этой работе). Таким образом, о прошлом родительских галактик NLS можно сказать, что оно не отличается от прошлого обычных неактивных галактик соответствующих морфологических типов.

Численные симуляции показывают, что галактики, в которых доминирует диск и  $B/T < 0.3$  имеют чрезвычайно спокойное прошлое, и в большинстве своём не претерпевали больших слияний со времени  $z = 2$  [135].

Неактивные на настоящий момент галактики могли в прошлом иметь неоднократный эпизоды активности типа NLS, которая не оставила никаких следов на родительской галактике, в силу крайне неэффективного feedback.

Дальнейшая же судьба может развиваться по 2-ум сценариям. Если произойдёт большое слияние, эволюция галактики пойдёт по пути ULIRG  $\rightarrow$  IR QSO  $\rightarrow$  QSO, конечным продуктом будет являться эллиптическая галактика. Впрочем, опять же следует отметить, что такая судьба ожидает любую спиральную галактику в случае большого слияния, независимо от того, есть ли в её ядре активность на этот момент или нет. См. также работу [136].

В случае же отсутствия больших слияний, дальнейшее будет зависеть от частоты малых слияний, а также их параметров. Не следует забывать и про внутреннюю секулярную эволюцию, которая вполне способна питать активные ядра в Сейфертовских галактиках.

Мы уже неоднократно ссылались на работу [34]. Обратим наше внимание на рис. 1.4.1 ещё раз. Среднее значение индекса Серсика у BLS выше, однако у них так же больше ширина распределения. То есть балджи NLS, по-видимому, всегда являются псевдобалджами. В родительских галактиках BLS же встречаются как классические, так и псевдобалджи.

По-видимому, в реальности реализуется варианты эволюции NLS  $\rightarrow$  BLS с различной частотой малых слияний. Временной интервал роста ЧД в NLS до BLS составляет порядка  $10^8$  лет [123], что, в принципе, соответствует времени роста балджа за счёт малых слияний [31].

В подтверждение того, что галактика за время своего существования может проходить стадию активного ядра несколько раз, приведём результаты работы [137]. Был подробно изучен объект GSN 069 где, по мнению авторов, на наших глазах происходит смена режима AGN и формируется BLR. Смена режима аккреции или, как выразились авторы, “выключение” наблюдалось и у квазаров [138].

Секулярная эволюция приводит к переносу углового момента к ЧД, что может служить объяснением наблюдаемых свойств. Факты достоверного обнаружения в NLS быстровращающихся ЧД подтверждают предположение о том, что NLS в прошлом эволюционировали за счёт secularных процессов [34]. Единственным достоверным методом изучения вращения ЧД является изучение высококачественных рентгеновских спектров, см., например, [105].

Таким образом, если эволюция крупномасштабной структуры родительской галактики при переходе NLS  $\rightarrow$  BLS, по-видимому, не несёт в себе никаких неожиданностей, как и эволюция крупномасштабного балджа, то изучение центральных областей, динамики газа, пыли, остаточных звёздных структур после вспышки звездообразования может пролить свет на механизм работы secularной эволюции.

Интересным является вопрос о стабильности различных околоядерных звёздных образований при малых слияниях. И если индекс серсика у BLS действительно позволяет определить, происходили ли слияния при переходе NLS  $\rightarrow$  BLS, то мы имеем возможность изучить этот вопрос путём исследования центральных областей NLS и BLS с высоким разрешением.

Коснёмся теперь, очень вкратце, так как это не тема данного обзора, роли secularной эволюции во Вселенной. В силу того, что количество спиральных галактик превосходит количество эллиптических, secularная эволюция, по-видимому, является доминирующим механизмом роста СМЧД в нашу эпоху [41]. Как мы уже упоминали, около 6% галактик в локальной вселенной подобны NLS, в том смысле, что их активность связана с secularной эволюцией [34].

Касательно NLS, было выдвинуто предположение, что они являются аналогами QSO на низких красных смещениях, являясь молодыми Сейфертовскими галактиками в начале своего эволюционного пути. И что они являются аналогами квазаров на низких  $z$  с малыми светимостями (см, например, [44]).

Весьма занятно, на наш взгляд, что появляется всё больше подтверждений тому, что в действительности имеет место быть диаметрально противоположная ситуация. NLS, как было рассмотрено выше, претерпевают секулярную эволюцию. И появляется всё больше работ, посвящённых тому, что и на больших  $z$  секулярная эволюция также играет важную роль наряду со слияниями богатых газом галактик.

Так, например, [139] обнаружили, что галактики с интенсивным звёздообразованием на  $z = 2$  имеют кардинальное отличие от таковых на  $z = 0$ . Если в Локальной Вселенной мощные вспышки звёздообразования вызваны слияниями, то SF галактики на  $z = 2$ , несмотря на хаотичную морфологию в оптике, обладают регулярной кинематикой, т.е. вспышка звездообразования не есть результат слияний, а связана с аккрецией газа вдоль филаментов крупномасштабной структуры. Эти явления авторы также называют секулярными процессами. В подтверждение тому можно привести результаты ещё двух работ. В [140] обнаружили, что среди родительских галактик RQQ высока доля систем со спиральной морфологией. У многих наблюдается молодое звёздное население. В [141] провели анализ данных HST WFC3 в ИК-диапазоне и обнаружили, что на  $z=1.5 - 3$  у родительских галактик AGN высока доля дисковых систем. А в работе [142] авторы показали, что в галактиках с “комковатыми” дисками с большей вероятностью наблюдается активное ядро. Причём нестабильность возникает за счёт аккреции газа, а не за счёт слияний.

Всё это, впрочем, неудивительно, так как по результатам последних исследований эллиптические галактики стали доминировать среди массивных систем только с  $z \lesssim 2$  [143].

Для питания активности ядра Сейфертовской галактики достаточно массы нескольких гигантских молекулярных облаков. Однако для питания квазара, например  $L_{bol} \sim 10^4 L_{\odot}$  и  $M_B = -28$  на такой же характерный промежуток времени порядка  $10^7$  лет требуется  $\gtrsim 10^9 - 10^{10} M_{\odot}$ , что соответствует об-



щему количеству газа в типичной галактике. Частота слияний богатых газом галактик возрастает к  $z > 2$ , в то время как секулярные процессы остаются относительно постоянными [144]. К слову, в недалёком будущем нам предстоит наблюдать пролёт около центра нашей галактики и, по-видимому, разрушение молекулярного облака [145]. Это, по всей видимости, вызовет вспышку активности в Sgr A.

Однако, любопытный результат был получен в работе [146]. Как выяснилось, родительская галактика исследованного авторами яркого квазара отнюдь не является богатой газом спиралью. Наблюдается слияние бедной газом галактики, где и присутствует квазар, и богатой газом, где слияние индуцировало вспышку звездообразования. Авторы предполагают, что многие системы, где квазар наблюдается в богатой газом галактике, на самом деле могут быть слияниями такого типа.

## 1.10. Выводы главы 1

Подведём теперь краткие выводы данной главы.

- Определяющими спектральными свойствами NLS, выделяющими их в особый класс объектов, являются: в оптике — сильная линия FeII, слабая линия [OIII], узкая разрешённая линия H $\beta$  ( $< 2000$  км/с). В рентгеновском диапазоне они обладают крутыми спектрами, быстрой переменностью в мягком рентгене.
- Родительские галактики NLS принадлежат к более поздним типам, чем BLS, средний Хаббловский тип составляет 3.0 и 1.0 соответственно (Sb и Sa). У NLS выше доля баров, ядерных колец. Для NLS характерна “Grand Design” морфология ядерных пылевых спиралей, бóльший темп звездообразования. Очень важным моментом является то, что в роди-

тельских галактиках NLS не наблюдаются классические балджи, а, как правило, псевдобалджи с  $n_b < 2$ . Среднее значение  $\langle B/T \rangle$  для них составляет 0.17.

- Касательно вопроса о том, лежат ли NLS на зависимостях  $M_{BH} - \sigma_*$  и  $M_{BH} - M_{buldge}$  нет окончательной ясности. Вполне возможно, что дело просто в том, что псевдобалджи не следуют масштабным соотношениям для классических балджей и сферических компонент.
- Центральная область в NLS, по-видимому, состоит из тех же структур, что и у BLS, а именно: тор, BLR, аккреционный диск, NLR. Различия между NLS и BLS вызваны меньшими массами ЧД, более высокими  $L/L_{edd}$  и, возможно, бóльшими скоростями вращения ЧД, что приводит к тому, что последняя стабильная круговая орбита находится ближе к центральной ЧД.
- В довольно значительной доле NLS обнаружены  $H_2O$  мазеры. Причём механизм усиления в диске тут не работает в силу того, что NLS не наблюдаются с ребра. Местоположение мазеров в NLS достоверно не известно. Есть свидетельства того, что они излучаются в истечениях или в областях взаимодействия джета с веществом.
- В некоторых NLS присутствуют релятивистские джеты, излучающие в широком диапазоне от радио до гамма, что роднит их с объектами типа BL Lac. Образование джетов в подобных системах требует изучения, так как до недавнего времени считалось, что джеты образуются преимущественно в галактиках ранних типов. Возможно, что образование джетов в данном случае связано с процессами, обусловленными присутствием в ядрах NLS быстровращающихся массивных чёрных дыр.

- Эволюционный статус родительских галактик NLS не отличается от такового для галактик таких же Хаббловских типов. Что касается активного ядра, то основную роль в его эволюции играют секулярные процессы, как внутренние, так и внешние.
- NLS не являются ни редкими, ни уникальными объектами. То, что они попали под пристальное внимание исследователей сравнительно недавно связано с ограничениями астрономических инструментов и с историческими причинами. Но понимание механизмов, работающих в ядрах NLS, крайне необходимо для создания теории активных ядер в целом.

## Глава 2

# Функция светимости активных галактик типа NLS по данным обзора SDSS DR7

Результаты главы 2 были опубликованы в следующих работах. В *Астрономическом Журнале* (из списка ВАК): [216]. А также в ряде трудов конференций: [219–223].

### 2.1. Обработка данных

Нами были использованы данные из обзора SDSS DR7 (Sloan Digital Sky Survey Data Release 7) [195]. Использовать диагностические диаграммы [196, 197] в нашем случае не было необходимости, так как в данной работе мы рассматриваем исключительно AGN первого типа с широкими разрешенными линиями  $\text{FWHM} \geq 1200$  км/с, для которых не требуется специальных методов для отделения их от популяций SF (Star Forming) с доминирующим вкладом звездообразования в излучение эмиссионных линий и переходных объектов TO (Transition Objects). Для классификации AGN на NLS и BLS использовалась линия  $\text{H}\alpha$  вместо линии  $\text{H}\beta$ . Хорошо известен тот факт, что у линии  $\text{H}\beta$  присутствует ярковыраженная узкая компонента, что делает оценки ширины этой линии из SDSS, полученные в результате аппроксимации одной гауссианой, непригодными для классификации AGN. Так, например, на рис. 2.1.1а построена зависимость  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)_{\text{SDSS}}$  от  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)_{\text{broad}}$ , где  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)_{\text{SDSS}}$  — ширина линии  $\text{H}\beta$  по данным из обзора SDSS, а  $\text{FWHM}(\text{H}\beta)_{\text{broad}}$  — полуширина широкой компоненты по данным аппроксимации из работы [198], где авторами был проведен доскональный анализ спектров. Как видно, использовать полуширину линии  $\text{H}\beta$  из SDSS невозможно.

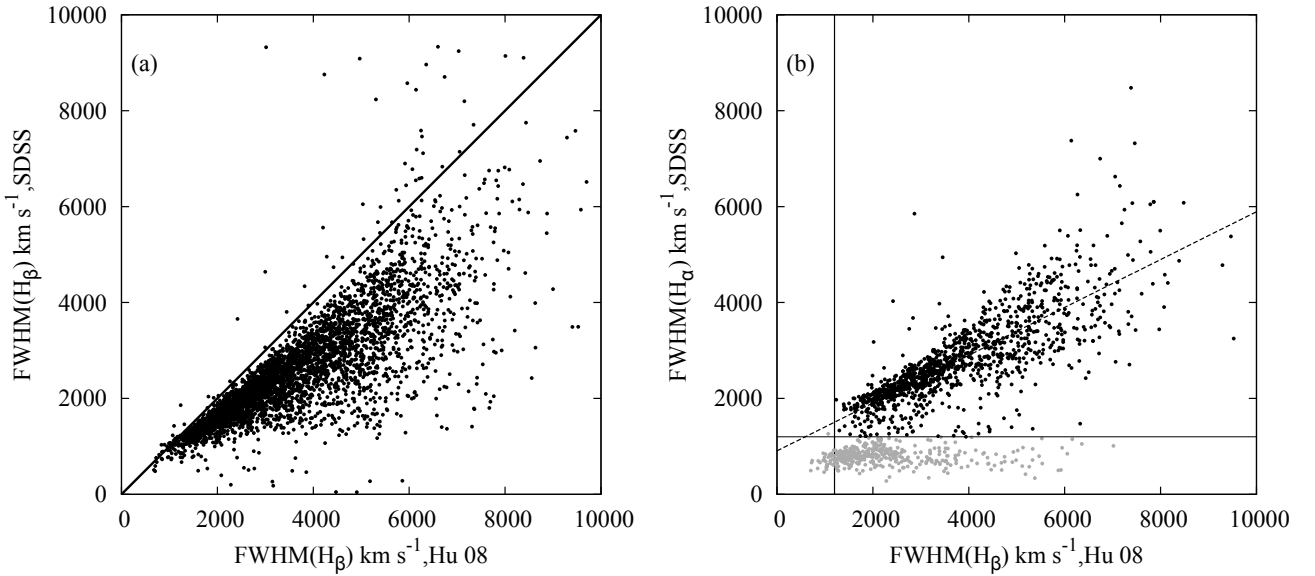


Рис. 2.1.1. Зависимости полуширины линии  $H\beta$ (a) и  $H\alpha$ (b) по данным обзора SDSS, полученной из фитирования одной гауссианой от полуширины широкой компоненты линии  $H\beta$  по данным из работы [198], полученным подробным анализом спектров. Серым цветом показаны точки, у которых отсутствует BLR в одной из линий, то есть  $FWHM(H\beta) < 1200 \text{ км/с}$  или  $FWHM(H\alpha) < 1200 \text{ км/с}$ . Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216].

Обратим теперь наше внимание на линию  $H\alpha$ , у которой, как правило, не наблюдается такой ярковыраженной узкой компоненты. На рис. 2.1.1б представлена зависимость  $FWHM(H\alpha)_{SDSS}$  от  $FWHM(H\beta)_{broad}$ . Необходимо исключить из рассмотрения объекты, у которых полуширина хотя бы одной из линий меньше порогового значения в 1200 км/с, т.е. объекты без области образования широких линий BLR, относящиеся к AGN второго типа. Как видно на рис. 2.1.1б, есть тесная линейная корреляция  $FWHM(H\alpha)_{SDSS} = b \cdot FWHM(H\beta)_{broad} + a$  со следующими параметрами:

$$a = 0.499 \pm 0.011, \quad b = 906 \pm 46.$$

Отличие коэффициента  $a$  от единицы объяснимо. Потенциал возбуждения линий  $H\alpha$  и  $H\beta$  является различным, что ведет к тому, что линия  $H\alpha$  будет излучаться на большем расстоянии от активного ядра, и как следствие этого,

будет иметь меньшую величину FWHM. Для данной работы важно уверенное наличие корреляции и следующая из этого возможность классифицировать активные ядра с широкими линиями BL AGN на NLS и BLS на основе данных о линии  $H\alpha$ .

Задача о вычислении светимости AGN не является до конца решенной. Все описанные в литературе подходы можно условно разделить на два типа: использование различных эмиссионных линий и измерения в континууме. Измерения в континууме проводились, в основном, при получении функции светимости LF для квазаров, для которых, в силу их большой яркости, вкладом излучения от родительской галактики можно пренебречь (см., например, [199]). При измерении светимости менее ярких AGN авторы прибегают к фотометрическому разделению компонент. Так, в разных работах использовались следующие наборы компонент: функция рассеяния точки PSF + профиль Серсика [141], PSF + два профиля Серсика с различными индексами [200], PSF + профиль де-Вокулера + экспоненциальный диск [201]. Однако данный метод имеет ряд недостатков. Во-первых, для многих AGN отсутствуют фотометрические изображения достаточного качества для уверенного разделения компонент. Это особенно относится к данным обзора SDSS, так как разрешающая способность его относительно невысока. Во-вторых, учет наклона и собственного поглощения в родительской галактике представляет собой сложную и зачастую нерешаемую задачу. Использование эмиссионных линий при оценке светимости AGN имеет ряд преимуществ. В данной работе мы использовали запрещенную линию кислорода  $[OIII] \lambda 5007\text{\AA}$ . В ряде работ утверждается, что вклад звездообразования в излучение данной линии пренебрежимо мал для BL AGN (см., например, [1]). Там же указано, что в силу того, что данная линия образуется в области образования узких линий NLR, находящемся на большем расстоянии от центрального активного ядра, чем BLR, и имеющим геометрию двойного конуса, наблюдаемый поток в линии  $[OIII]$  не зависит от

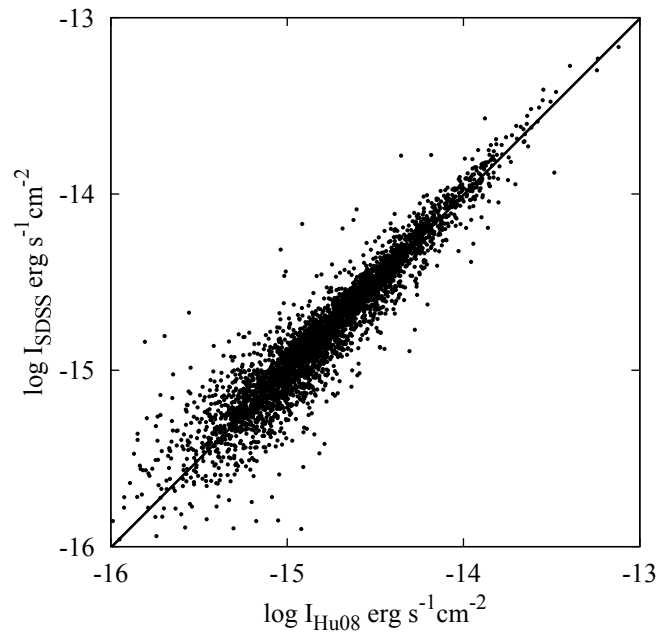


Рис. 2.1.2. Зависимость интегральной интенсивности в линии [OIII] по данным автоматического фитирования спектров SDSS, от интенсивности по данным работы [198], полученным при помощи детального анализа спектров. Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216].

ориентации.

Поскольку в данной работе мы не занимались обработкой спектров, а использовали непосредственно данные обзора SDSS DR7, то имеет смысл проверить, насколько соответствуют интенсивности в данной линии, вычисленные по результатам автоматической обработки спектров SDSS, таковым, полученным тщательной аппроксимации. На рис. 2.1.2 приведен график зависимости  $\lg I_{[\text{OIII}], \text{SDSS}}$  — интенсивности, вычисленной непосредственно из данных SDSS, — от  $\lg I_{[\text{OIII}], [17]}$  — интенсивности, полученной путем качественной обработки спектров вручную авторами работы [198].

Зависимость имеет следующий вид:  $\lg I_{[\text{OIII}], \text{SDSS}} = \lg I_{[\text{OIII}], [17]} + a$ , где  $a = -0.0053 \pm 0.0027$ . Таким образом, в силу достоверности корреляции данные по светимости AGN в линии [OIII], полученные из автоматического аппроксимации спектров в SDSS, можно использовать для получения функции светимости.

Итого, в нашей выборке 9020 объектов BL AGN, у которых наблюдаются в эмиссии линии [OIII] и  $H\alpha$ , причем  $\text{FWHM}(H\alpha) \geq 1200$  км/с. Количество NLS получается равным 2082, количество BLS – 6938. Максимальное красное смещение было установлено равным 0.18, так как при бóльших значениях невозможна применяемая нами нормировка (см ниже), а минимальное расстояние до объектов выборки было установлено равным 55 Мпк, чтобы избежать влияния локального суперкластера [24]. При таком красном смещении рассматриваемые нами линии не выходят за границы чувствительности обзора SDSS.

В данной работе использовались следующие космологические параметры, соответствующие принятым в SDSS DR7:  $\Omega_M = 0.279$ ,  $\Omega_L = 0.721$ ,  $h = 0.701$ . Результаты работ других авторов были пересчитаны к выбранной космологической модели.

## 2.2. Функция светимости

На сегодняшний день существует два основных метода получения функции светимости. Это метод максимального правдоподобия и метод  $V/V_{max}$ . В последние годы в силу значительного роста объемов обзоров все чаще используется более простой, но и обладающий рядом существенных достоинств метод  $V/V_{max}$ . Главным из них является то, что он свободен от априорных предположений о форме функции светимости.

Суть данного метода, предложенного в своё время первооткрывателем квазаров М. Шмидтом, заключается, как известно, в вычислении для каждого объекта максимального объема  $V_{max}$ , в котором данный объект возможно наблюдать. Для данных об излучении в эмиссионных линиях задача является довольно сложной, так как существует сразу несколько причин, по которым объект может не попасть в выборку, а именно: наблюдаемая звездная величина



достигнет границ полноты обзора, уменьшение отношения  $S/N$  на бóльших  $z$ , наблюдаемое уширение линий с ростом красного смещения, засветка пикселей на спектрах близких и ярких объектов. Авторам, использующим метод  $V_{max}$ , приходится для каждого объекта создавать модельные спектры, моделировать шум и таким образом вычислять предельный объем, в котором рассматриваемый объект может наблюдаться. Еще одним недостатком является то, что он не учитывает роли крупномасштабной структуры – вариации плотности галактик.

В нашем варианте для каждого бина при построении функции светимости необходимо получить функцию средней вероятности обнаружения объекта  $\rho(d_c)$ , где  $d_c$  – сопутствующее расстояние. Отсюда мы можем получить усредненное значение  $v_{max}$  для объектов в данном бине:

$$\langle v_{max} \rangle = \int_{d_{c,min}}^{d_{c,max}} 4\pi r^2 \rho(d_c) dr,$$

где  $d_{c,min}$  и  $d_{c,max}$  – соответственно ближняя и дальняя граница всей выборки. Значение функции светимости в отдельном бине составляет

$$\hat{\phi}(L) = \frac{N_{norm}}{\langle v_{max} \rangle d \lg L_{[OIII]}},$$

где  $N_{norm}$  – количество галактик после нормировки. Размерность  $\hat{\phi}(L)$  –  $\text{Mpc}^{-3} (\lg L_{[OIII]})^{-1}$ , т.е. количество объектов на единицу объёма на единицу логарифма светимости (dex). В итоговую ошибку определения  $\hat{\phi}$  вносят вклад пуассонова ошибка, равная  $\sigma_{N_{obs},poiss} = \sqrt{N_{obs}}$ , и погрешность  $\sigma_{\langle v_{max} \rangle}$  в вычислении  $\langle v_{max} \rangle$ . Итоговая ошибка в вычислении функции светимости в этом случае равна

$$\hat{\phi}(L) = \frac{1}{d \lg L_{[OIII]}} \sqrt{\left( \frac{\theta \sigma_{N_{obs},poiss}}{\langle v_{max} \rangle} \right)^2 + \left( \frac{N_{norm} \sigma_{\langle v_{max} \rangle}}{\langle v_{max} \rangle^2} \right)^2},$$

где  $\theta$  – множитель, соответствующий нормировке, так что  $N_{norm} = \theta N_{obs}$ .

В данной работе все светимости выражены в единицах  $L/L_{\odot}$ , где  $L_{\odot} = 3.844 \times 10^{33}$  эрг/с.

Как было отмечено выше, существующие методы не учитывают влияние крупномасштабной структуры Вселенной на функцию светимости. Для учета этого эффекта нами был применен следующий подход.

Функция светимости неактивных галактик для Локальной Вселенной хорошо известна, она получена во множестве работ. Пусть  $\langle \rho_{gal} \rangle$  — вычисленная из функции светимости средняя плотность галактик, а  $\rho_{gal}$  — плотность галактик в некоем рассматриваемом элементе объема. Пусть в этом же элементе объема наблюдается количество AGN ( $N_{AGN}$ ), удовлетворяющих неким критериям отбора. Тогда количество AGN в этом элементе объема, нормированное на среднюю плотность галактик в локальной вселенной, выражается следующим образом:

$$N_{AGN, norm} = N_{AGN} \frac{\langle \rho_{gal} \rangle}{\rho_{gal}}.$$

Для построения нормировки создадим отдельную выборку галактик, ограниченную по величине значениями звездной величины  $m_{min} = 14.5$  и  $m_{max} = 17.6$ ; в этих границах обзор SDSS является полным. Пусть  $L_{obs}$  — суммарная наблюдаемая светимость галактик в рассматриваемом объеме, удовлетворяющих условию  $m > m_{min}$  и  $m < m_{max}$ ,  $L_i$  — светимость  $i$ -ой галактики. Тогда  $L_{obs} = \sum_{i=1}^N L_i$ .

Функция светимости, как правило, аппроксимируется формулой

$$\phi(L)dL = \phi^*(L/L^*)^{\alpha} \exp(-L/L^*)d(L/L^*)$$

или в абсолютных величинах [202]

$$\phi(M)dM = (0.4 \ln 10)\phi^* 10^{0.4(M^*-M)(1+\alpha)} \exp(-10^{0.4(M^*-M)})dM.$$

В работе [203] приводятся следующие параметры для локальной функции светимости галактик:  $\phi^* = 0.0090 \pm 0.0007$ ,  $M^* - 5 \lg h = -20.73 \pm 0.04$ ,  $\alpha =$

$-1.23 \pm 0.02$  в полосе  $r$  обзора SDSS. Отсюда можно получить расчетную суммарную светимость галактик в единичном объеме:

$$L_{sch} = \int_{L_1}^{L_2} L' \phi(L') dL.$$

Интегрирование в этой формуле необходимо ограничить сверху и снизу значениями  $L_{max}$  и  $L_{min}$  или  $M_{max}$  и  $M_{min}$  в силу того, что для слабых галактик точность определения функции светимости невысока, а при интегрировании до бóльших  $L_{max}$  итоговое значение  $L_{sch}$  очень сильно зависит от параметров функции Шехтера. В данной работе были использованы следующие граничные значения:  $M_{max} = -17$ ,  $M_{min} = -23$  для полосы  $r$ . Они же используются для вычисления  $L_{obs}$ .

Теперь можно получить отношение средней плотности галактик в Локальной Вселенной к наблюдаемой плотности галактик в рассматриваемом объеме:

$$\frac{\langle \rho_{gal} \rangle}{\rho_{gal}} = \frac{L_{sch} V \mu}{L_{obs}} = \kappa,$$

где  $V$  — объем Вселенной в масштабах от  $d_{c,min}$  до  $d_{c,max}$ , а  $\mu$  — область покрытия обзора. Данное соотношение, естественно, справедливо только в случае, в котором параметры функции Шехтера  $\alpha$  и  $L^*$  являются постоянными и который мы и рассматриваем. Нормировка считается нами возможной, если  $L_{sch}/L_{sch,tot}$  больше порогового значения 0.1, где  $L_{sch,tot}$  — интегральная светимость всех галактик, полученная из функции Шехтера. Интересно, при таком подходе необязательно знать телесный угол обзора, так как при переходе к концентрациям получаем:

$$n_{AGN,norm} = N_{AGN} \frac{L_{sch} V \mu}{L_{obs}} \frac{1}{\mu V} = N_{AGN} \frac{L_{sch}}{L_{obs}}.$$

Проверим успешность данного алгоритма. Применим его для выборки галактик с известными абсолютными величинами. Как было уже сказано выше, обзор SDSS является полным для галактик с  $14.5 < m_r < 17.6$  [195].

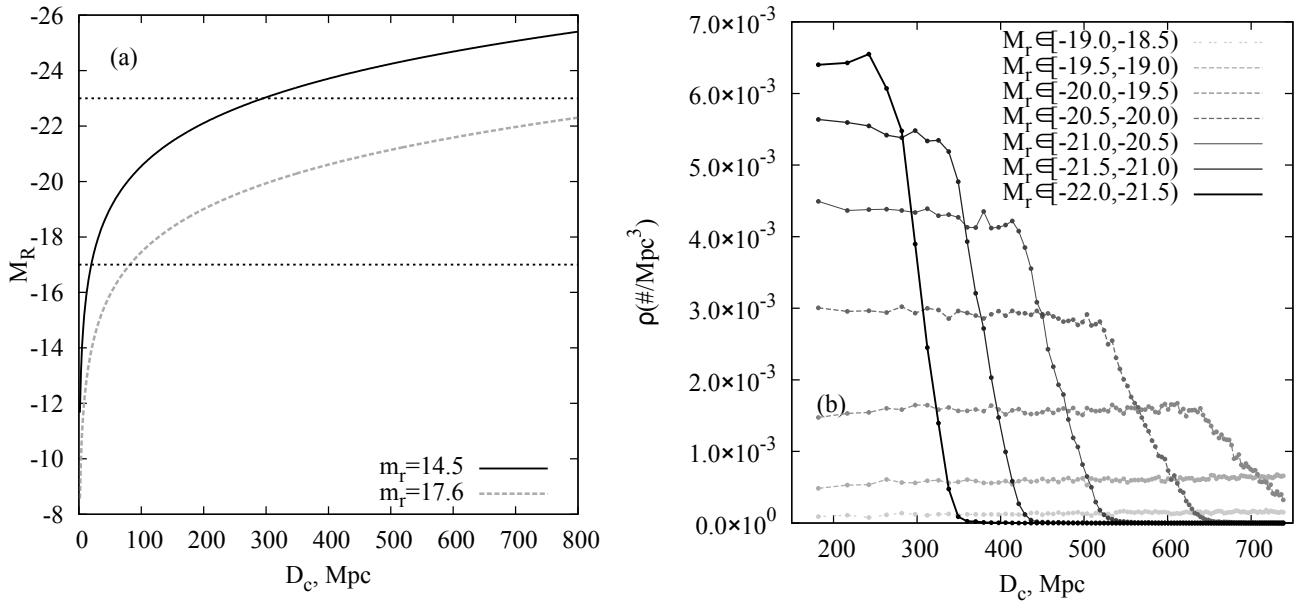


Рис. 2.2.1. (a) Зависимость абсолютной звездной величины от сопутствующего расстояния для видимых величин, соответствующих границам полноты обзора SDSS. Горизонтальные линии — граничные значения абсолютных величин, использованные в данной работе для нормализации. Подробности см. в тексте. (b) Зависимость нормированной пространственной плотности от расстояния для ряда интервалов абсолютных величин. Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216].

Зависимость плотности галактик от  $z$  в интервале  $M_1 < M < M_2$  имеет вид  $\rho(z) = \rho_* f_{gs}(z) f_c(z)$ , где  $f_{gs}(z)$  отражает вариации плотности глобальной структуры, а  $f_c$  — функция полноты обзора. После нормировки имеем:  $\rho(z) = \rho_* f_c(z)$ . Если нормировка выполнена верно, то функция должна сначала расти, затем выходить на плато, а по достижении определенного значения снова спадать, когда видимые звездные величины, соответствующие абсолютным звездным величинам  $M_1$  и  $M_2$ , выходят за границы полноты обзора (рис. 2.2.1a).

Именно такое поведение и наблюдается в действительности, что отражено на рис. 2.2.1б.

Функцию светимости для неактивных галактик, таким образом, можно определить напрямую, так как их пространственная плотность в интервале абсолютных величин  $M_1$  и  $M_2$  соответствует плато функции  $\rho(z)$ . С AGN ситуация сложнее, так как существует множество факторов помимо фотометриче-

ской величины, из-за которых объект не попадет в выборку AGN. Эти факторы можно условно разделить на два вида. К первому относятся факторы, вызывающие невозможность наблюдения ярких объектов на близком расстоянии (слишком яркая видимая величина, засветка спектров очень ярких эмиссионных линий). Функция вероятности (назовем ее  $\rho_{inc}(d_c)$ ) будет увеличиваться с расстоянием. Будем искать ее в форме  $\exp(-b_1/d_c^2)$ , где  $b_1$  — свободный параметр. Ко второму виду относится снижение вероятности обнаружения объекта с ростом расстояния вследствие уменьшения видимой яркости. Соответствующая функция  $\rho_{dec}$  будет уменьшаться по мере роста расстояния до объекта. Будем искать ее в форме  $\exp(-b_2 d_c^2)$ , где  $b_2$  — свободный параметр.

Коснёмся вопроса об ошибочной классификации. Характеристикой, определяющей популяции NLS и BLS, являются полуширины линий H $\beta$ . Как было отмечено в работе [204], с ухудшением качества спектров и ростом отношения сигнала к шуму величина FWHM для более узких линий систематически недооценивается. Таким образом, для популяции BLS с ростом расстояния будет расти число объектов, ошибочно не вошедших в эту группу из-за недооценки полуширины. В группу же NLS часть объектов не войдет из-за того, что их величины FWHM(H $\beta$ ) ошибочно окажутся ниже порогового значения для Sy1. В NLS ошибочно с ростом расстояния будут появляться объекты, в действительности являющиеся BLS. Эти явления так же вносят вклад в рассматриваемые вероятности.

Таким образом, для каждого бина по светимости  $L_{[OIII]} \in [L_i, L_{i+1}]$  нужно нормированную плотность AGN аппроксимировать функцией  $\rho_{AGN} = a\rho_{dec}\rho_{inc}$ . Соответствующее среднее значение объема  $v_{max}$  равняется

$$\langle v_{max} \rangle = \int_{d_{c,min}}^{d_{c,max}} 4\pi d_c^2 e^{-b/d_c^2} e^{-cd_c^2} d(d_c)$$

Поскольку наблюдаемые значения  $\rho_{AGN}(z)$ , особенно для ярких объектов,

малы, для анализа и мы использовали кумулятивную функцию

$$f_{obs}(d_c) = N_{AGN}(d_{c,i} < d_c),$$

где  $N_{AGN}(d_{c,i} < d_c)$  — количество AGN в рассматриваемом бине светимости с расстоянием  $d_{c,i} < d_c$ , бóльшим минимального расстояния, которым была ограничена выборка. Аппроксимация проводилась соответственно функцией

$$f_{fit}(d_{c,i}) = \int_{d_{c,min}}^{d_{c,i}} 4\pi a d_c^2 e^{\left(-\frac{b_1}{d_c^2}\right)} e^{(-b_2 d_c^2)} d(d_c).$$

В силу того, что данный интеграл не берется в квадратурах, аппроксимация проводилась численными методами. Отметим, что результатом аппроксимации является форма функции  $\rho_{AGN}(d_c)$ . Величина  $\sigma_{\langle v_{max} \rangle}$  определяется из погрешности аппроксимации, т.е. из  $\sigma(a)$ ,  $\sigma(b_1)$  и  $\sigma(b_2)$  (см. ниже).

При окончательной обработке данных не использовался фиксированный шаг ни по светимости, ни по расстоянию. Функция светимости изменяется очень сильно с ходом  $L_{[OIII]}$ , поэтому ширина бина варьировалась вручную. Размеры бинов, как и количество объектов в каждом из них, приведены в таблице.

Фиксированный шаг по расстоянию делает невозможным использование нормировки для относительно близких галактик, так как объем, соответствующий каждому бину, с приближением к наблюдателю уменьшается, и, как следствие этого, уменьшается количество объектов в выборке для нормировки. Вместо этого использовался шаг с постоянным приращением объема  $\delta V_c$ . Соответственно, для  $i$ -го бина имеем следующие граничные значения расстояния:

$$\sqrt[3]{\frac{4}{3}\pi d_{c,0}^3 + i\delta V_c} \frac{3}{4}\pi < d_c < \sqrt[3]{\frac{4}{3}\pi d_{c,0}^3 + (i+1)\delta V_c} \frac{3}{4}\pi.$$

В итоге функция светимости AGN в полосе [OIII] была получена для трех подвыборок: все BL AGN, NLS ( $FWHM(H\alpha) \in 1200, 2000$  км/с), BLS

Таблица 2.2.1. Функции светимости NLS, BLS и Sy1. Единицы измерения табличных величин следующие.  $L_{[OIII]}$  в  $\log L/L_{\odot}$ , Bin(размер бина по светимости) в dex, функция светимости  $\hat{\phi}(L)$  — в  $\#Mpc^{-3} \log L_{[OIII]}^{-1}$ . N — количество объектов в каждом бине по светимости. Таблица опубликована в работе автора диссертации [216]

NLS				BLS				Sy1			
$L_{[OIII]}$	Bin	$\hat{\phi}(L)$	N	$L_{[OIII]}$	Bin	$\hat{\phi}(L)$	N	$L_{[OIII]}$	Bin	$\hat{\phi}(L)$	N
5.5	0.5	$-5.138^{+0.047}_{-0.053}$	256	5.3125	0.125	$-4.313^{+0.048}_{-0.055}$	299	5.3125	0.125	$-4.215^{+0.050}_{-0.057}$	339
5.875	0.25	$-5.150^{+0.030}_{-0.032}$	228	5.4375	0.125	$-4.340^{+0.024}_{-0.026}$	323	5.4375	0.125	$-4.260^{+0.023}_{-0.024}$	374
6.125	0.25	$-5.154^{+0.029}_{-0.031}$	230	5.5625	0.125	$-4.317^{+0.023}_{-0.024}$	388	5.5625	0.125	$-4.277^{+0.021}_{-0.022}$	452
6.375	0.25	$-5.213^{+0.047}_{-0.052}$	211	5.6875	0.125	$-4.312^{+0.022}_{-0.023}$	439	5.6875	0.125	$-4.277^{+0.020}_{-0.021}$	524
6.625	0.25	$-5.399^{+0.031}_{-0.034}$	193	5.8125	0.125	$-4.370^{+0.020}_{-0.021}$	469	5.8125	0.125	$-4.288^{+0.018}_{-0.019}$	575
6.875	0.25	$-5.190^{+0.049}_{-0.055}$	175	5.9375	0.125	$-4.384^{+0.021}_{-0.022}$	470	5.9375	0.125	$-4.337^{+0.018}_{-0.019}$	592
7.125	0.25	$-5.463^{+0.036}_{-0.039}$	153	6.0625	0.125	$-4.460^{+0.021}_{-0.022}$	443	6.0625	0.125	$-4.395^{+0.018}_{-0.019}$	547
7.375	0.25	$-5.441^{+0.036}_{-0.039}$	142	6.1875	0.125	$-4.702^{+0.023}_{-0.025}$	336	6.1875	0.125	$-4.556^{+0.021}_{-0.022}$	462
7.625	0.25	$-5.511^{+0.039}_{-0.043}$	131	6.3125	0.125	$-4.874^{+0.026}_{-0.028}$	282	6.3125	0.125	$-4.737^{+0.022}_{-0.024}$	399
7.875	0.25	$-5.80^{+0.12}_{-0.17}$	93	6.4375	0.125	$-4.985^{+0.028}_{-0.029}$	262	6.4375	0.125	$-4.704^{+0.041}_{-0.045}$	356
8.25	0.5	$-6.241^{+0.084}_{-0.10}$	81	6.625	0.25	$-5.088^{+0.024}_{-0.026}$	329	6.625	0.25	$-4.917^{+0.019}_{-0.020}$	522
8.75	0.5	$-6.76^{+0.10}_{-0.14}$	19	6.875	0.25	$-5.047^{+0.025}_{-0.027}$	307	6.875	0.25	$-4.809^{+0.032}_{-0.035}$	482
				7.125	0.25	$-5.080^{+0.023}_{-0.025}$	346	7.125	0.25	$-4.930^{+0.019}_{-0.020}$	499
				7.375	0.25	$-4.940^{+0.030}_{-0.036}$	398	7.375	0.25	$-4.813^{+0.026}_{-0.028}$	540
				7.625	0.25	$-5.268^{+0.023}_{-0.024}$	390	7.625	0.25	$-5.084^{+0.020}_{-0.021}$	521
				7.875	0.25	$-5.358^{+0.049}_{-0.055}$	261	7.875	0.25	$-5.230^{+0.039}_{-0.043}$	354
				8.25	0.5	$-5.833^{+0.029}_{-0.031}$	246	8.25	0.5	$-5.748^{+0.024}_{-0.026}$	327
				8.75	0.5	$-6.180^{+0.064}_{-0.075}$	57	8.75	0.5	$-6.230^{+0.052}_{-0.059}$	76

(FWHM(H $\alpha$ ) > 2000 км/с).

Вся численная обработка данных в текущей работе проводилась при помощи написанных нами программ на языке PYTHON.

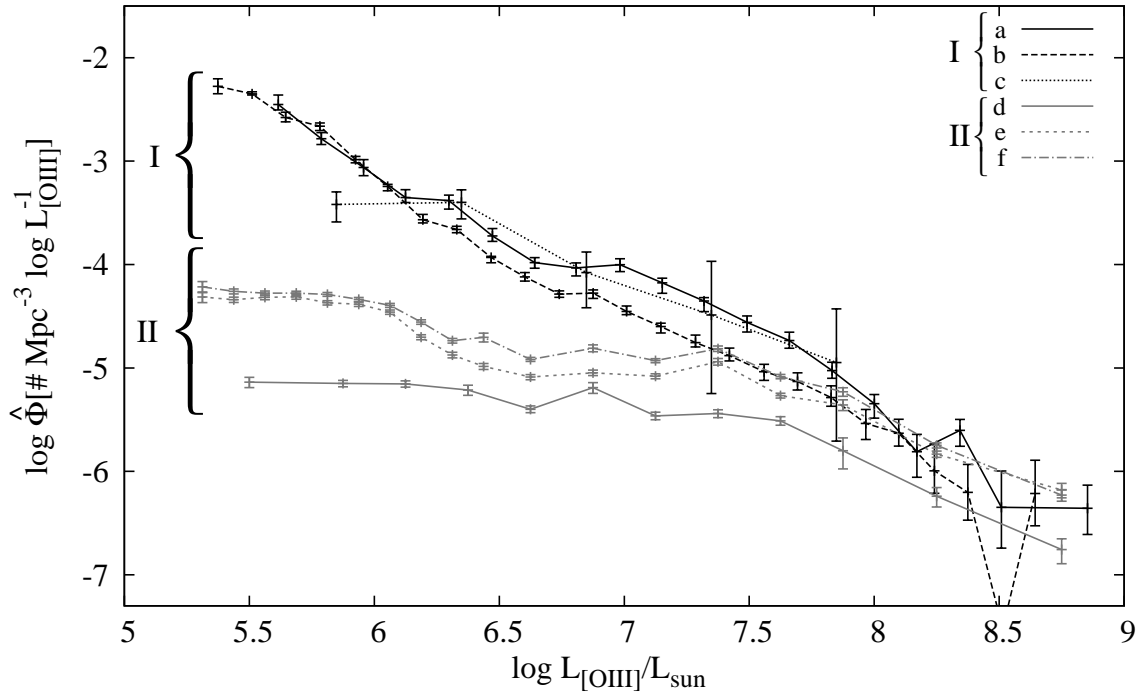


Рис. 2.3.1. Функции светимости для NLS, BLS и NLS+BLS, полученные в данной работе. Для сравнения приводятся LF из работ [1], [2], полученные в той же линии [OIII] $\lambda$ 5007Å. а) Sy1 [1] б) Sy2 [1] в) Type2 AGN [2] д,е,ф) NLS,BLS,NLS+BLS по результатам данной работы. В группу I выделены функции светимости из литературы, в группу II — функции светимости для разных объектов, полученные нами. Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216].

### 2.3. Сравнение полученной функции светимости с результатами других работ

На рис. 2.3.1 приводятся полученные в данной работе функции светимости для NLS и BLS, а также суммарная LF для этих типов объектов, т.е. для Sy1 с  $FWMH(H\alpha) \geq 1200$  км/с. Полученные нами результаты также приводятся в таблице.

Для сравнения приводятся функции светимости из работ [1] и [2]. В первой работе функции светимости получены как для Sy1, так и для Sy2, во



второй – только для AGN II. Как видно из рис. 2.3.1, функции светимости из работ [1, 2] находятся в уверенном согласии друг с другом. Полученная нами кривая лежит ниже.

Однако функции светимости многих авторов демонстрируют серьезное расхождение с таковой из [1]. Для сравнения с LF из других работ светимости были пересчитаны к величинам в джонсоновской полосе  $B$ . Формулы пересчета были использованы следующие: из  $L_{[\text{OIII}]}$  в  $M_B$  в соответствии с формулой [2]

$$\lg\left(\frac{L_{[\text{OIII}]}}{L_{\odot}}\right) = -0.38M_B - 0.42,$$

из  $H\alpha$  в  $M_B$  в соответствии с формулой [205]

$$M_B = -2.1(\lg L_{H\alpha} - 42) - 20.1.$$

Следует отметить, что приведенные выше соотношения обладают значительными неточностями. Свидетельством этого является расхождение функций светимости в  $M_B$ , полученных пересчетом из  $H\alpha$  и [OIII] из работы [1]. На рис. 2.3.2, помимо полученной авторами данной работы, приведены функции светимости из следующих работ:

- 1) [1, 2] – пересчитанные из LF в полосе [OIII],
- 2) [1, 205, 206] – пересчитанные из LF в полосе  $H\alpha$ ,
- 3) [199] – функция светимости для квазаров на  $0.4 < z < 0.68$ , полученная в полосе  $M_B$ .

Отметим, что в работе [206] есть известная опечатка; исправленные данные были опубликованы авторами в [207].

Как можно видеть, LF различных авторов условно образуют 2 группы. В первую входят результаты [1, 2], во вторую – [205, 206]. Полученная нами функция светимости для Sy1 находится примерно посередине между противоречащими друг другу результатами этих авторов. Что существенно, полученная нами LF для Sy1 переходит в таковую для квазаров из работы [199].

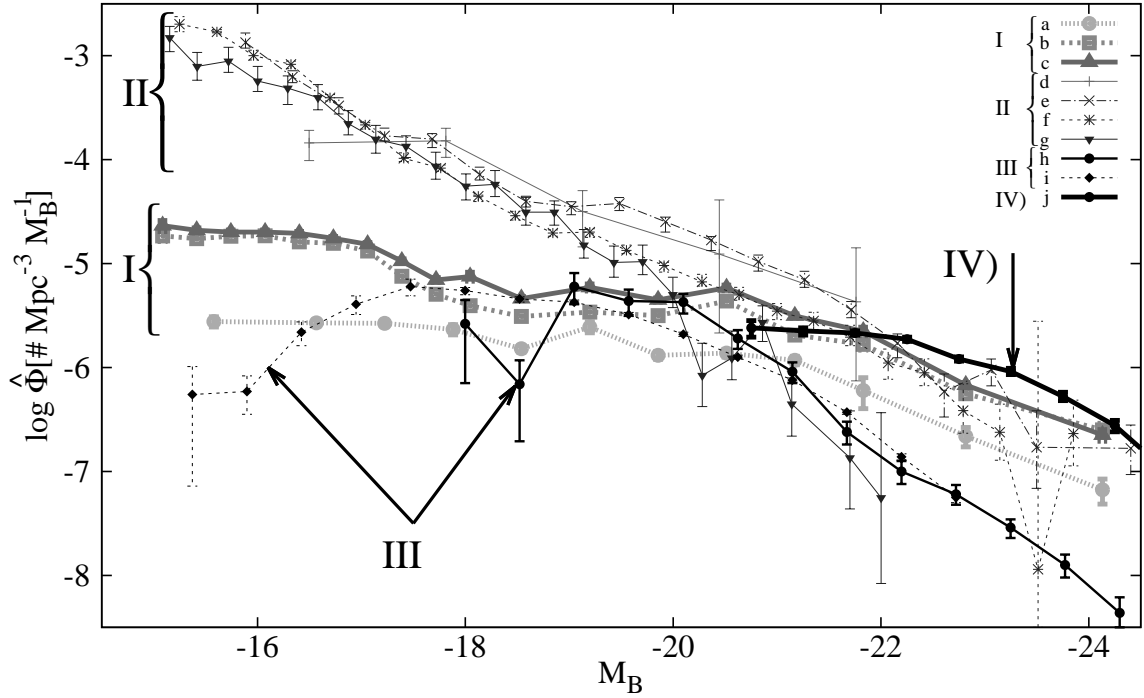


Рис. 2.3.2. Функции светимости в полосе В, полученные конвертированием светимостей из  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$  или  $\text{H}\alpha$ . a,b,c) NLS, BLS, NLS+BLS по результатам данной работы d) Type2 AGN, из  $[\text{OIII}]$  [2] e) Sy1 из  $[\text{OIII}]$  [1] f) Sy2 из  $[\text{OIII}]$  [1] g) Sy1+Sy2 из  $\text{H}\alpha$  [1] h) Sy1 из  $\text{H}\alpha$  [205] i) Sy1 из  $\text{H}\alpha$  [207] g) QSO, получена в полосе В [199]. Функции светимости поделены на следующие группы. Группа I – LF, полученные в данной работе. Группа II – из работ [1] и [2]. Группа III – LF из работ [205] и [206]. Эти две группы выделены из-за хорошего согласия результатов между собой. IV – функция светимости для квазаров из [199]. Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216].

При анализе данных обращает на себя внимание тот факт, что отношение  $\phi(\text{NLS})/\phi(\text{BLS})$  не является постоянным. Оно испытывает максимум при  $\lg L_{[\text{OIII}]} / L_{\odot}$  между 6.3 и 8. При больших светимостях оно плавно уменьшается, при меньших – уменьшается на  $\sim 0.5$  dex к  $\lg(L_{[\text{OIII}]} / L_{\odot}) = 5.3$ . Причину этого можно предположить, рассмотрев результаты работы [69], в которой была исследована выборка NLS и BLS и светимости AGN оценивались по  $M_{r,\text{PSF}}$  и  $M_{g,\text{PSF}}$  из обзора SDSS, что ограничило их рассмотрением объектов с  $L_{\text{AGN}} \gg L_{\text{HG}}$  ( $L_{\text{HG}}$  – светимость родительской галактики). Авторами приводят-

ся данные  $M_{BH}$  и  $L/L_{edd}$  ( $L_{edd}$  — эддингтоновская светимость). Как было отмечено авторами этой и множества других работ, распределения  $M_{BH}$  и  $L/L_{edd}$  для выборок NLS и BLS значительно отличаются.

Так как  $\lg L = \lg \left( L_{edd} \frac{L}{L_{edd}} \right) = \lg (1.3 \times 10^{38}) + \lg \frac{M_{BH}}{M_{\odot}} + \lg \frac{L}{L_{edd}}$ , то, если  $\lg \frac{M_{BH}}{M_{\odot}}$  и  $\lg \frac{L}{L_{edd}}$  распределены нормально, и  $\lg L$  имеет нормальное распределение. Получаем для  $\lg L_{bol}$ :

в случае NLS:

$$\mu = 44.589 \pm 0.052,$$

$$\sigma = 0.404 \pm 0.043,$$

в случае BLS:

$$\mu = 44.535 \pm 0.088,$$

$$\sigma = 0.560 \pm 0.061,$$

где  $\mu$  и  $\sigma$  — соответственно математическое ожидание и дисперсия распределения Гаусса. Математические ожидания находятся в пределах погрешностей, однако дисперсии различны. Существенно то, что распределение NLS значительно уже, и таким образом отношение количества NLS и BLS имеет максимум при  $\lg L_{bol} = 44.64$ , что соответствует  $\lg (L_{[OIII]}/L_{\odot}) = 7.4$ , а при переходе к большим и меньшим светимостям это соотношение уменьшается.

Отметим еще раз, что подобное объяснение не является окончательным, так как оценка  $L_{AGN}$  в [69] проводилась по фотометрии, а именно по  $M_{r,SDSS}$  и  $M_{g,SDSS}$ , т.е. для объектов с распределением  $L_{AGN}$ , отличным от нашей выборки.

Также нами была построена предсказанная функция светимости в мягком рентгеновском диапазоне на основе данных о светимостях в линии [OIII]. Величина  $L_{[OIII]}$  переводилось в светимость в мягком рентгеновском диапазоне 0.5–2 кэВ в соответствии с работами [208, 209]. Для сравнения приводятся

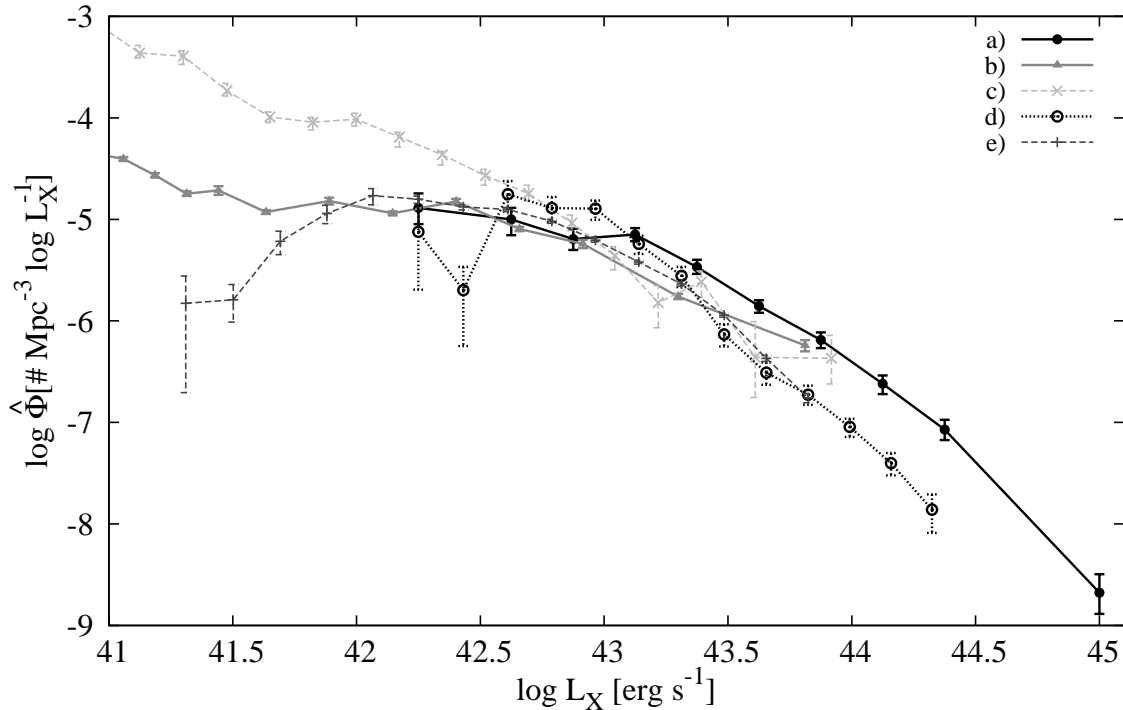


Рис. 2.3.3. Наблюдаемая функция светимости в рентгене в диапазоне энергий 0.5–2keV по данным [210]. Также показаны предсказываемые рентгеновские функции светимости на основе нашей и других работ. а) Sy1, x-ray 0.5–2keV [210] б) Sy1 по данным нашей работы, из [ОIII] в) Sy1 из [ОIII] [1] д) Sy1 из  $H\alpha$  [205] е) Sy1 из  $H\alpha$  [207] Рисунок опубликован в работе автора диссертации [216]. .

предсказываемые функции светимости на основе данных в линии  $H\alpha$  из работ [205, 207]. Светимости из  $H\alpha$  в болометрические были пересчитаны в соответствии с коррекцией, предложенной в работе [206], а далее – из болометрической светимости в  $L_{0.5-2\text{кэВ}}$ , следуя работе [208].

На рис. 2.3.3 приводятся предсказанные на основе данных нашей и других работ LF в рентгеновском диапазоне (0.5–2 кэВ).

Также показана LF, полученная в работе [210] по данным рентгеновских космических аппаратов ROSAT, XMM-Newton, Chandra для AGN первого типа (без поглощения). Что интересно, функция светимости, предсказываемая на основе наших данных для AGN первого типа с  $\text{FWHM}(H\alpha) \geq 1200$  км/с

соответствует реально наблюдаемой лучше, чем LF других авторов.

## 2.4. Выводы главы 2

- Разработан новый метод оценки функции светимости галактик, позволяющий учесть вариации плотности крупномасштабной структуры, с помощью которого были получены функции светимости для NLS, BLS и для всех AGN типа Sy1 в линии [OIII]  $\lambda 5007\text{\AA}$ .
- Полученная LF для сравнения с результатами других работ была переведена в полосу  $B$ . Полученная нами функция светимости для Sy1 лежит между противоречащими друг другу результатами различных авторов.
- На больших светимостях функция светимости Sy1 переходит в LF квазаров.
- Получена предсказанная функция светимости в мягком рентгеновском диапазоне 0.5–2 кэВ. Сравнение показало, что наше предсказание демонстрирует очень хорошее соответствие с реально наблюдаемой LF – лучшее, чем в работах других авторов.
- Доля NLS имеет максимум при определенной светимости. Возможно, это объясняется тем, что у NLS и BLS различаются распределения по  $L/L_{edd}$  и  $M_{BH}$ . Отсюда получается, что средние значения  $L_{bol}$  у NLS и BLS находятся в пределах ошибок, а ширина распределения уже. NLS занимают меньший диапазон по светимости.

## Глава 3

# Связь между частотой встречаемости NLS и крупномасштабной структурой Вселенной

Результаты третьей главы были опубликованы в *Астрономическом Журнале* [217], а также в трудах конференций [221–223].

До настоящего момента мало работ было посвящено вопросу окружения NLS. Так, например, в работе [22] была исследована связь параметров Сейфертовских галактик, LINER (Low-Ionization Nuclei Emission Region galaxies — галактики с низкой ионизацией в излучающей области) и TO (Transition Objects — переходные объекты, содержащие как области интенсивного звездообразования, так и активное ядро) со свойствами окружения. Авторы рассчитывали как концентрацию галактик, так и расстояние до ближайшего компаньона. Связи обнаружено не было. Напротив, авторы работы [211] обнаружили, что есть значительная разница между окружениями Sy1 и Sy2: у Sy2 больше соседей. Авторы сравнили также окружения контрольных выборок галактик таких же морфологических типов для Sy1 и Sy2 и не обнаружили различий в окружении между галактиками с активными ядрами и контрольной выборкой. Но, так как окружения Sy1 и Sy2 значительно различались между собой, как и окружения соответствующих им контрольных выборок, то авторы пришли к выводу, что различия в окружении связаны не с активностью в ядре, а с различиями в морфологических типах. А, например, в работе [212] была обнаружена корреляция между светимостью в ИК диапазоне и плотностью окружения ярких галактик ИК обзора IRAS. В работе [23], непосредственно посвященной окружению NLS, делается вывод, что плотности окружения NLS и Sy1 не отличаются, однако вероятно, что NLS имеют тенденцию реже иметь близких компаньонов. Однако отметим, что

данная публикация относительно старая (2001 год) и выводы в ней сделаны на основе выборки из 27 объектов.

### 3.1. Обработка данных

В этой главе была использована та же выборка объектов каталога SDSS DR7, что и в главе 2. Оценка светимости активного ядра и классификация на NLS/BLS проводились аналогично главе 2. В выборке галактик для нормировки использовалась величина в фильтре  $r$  ( $\text{petroMag}_r$ ) с учетом поглощения.

В первую очередь нами было задано разбиение на бины по светимости AGN в линии  $[\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA}$ , выраженной в  $\lg\left(\frac{L_{[\text{OIII}]}}{L_{\odot}}\right)$ , а также минимальное и максимальное красное смещение. Нами был, аналогично главе 2, использован фиксированный шаг по объему, а не по сопутствующему расстоянию  $d_c$  или красному смещению  $z$ .

Входная таблица с данными о выборке AGN (NLS или BLS) содержит столбцы  $z$ ,  $\lg\left(\frac{L_{[\text{OIII}]}}{L_{\odot}}\right)$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  (красное смещение, логарифм светимости в линии  $[\text{OIII}]$  в единицах светимости Солнца, координаты). Таблица с выборкой галактик для нормировки —  $z$ ,  $m_r$ ,  $M_r$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  (красное смещение, видимую величину в полосе  $r$ , абсолютную величину, координаты).

Сначала для рассматриваемых объектов полностью аналогично главе 2 проводилось вычисление функции вероятности наблюдения объектов в каждом рассматриваемом интервале светимости  $p(d_c)$ , где  $d_c$  — сопутствующее расстояние.

Затем проводилось разбиение объема обзора на элементы, ограниченные, соответственно по красному смещению ( $z_i < z < z_{i+1}$ ), а также прямому восхождению и склонению ( $\alpha_{\min,j} < \alpha < \alpha_{\max,j}$ ;  $\delta_{\min,j} < \delta < \delta_{\max,j}$ ). Для каждого элемента объема производилось вычисление соотношения  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Подсчитывалось количество интересующих нас объектов (NLS и BLS) в рассматриваемом

интервале светимостей. Это количество корректировалось при помощи вычисленной ранее функции  $p(d_c)$ . Проведя аналогичные вычисления для всех элементов объема, мы получаем зависимость  $N_{NLS}$ ,  $N_{BLS}$  и  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , где  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  — пространственные концентрации NLS и BLS соответственно.

Погрешности вычислялись следующим образом. Количество объектов, скорректированное на функцию вероятности наблюдения объекта, в рассматриваемом элементе объема в интервале светимости  $l_k < l < l_{k+1}$  равняется

$$N = \sum_i \frac{1}{p(d_{c,i})}.$$

В итоговую ошибку вносит вклад Пуассоновская ошибка и погрешность определения функции  $p(d_c)$ . Соответственно, имеем:

$$\sigma^2 N = \sum_i \left[ \left( \frac{1}{p(d_{c,i})} \right)^2 + \left( \frac{1}{p^2(d_{c,i})} \sigma_{p(d_{c,i})} \right)^2 \right]$$

Так как функция  $p(d_c)$  имеет вид

$$p(d_c) = \exp(-b_1 d_c^2) \exp\left(-\frac{b_2}{d_c^2}\right),$$

то, соответственно, имеем формулу для погрешности:

$$\sigma_{p(d_c)}^2 = \left( d_c^2 \exp(-b_1 d_c^2) \exp\left(-\frac{b_2}{d_c^2}\right) \sigma_{b_1} \right)^2 + \left( \frac{1}{d_c^2} \exp(-b_1 d_c^2) \exp\left(-\frac{b_2}{d_c^2}\right) \sigma_{b_2} \right)^2$$

### 3.2. Пространственная концентрация AGN и крупномасштабная структура

Для начала необходимо выбрать сетку разбиения обзора SDSS как по углам  $\alpha$  и  $\delta$ , так и по красному смещению  $z$ . Разбиение на слишком большие элементы объема приведет к тому, что мы потеряем информацию о мелкомасштабных вариациях концентрации галактик. При разбиении же на малые элементы объема во многих элементах будет недостаточно галактик для вычисления соотношения  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Т.е. при таком разбиении можно изучить изменение



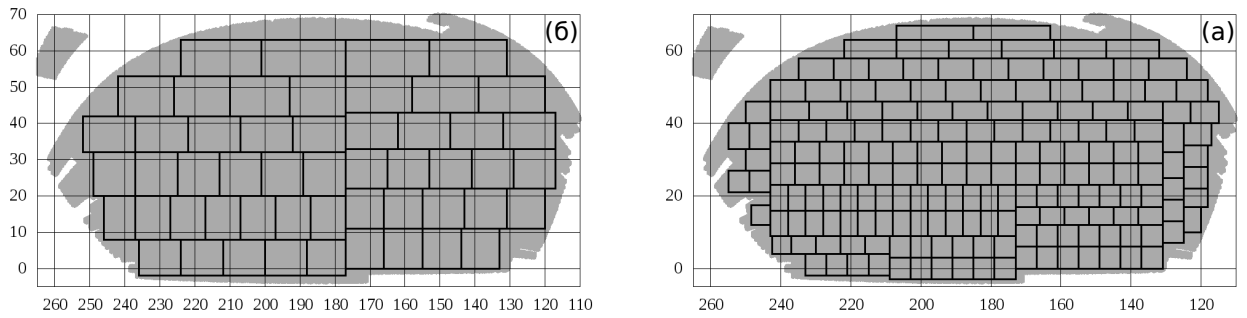


Рис. 3.2.1. Используемые разбиения области обзора SDSS. Площадь каждого элемента составляет соответственно а)  $0.037\text{sr}$  или  $120^\square$  и б)  $0.011\text{sr}$  или  $36^\square$ . Рисунок опубликован в работе [217].

соотношения  $\frac{\rho_{NLS}}{\rho_{BLS}}$  в мелкомасштабных областях повышенной концентрации галактик.

Нами рассматривались только элементы объема с количеством неактивных галактик для нормировки  $N \geq 100$ , так что Пуассоновская погрешность составляет  $\leq 10\%$ . В целях проверки вычисления были также проведены и для  $N \geq 50$ , полученные результаты полностью аналогичны, погрешности по оси ординат закономерно меньше, разброс точек по оси абсцисс, соответственно, увеличен. Далее на всех рисунках приведены результаты расчета при заданном  $N \geq 100$ , кроме рис. 3.2.3м, так как при  $N \geq 100$  в данном бине светимостей при такой сетке разбиения получалось слишком малое количество объектов. Вместо этого на рис. 3.2.3м показаны результаты для  $N \geq 50$ .

Были использованы 2 сетки разбиения. Параметры первой таковы. Телесный угол каждого элемента  $\Omega = 0.037\text{sr}$  или  $120^\square$ , минимальное красное смещение  $z_{min} = 0.027$ , максимальное красное смещение  $z_{max} = 0.18$ , количество бинов по  $z$  равняется 8. Параметры 2-ой сетки разбиения следующие:  $\Omega = 0.011\text{sr}$  или  $36^\square$ ,  $z_{min} = 0.022$ ,  $z_{max} = 0.18$ , количество бинов по  $z$  составляет 15. Сетки 1 и 2 приведены на рис. 3.2.1а и 3.2.1б соответственно.

Был использован тот же диапазон по светимости AGN, что и при вычислении функции светимости, однако разбиение было выполнено на 4 интервала

вместо 12: 5.25 – 6.25, 6.25 – 7.0, 7.0 – 7.75, 7.75 – 9.0. Значения в единицах  $\lg \frac{L_{[OIII]}}{L_{\odot}}$ .

Для каждого интервала светимости были построены зависимости  $N_{NLS}$  (Мпк<sup>-3</sup>),  $N_{BLS}$  (Мпк<sup>-3</sup>) и  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Также эти соотношения были получены для всего рассмотренного диапазона светимости AGN ( $L = 5.25 - 9.0$ ).

Рассмотрим полученные результаты для первой сетки разбиения. Такая сетка позволяет построение интересующих нас зависимостей в диапазоне  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle} = 0.5 - 2.5$ .

На рисунке 3.2.2 показаны следующие зависимости. В верхнем ряду на графиках а) – г) изображена зависимость  $N_{BLS}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$  для четырех рассматриваемых интервалов светимости AGN. Во втором ряду на графиках д) – з) те же зависимости для NLS. В третьем ряду и) – м) находятся зависимости  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . В четвертом ряду (н, о, п) показаны зависимости  $N_{BLS}$ ,  $N_{NLS}$  и  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  для всего рассматриваемого диапазона светимостей AGN.

Зависимости  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  были аппроксимированы как линейной функцией  $ax + b$ , так и экспоненциальной в форме  $a \times \exp\left(-\frac{c}{x^2}\right) + b$ , где  $a$ ,  $b$  и  $c$  – свободные параметры. Данная функция была выбрана в силу того, что она растёт с ростом  $x$  и асимптотически выходит на плато на больших  $x$ . Зависимость  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  аппроксимировалась линейной функцией, а также кубическим полиномом  $ax^3 + bx^2 + cx + d$ . Результаты аппроксимации приведены в таблицах 3.2.1 и 3.2.2. В первой даны значения параметров аппроксимации для линейной функции, во второй – экспоненциальной функций. Также в таблице даны погрешности,  $\chi^2$  и количество степеней свободы  $N$ . Зависимости  $N_{BLS}$  и  $N_{NLS}$  хорошо аппроксимируются линейной функцией и, как видно из критерия  $\chi^2$ , использование экспоненциальной функции не улучшает результат аппроксимации. То же касается и зависимости  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Отметим, что коэффициенты  $a$  в линейной аппроксимации для  $L_{AGN} = 6.25 - 7.0$  и  $L_{AGN} = 7.0 - 7.75$  равны нулю

в пределах погрешности. Для самых слабых AGN с  $L_{AGN} = 5.25 - 6.25$  есть слабая тенденция увеличения отношения  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  по мере роста концентрации галактик ( $a = (4.63 \pm 2.13) \times 10^{-2}$ ). Для самых ярких же зависимость обратная, т.е. отношение количества NLS к BLS уменьшается с ростом концентрации галактик контрольной выборки, и  $a = (-1.58 \pm 0.60) \times 10^{-1}$ .

Для всего рассматриваемого интервала светимостей AGN ( $L=5.25-9.0$ ) все три зависимости также являются линейными, судя по критерию  $\chi^2$ . Отметим, однако, что в этом случае зависимость  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , по-видимому, отсутствует, так как коэффициент  $a = (2.26 \pm 2.36) \times 10^{-2}$  равен нулю в пределах погрешности.

Рассмотрим теперь вторую сетку разбиения. Как было сказано выше, она позволяет проследить интересующие нас зависимости до бóльших значений  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , при этом отслеживая их на малых концентрациях галактик контрольной выборки с худшей достоверностью.

Рисунок 3.2.3, на котором изображены полученные зависимости, устроен аналогичным рисунку 3.2.2 образом. Результаты аппроксимации зависимостей приведены в таблицах 3.2.3 и 3.2.4. При рассмотрении интервала  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , достигающего до бóльших значений, результаты имеют ряд отличий от полученных выше. Рассмотрим зависимость  $N_{BLS}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Для первого интервала присутствует свидетельство отклонения от линейной зависимости при больших значениях  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Так, при аппроксимации линейной функцией  $\chi^2 = 1.15$ , а при аппроксимации экспоненциальной функцией  $\chi^2 = 1.01$ . Отклонение от линейной зависимости для 3-ех остальных интервалов по светимости AGN отсутствует. Для всего рассматриваемого диапазона светимостей AGN отклонение отсутствует,  $\chi^2 = 1.3$  для линейной и  $\chi^2 = 1.27$  для экспоненциальной зависимости. Для зависимости  $N_{NLS}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$  незначительное свидетельство отклонения от линейной зависимости присутствует для  $L_{AGN} = 7.0 - 7.75$  ( $\chi^2 = 1.14$  и  $1.02$

для линейной и экспоненциальной зависимостей).

Зависимость  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$  как для 4-ех интервалов светимости AGN, так и для всего диапазона аппроксимируется прямыми линиями, причем коэффициенты  $a$  находятся в пределах погрешности от нулевых значений.

Рассмотрим теперь, что дают вышеописанные результаты. В случае, если NLS и BLS составляют некую фиксированную, хотя и различную, долю от всех галактик, то, очевидно, рассмотренные зависимости будут вести себя следующим образом.  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  будут линейными, а  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  будет константой. Отклонение от этого будет свидетельствовать в пользу того, что данные предположения не соответствуют действительности. Отклонения  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от константы наблюдаются в трех случаях. Для 1-ой сетки при  $L = 5.25 - 6.25$  и  $L = 7.75 - 9.0$ , для 2-ой при  $L = 7.75 - 9.0$ . Причем отклонения эти слабые, а в случаях 2 и 3 — в противоположные стороны. Что говорит о том, что *нет статистически достоверных свидетельств отклонения соотношения  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от константы.*

Для всех рассмотренных интервалов светимости AGN зависимости  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  являются линейными. Исключения — BLS,  $L = 5.25 - 6.25$  и NLS,  $L = 7.0 - 7.75$ , 2-сетка разбиения. Присутствует свидетельство отклонения от линейной зависимости при  $\frac{\rho_{gal}}{\rho_{ga}} > 3$ . Однако, статистическая достоверность этого недостаточна для каких-либо выводов.

Итак, судя по всему, для всех рассмотренных интервалов светимости AGN зависимости  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$  являются линейными. Все вышесказанное говорит о том, что NLS и BLS составляют некую долю всех галактик, которая зависит от светимости NLS и BLS, но не от средней плотности галактик.

Таблица 3.2.1. Результаты аппроксимации зависимостей, полученных с помощью сетки разбиения 1 (см. рис. 3.2.1а). В первой колонке показано, которая из зависимостей аппроксимировалась. Во второй колонке интервал светимости AGN в единицах  $\lg(L_{[OIII]}/L_{\odot})$ . В столбцах 3–6 ( $a$ ,  $b$ ,  $\chi^2$ ,  $N$ ) даны результаты аппроксимации линейной функцией  $ax + b$ , а именно значения коэффициентов  $a$  и  $b$ , погрешности их определения, а также хи-квадрат и количество степеней свободы  $N$ . Таблица опубликована в работе автора диссертации [217].

		Линейная аппроксимация			
#	$\Delta L$	$a$	$b$	$\chi^2$	N
$N_{BLS}$	5.25–6.25	$(3.65 \pm 0.41) \times 10^{-5}$	$(8.83 \pm 5.36) \times 10^{-6}$	0.68	22
$N_{BLS}$	6.25–7.0	$(7.77 \pm 0.97) \times 10^{-6}$	$(0.67 \pm 1.21) \times 10^{-6}$	0.82	22
$N_{BLS}$	7.0–7.75	$(5.77 \pm 0.91) \times 10^{-6}$	$(0.68 \pm 1.15) \times 10^{-6}$	1.23	22
$N_{BLS}$	7.75–9.0	$(2.18 \pm 0.33) \times 10^{-6}$	$(-0.56 \pm 4.10) \times 10^{-7}$	0.73	19
$N_{NLS}$	5.25–6.25	$(7.89 \pm 1.13) \times 10^{-6}$	$(-2.02 \pm 1.33) \times 10^{-6}$	0.93	22
$N_{NLS}$	6.25–7.0	$(4.12 \pm 0.79) \times 10^{-6}$	$(0.07 \pm 1.00) \times 10^{-6}$	1.13	22
$N_{NLS}$	7.0–7.75	$(2.53 \pm 0.55) \times 10^{-6}$	$(1.29 \pm 6.99) \times 10^{-7}$	0.90	22
$N_{NLS}$	7.75–9.0	$(1.69 \pm 2.01) \times 10^{-7}$	$(6.76 \pm 2.71) \times 10^{-7}$	0.74	19
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–6.25	$(4.63 \pm 2.13) \times 10^{-2}$	$(7.43 \pm 2.93) \times 10^{-2}$	0.83	22
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	6.25–7.0	$(-3.74 \pm 8.29) \times 10^{-2}$	$(5.09 \pm 1.23) \times 10^{-1}$	1.17	22
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.0–7.75	$(3.16 \pm 6.36) \times 10^{-2}$	$(3.48 \pm 0.92) \times 10^{-1}$	0.65	22
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.75–9.0	$(-1.58 \pm 0.60) \times 10^{-1}$	$(5.15 \pm 0.93) \times 10^{-1}$	0.58	19
$N_{BLS}$	5.25–9.0	$(5.29 \pm 0.43) \times 10^{-5}$	$(1.03 \pm 0.56) \times 10^{-5}$	0.69	22
$N_{NLS}$	5.25–9.0	$(1.46 \pm 0.15) \times 10^{-5}$	$(-0.01 \pm 1.89) \times 10^{-6}$	0.88	22
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–9.0	$(2.26 \pm 2.36) \times 10^{-2}$	$(2.01 \pm 0.34) \times 10^{-1}$	0.90	22

Таблица 3.2.2. Результаты аппроксимации зависимостей, полученных с помощью сетки разбиения 1 (см. рис. 3.2.1a). В первой колонке показано, которая из зависимостей аппроксимировалась. Во второй колонке интервал светимости AGN в единицах  $\lg(L_{\text{OIII}}/L_{\odot})$ . Для зависимостей  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  от  $\rho_{gal}/\langle\rho_{gal}\rangle$  столбцы 7,8,9,11,12 ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\chi^2$ ,  $N$ ) содержат результаты аппроксимации функцией  $a \exp(-c/x^2) + b$ , соответственно значения параметров, погрешности их определения, хи-квадрат и количество степеней свободы. Для зависимостей  $N_{NLS}/N_{BLS}$  от  $\rho_{gal}/\langle\rho_{gal}\rangle$  столбцы 7–12 ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $\chi^2$ ,  $N$ ) содержат результаты аппроксимации кубическим полиномом  $a * x^3 + b * x^2 + c * x + d$ . Таблица опубликована в работе автора диссертации [217].

		Нелинейная аппроксимация					
#	$\Delta L$	$a$	$b$	$c$	$d$	$\chi^2$	N
$N_{BLS}$	5.25–6.25	$(7.93 \pm 1.19) \times 10^{-5}$	$(3.40 \pm 0.52) \times 10^{-5}$	$2.08 \pm 0.58$	—	0.68	21
$N_{BLS}$	6.25–7.0	$(1.54 \pm 0.22) \times 10^{-5}$	$(5.32 \pm 1.38) \times 10^{-6}$	$1.65 \pm 0.56$	—	0.81	21
$N_{BLS}$	7.0–7.75	$(1.17 \pm 0.19) \times 10^{-5}$	$(3.74 \pm 1.30) \times 10^{-6}$	$1.51 \pm 0.58$	—	1.16	21
$N_{BLS}$	7.75–9.0	$(4.57 \pm 1.11) \times 10^{-6}$	$(1.46 \pm 0.37) \times 10^{-6}$	$2.04 \pm 0.79$	—	0.85	18
$N_{NLS}$	5.25–6.25	$(1.55 \pm 0.34) \times 10^{-5}$	$(2.88 \pm 1.15) \times 10^{-6}$	$1.72 \pm 0.61$	—	1.03	21
$N_{NLS}$	6.25–7.0	$(7.96 \pm 1.56) \times 10^{-6}$	$(2.02 \pm 1.34) \times 10^{-6}$	$1.30 \pm 0.71$	—	1.12	21
$N_{NLS}$	7.0–7.75	$(5.55 \pm 1.55) \times 10^{-6}$	$(1.84 \pm 0.68) \times 10^{-6}$	$2.05 \pm 1.08$	—	0.89	21
$N_{NLS}$	7.75–9.0	$(0.61 \pm 1.37) \times 10^{-6}$	$(8.25 \pm 1.74) \times 10^{-7}$	$3.98 \pm 9.16$	—	0.77	18
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–6.25	$(8.80 \pm 7.27) \times 10^{-2}$	$(-3.91 \pm 3.15) \times 10^{-1}$	$0.58 \pm 0.43$	$-0.15 \pm 0.18$	0.84	20
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	6.25–7.0	$(2.32 \pm 3.05) \times 10^{-1}$	$-1.07 \pm 1.43$	$1.51 \pm 2.11$	$-0.18 \pm 0.98$	1.25	20
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.0–7.75	$(0.38 \pm 2.61) \times 10^{-1}$	$-0.14 \pm 1.22$	$0.19 \pm 1.82$	$0.30 \pm 0.86$	0.72	20
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.75–9.0	$(-1.43 \pm 2.58) \times 10^{-1}$	$0.82 \pm 1.27$	$-1.63 \pm 2.03$	$1.34 \pm 1.04$	0.61	17
$N_{BLS}$	5.25–9.0	$(1.11 \pm 0.10) \times 10^{-4}$	$(4.39 \pm 0.57) \times 10^{-5}$	$1.85 \pm 0.37$	—	0.62	21
$N_{NLS}$	5.25–9.0	$(2.80 \pm 0.36) \times 10^{-5}$	$(8.09 \pm 2.01) \times 10^{-6}$	$1.48 \pm 0.40$	—	0.92	21
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–9.0	$(8.36 \pm 8.12) \times 10^{-2}$	$(-3.90 \pm 3.67) \times 10^{-1}$	$0.59 \pm 0.52$	$-0.05 \pm 0.24$	0.93	20

Таблица 3.2.3. Результаты аппроксимации зависимостей, полученных с помощью сетки разбиения 2 (см. рис. 3.2.1б). Структура таблицы аналогична таблице 3.2.1. Таблица опубликована в работе автора диссертации [217].

		Линейная аппроксимация			
#	$\Delta L$	$a$	$b$	$\chi^2$	N
$N_{BLS}$	5.25–6.25	$(3.74 \pm 0.30) \times 10^{-5}$	$(6.34 \pm 3.94) \times 10^{-6}$	1.15	43
$N_{BLS}$	6.25–7.0	$(6.61 \pm 0.93) \times 10^{-6}$	$(2.86 \pm 1.29) \times 10^{-6}$	1.07	19
$N_{BLS}$	7.0–7.75	$(5.47 \pm 0.52) \times 10^{-6}$	$(1.41 \pm 0.80) \times 10^{-6}$	0.43	19
$N_{BLS}$	7.75–9.0	$(5.46 \pm 3.75) \times 10^{-7}$	$(1.67 \pm 0.69) \times 10^{-6}$	1.04	19
$N_{NLS}$	5.25–6.25	$(5.47 \pm 1.03) \times 10^{-6}$	$(0.53 \pm 1.38) \times 10^{-6}$	1.46	43
$N_{NLS}$	6.25–7.0	$(2.34 \pm 0.82) \times 10^{-6}$	$(2.66 \pm 1.31) \times 10^{-6}$	1.44	19
$N_{NLS}$	7.0–7.75	$(2.07 \pm 0.49) \times 10^{-6}$	$(9.30 \pm 6.93) \times 10^{-7}$	1.14	19
$N_{NLS}$	7.75–9.0	$(6.44 \pm 1.66) \times 10^{-7}$	$(-1.23 \pm 2.53) \times 10^{-7}$	0.61	19
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–6.25	$(-0.10 \pm 1.43) \times 10^{-2}$	$(1.24 \pm 0.26) \times 10^{-1}$	1.44	43
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	6.25–7.0	$(-5.42 \pm 4.94) \times 10^{-2}$	$(5.27 \pm 1.03) \times 10^{-1}$	1.24	19
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.0–7.75	$(-3.32 \pm 3.40) \times 10^{-2}$	$(4.59 \pm 0.72) \times 10^{-1}$	0.77	19
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.75–9.0	$(3.61 \pm 3.93) \times 10^{-2}$	$(1.41 \pm 0.74) \times 10^{-1}$	1.08	19
$N_{BLS}$	5.25–9.0	$(5.34 \pm 0.36) \times 10^{-5}$	$(8.51 \pm 4.78) \times 10^{-6}$	1.31	43
$N_{NLS}$	5.25–9.0	$(1.28 \pm 0.16) \times 10^{-5}$	$(1.79 \pm 2.29) \times 10^{-6}$	1.68	43
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–9.0	$(-0.17 \pm 1.55) \times 10^{-2}$	$(2.23 \pm 0.29) \times 10^{-1}$	1.45	43

Таблица 3.2.4. Результаты аппроксимации зависимостей, полученных с помощью сетки разбиения 2 (см. рис. 3.2.1б). Структура таблицы аналогична таблице 3.2.2. Таблица опубликована в работе автора диссертации [217].

		Нелинейная аппроксимация					
#	$\Delta L$	$a$	$b$	$c$	$d$	$\chi^2$	N
$N_{BLS}$	5.25–6.25	$(9.78 \pm 0.90) \times 10^{-5}$	$(2.88 \pm 0.35) \times 10^{-5}$	$2.07 \pm 0.34$	—	1.01	42
$N_{BLS}$	6.25–7.0	$(1.81 \pm 0.39) \times 10^{-5}$	$(7.77 \pm 1.05) \times 10^{-6}$	$2.73 \pm 0.90$	—	1.22	18
$N_{BLS}$	7.0–7.75	$(1.90 \pm 0.21) \times 10^{-5}$	$(6.13 \pm 0.51) \times 10^{-6}$	$3.94 \pm 0.60$	—	0.32	18
$N_{BLS}$	7.75–9.0	$(1.66 \pm 2.93) \times 10^{-5}$	$(2.48 \pm 0.28) \times 10^{-6}$	$28.0 \pm 24.8$	—	1.02	18
$N_{NLS}$	5.25–6.25	$(1.22 \pm 0.30) \times 10^{-5}$	$(3.77 \pm 1.58) \times 10^{-6}$	$1.75 \pm 0.92$	—	1.63	42
$N_{NLS}$	6.25–7.0	$(1.36 \pm 1.00) \times 10^{-5}$	$(5.35 \pm 0.72) \times 10^{-6}$	$8.74 \pm 5.81$	—	1.56	18
$N_{NLS}$	7.0–7.75	$(5.54 \pm 1.17) \times 10^{-6}$	$(1.51 \pm 1.49) \times 10^{-6}$	$1.30 \pm 1.15$	—	1.02	18
$N_{NLS}$	7.75–9.0	$(2.84 \pm 1.21) \times 10^{-6}$	$(5.22 \pm 1.55) \times 10^{-7}$	$5.84 \pm 2.72$	—	0.63	18
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–6.25	$(0.08 \pm 1.25) \times 10^{-2}$	$(1.65 \pm 8.68) \times 10^{-2}$	$-0.08 \pm 0.18$	$0.20 \pm 0.11$	1.40	41
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	6.25–7.0	$(-4.23 \pm 3.99) \times 10^{-2}$	$(3.80 \pm 3.05) \times 10^{-1}$	$-1.05 \pm 0.70$	$1.27 \pm 0.48$	1.15	17
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.0–7.75	$(0.80 \pm 3.05) \times 10^{-2}$	$(-0.82 \pm 2.28) \times 10^{-1}$	$0.20 \pm 0.50$	$0.28 \pm 0.32$	0.83	17
$\frac{N_{BLS}}{N_{NLS}}$	7.75–9.0	$(-2.27 \pm 3.76) \times 10^{-2}$	$(1.57 \pm 2.63) \times 10^{-1}$	$-0.28 \pm 0.56$	$0.33 \pm 0.35$	1.18	17
$N_{BLS}$	5.25–9.0	$(1.43 \pm 0.12) \times 10^{-4}$	$(4.29 \pm 0.42) \times 10^{-5}$	$2.28 \pm 0.32$	—	1.27	42
$N_{NLS}$	5.25–9.0	$(3.35 \pm 0.59) \times 10^{-5}$	$(1.03 \pm 0.22) \times 10^{-5}$	$2.32 \pm 0.72$	—	1.84	42
$\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$	5.25–9.0	$(-0.27 \pm 1.31) \times 10^{-2}$	$(3.53 \pm 9.48) \times 10^{-2}$	$-0.11 \pm 0.21$	$0.31 \pm 0.13$	1.47	41



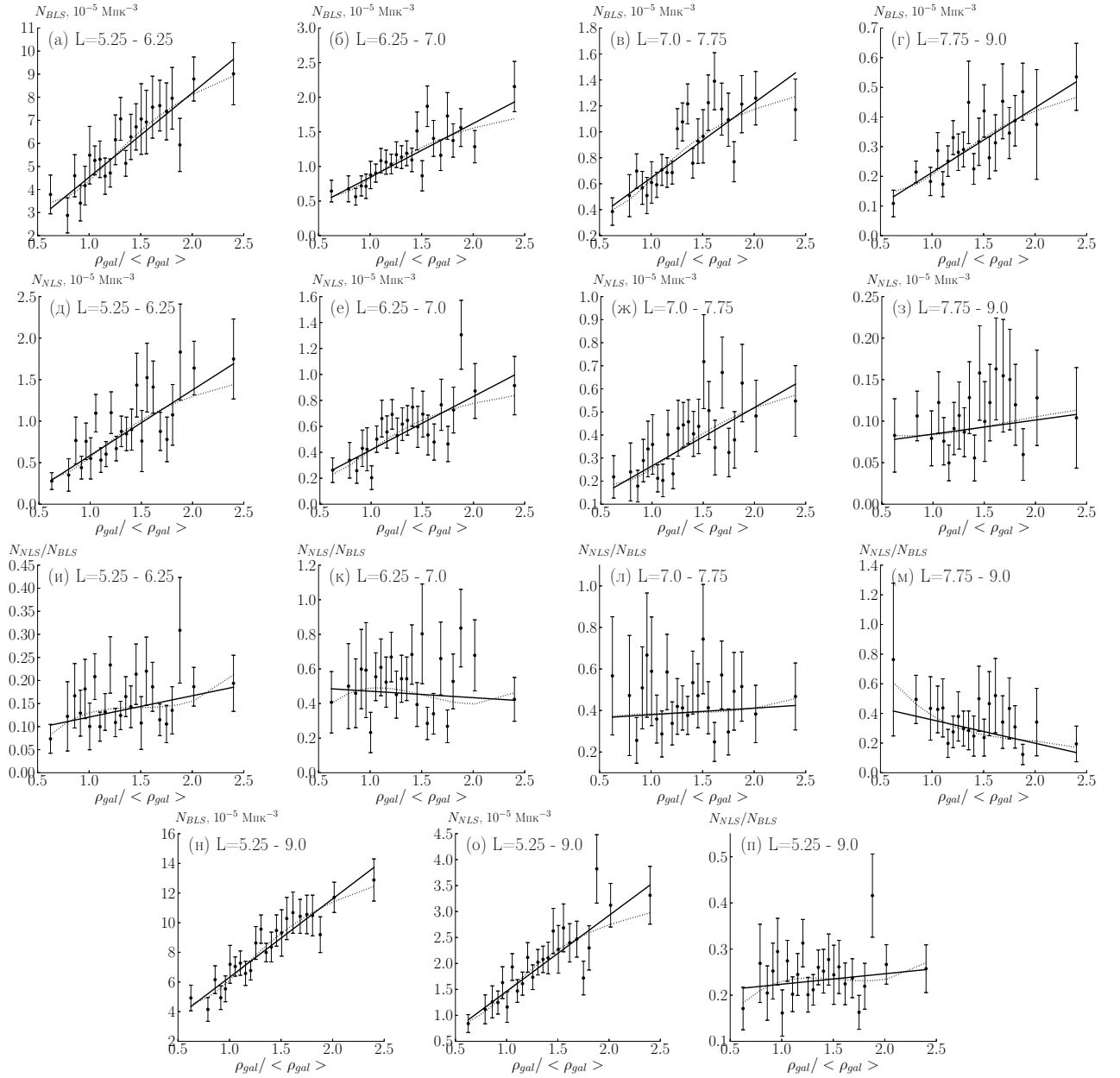


Рис. 3.2.2. Зависимости, построенные с использованием сетки разбиения 1 (см. рис. 3.2.1а). Используются данные каталога SDSS DR7 [195]. Верхний ряд — зависимости  $N_{NLS}(10^{-5}\text{Мпк}^{-3})$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle\rho_{gal}\rangle}$ . Четыре графика соответствуют четырем интервалам светимости AGN в единицах  $\lg \frac{L_{[OIII]}}{L_{\odot}}$ . а) 5.25 – 6.25 б) 6.25 – 7.0 в) 7.0 – 7.75 г) 7.75 – 9.0. Второй ряд — зависимости  $N_{NLS}(10^{-5}\text{Мпк}^{-3})$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle\rho_{gal}\rangle}$ . Аналогично, д), е), ж), з) соответствуют тем же интервалам светимости активного ядра. Третий ряд — зависимости  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle\rho_{gal}\rangle}$ . и), к), л), м) соответствуют тем же интервалам светимости AGN. В нижнем ряду приведены зависимости н)  $N_{BLS}$ , о)  $N_{NLS}$  и п)  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  для всего рассматриваемого диапазона светимости AGN,  $L = 5.25 - 9.0$ . На всех графиках сплошная линия — линейная аппроксимация. Пунктирная линия на графиках а) – з), а также н) и о) есть аппроксимация функцией  $a \times \exp\left(-\frac{c}{x^2}\right) + b$ , а на графиках и) – м) и п) — аппроксимация кубическим полиномом  $ax^3 + bx^2 + cx + d$ . Рисунок опубликован в работе автора диссертации [217].

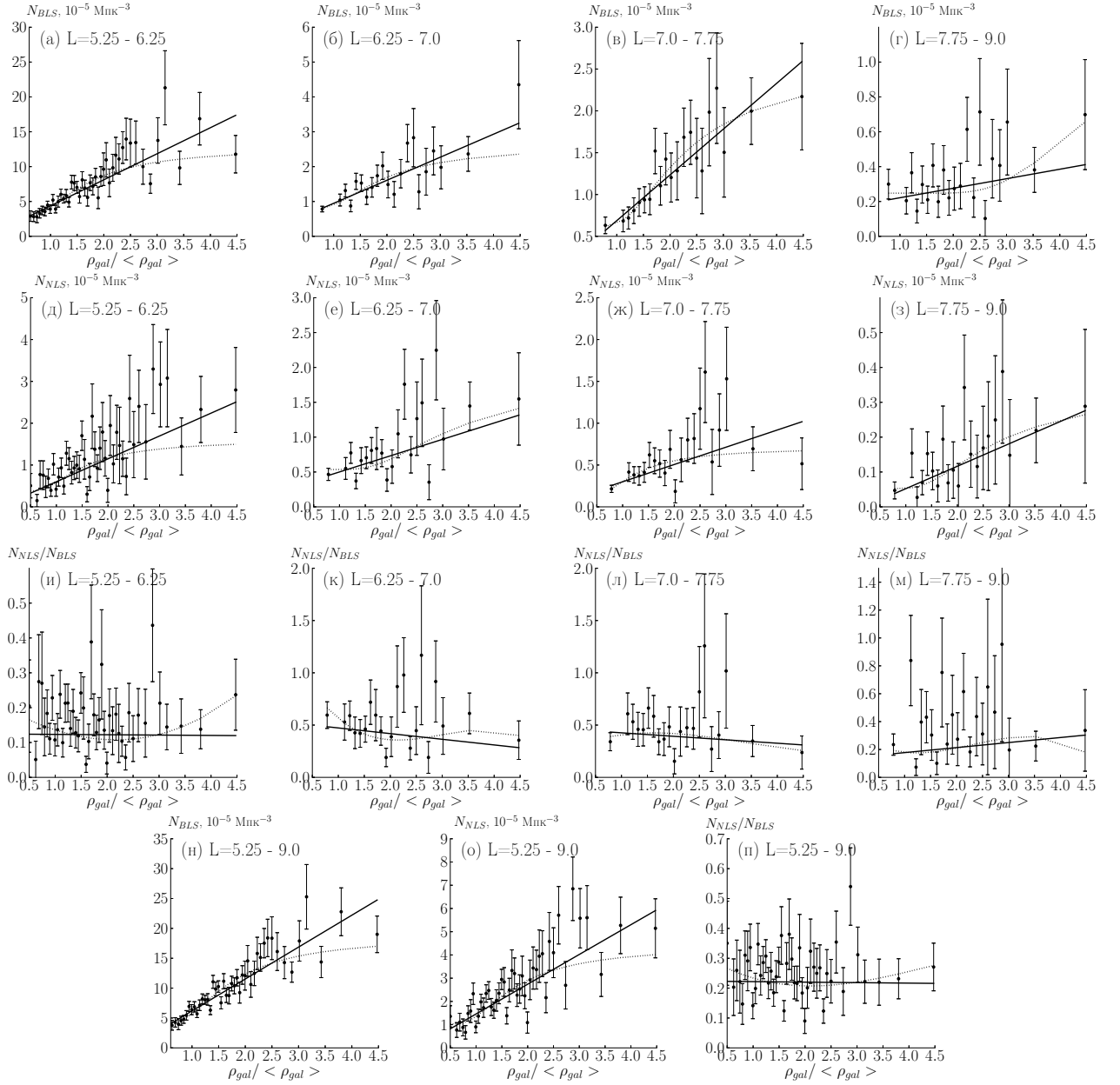


Рис. 3.2.3. Зависимости, построенные с использованием сетки 2 (см. рис. 3.2.1б). Используются данные каталога SDSS DR7 [195]. Легенда аналогична рисунку 3.2.2. Рисунок опубликован в работе автора диссертации [217].

### 3.3. Зависимость доли красных галактик от светимости и плотности окружения

Тот факт, что в областях с повышенной концентрацией галактик выше доля галактик ранних типов был обнаружен во множестве работ, например [213]. Также с ростом плотности окружения растёт доля красных галактик. Эта работа посвящена проекту Galaxy Zoo, что в переводе с английского означает "Зоопарк Галактик". На сегодняшний день это наибольший каталог визуально классифицированных галактик. На правой панели рис. 12 в данной работе показана зависимость доли красных галактик от  $\lg_{10}(\Sigma[\text{Мпк}^{-3}])$ . В нашей работе этот рисунок приведен на рис. 3.3.1ж. Плотность окружения авторы определяли как  $\Sigma_N = N(\pi d_N^2)$ , где  $d_N$  — проекционное расстояние до ближайшего соседа под номером  $N$  ярче  $M_r = 20$ .  $N$  было выбрано равным 4 или 5.

Проверим, возможно ли нашей методикой повторить результат о зависимости доли красных галактик от плотности окружения. В отличие от вычислений для NLS и BLS, здесь нет необходимости определять функцию вероятности наблюдения объекта, так как по фотометрии SDSS имеет четкие границы полноты обзора, а именно  $14.5 < m_r < 17.6$ .

Зависимости были построены для 6 бинов по абсолютной величине, а именно  $-23.0 \leq M_r < -22.5$ ,  $-22.5 \leq M_r < -22.0$ ,  $-22.0 \leq M_r < -21.5$ ,  $-21.5 \leq M_r < -21.0$ ,  $-21.0 \leq M_r < -20.5$ ,  $-20.5 \leq M_r < -20.0$ . Для каждого элемента объема, ограниченного по прямому восхождению  $\alpha$ , склонению  $\delta$ , а также минимальному и максимальному красному смещению  $z$  появляется необходимое условие, чтобы видимые звездные величины  $m_r$ , соответствующие граничным значениям для данного бина по абсолютной величине попадали в интервал полноты обзора во всем элементе объема. При невыполнении данного условия элемент объема исключался из рассмотрения.

Для классификации галактик использовался показатель цвета  $u - r$ . Галак-

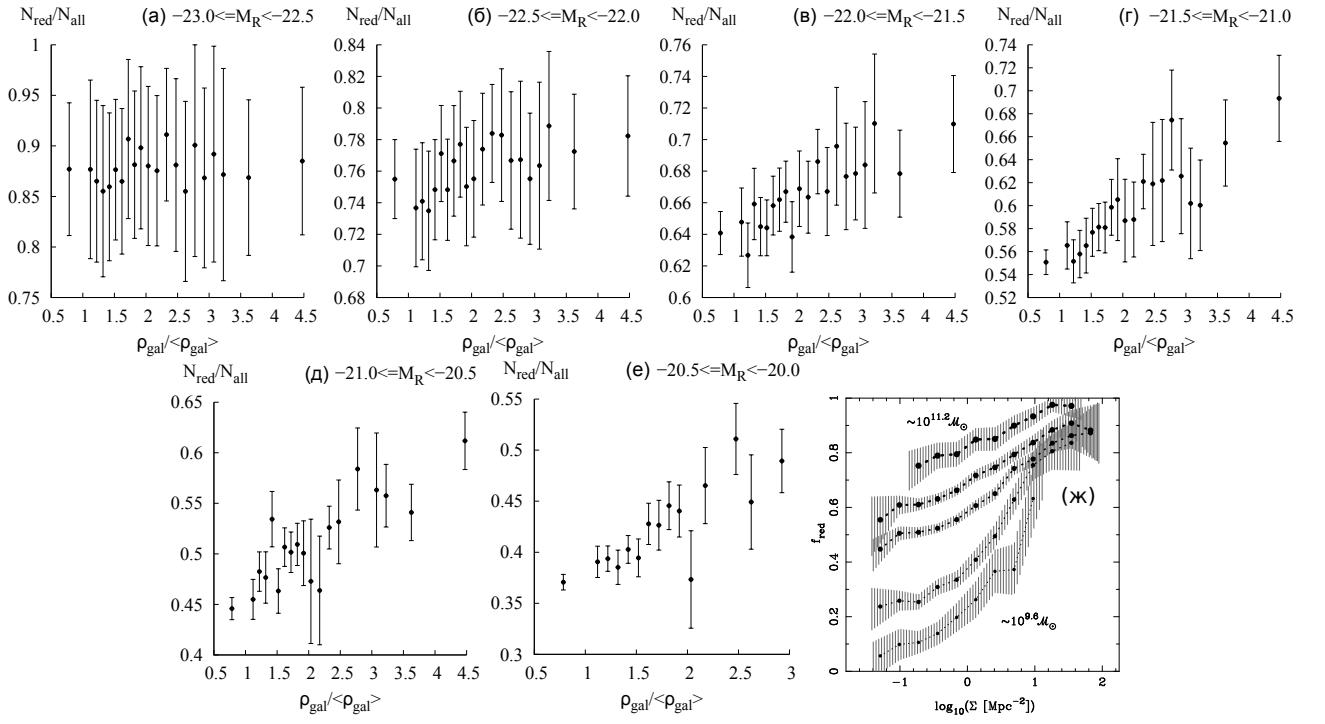


Рис. 3.3.1. а)-е) Зависимости доли красных галактик с  $u - r > 2.2$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , для шести интервалов абсолютных величин  $M_r$ . а)  $-23.0 \leq M_r < -22.5$ , б)  $-22.5 \leq M_r < -22.0$ , в)  $-22.0 \leq M_r < -21.5$ , г)  $-21.5 \leq M_r < -21.0$ , д)  $-21.0 \leq M_r < -20.5$ , е)  $-20.5 \leq M_r < -20.0$ . ж) Зависимость доли красных галактик от  $\log_{10}(\Sigma [\text{Mpc}^{-2}])$  для различных интервалов масс, взятая из работы [213] Все рисунки, кроме ж) опубликованы в работе автора диссертации [217]

тика считалась красной, если  $u - r > 2.2$ , аналогично работе [24].

Результатом являются зависимости доли красных галактик  $\frac{N_{red}}{N_{all}}$  от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ , которые приводятся на рисунке 3.3.1а-е.

Сравним полученный результат с таковым из работы [213], приведенным на рис. 3.3.1ж. Повторяется не только общая тенденция увеличения доли красных галактик с ростом плотности окружения, но также и тот эффект, что данная закономерность более ярко выражена для галактик меньшей светимости. Это можно объяснить следующим образом. Для образования самых массивных галактик в любом случае требуются слияния, которые, в свою очередь, ведут к исчерпанию запасов газа и более красному цвету галактик. Т.е., хотя

очень массивных галактик в войдах будет меньше, но они будут в значительной мере походить на массивные галактики в скоплениях. Для маломассивных галактик ситуация кардинально отлична. В войдах такие галактики эволюционируют сами по себе, за счёт секулярных процессов, и к нашему времени они всё ещё имеют запасы газа и умеренные темпы звездообразования. В скоплениях же резервуары газа в таких галактиках за счёт различных процессов давно исчерпаны, и доля красных среди них намного выше.

Таким образом, подтверждение этого результата свидетельствует о корректности использованных нами методов и о достоверности полученных результатов относительно NLS и BLS.

### 3.4. Заключение

- При помощи разработанного метода, подробно описанного в главе 2 были исследованы зависимости пространственных концентраций NLS и BLS от отношения концентрации галактик в элементе объема к средней плотности Вселенной. Так же зависимость была получена для отношения  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$
- Зависимости  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  являются линейными, а  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  — константой. Отклонения малы и статистически недостоверны. NLS и BLS составляют некоторую фиксированную долю всех галактик, в широких пределах не зависящую от плотности Вселенной.
- Все это свидетельствует в пользу того, что активность NLS обусловлена в первую очередь внутренними процессами, а не внешними взаимодействиями. Стоит, правда, отметить, что наш метод позволяет проанализировать связь активности с вариациями концентрации галактик на масштабах ячеек крупномасштабной структуры (т.е. с положением в

крупномасштабной структуре), но не факт наличия/отсутствия близких пар. Как раз взаимодействие с близкими галактиками-спутниками и приводит к образованию у BLS классического балджа (см., например, [34]).

- В целях проверки правильности использованных методов была получена зависимость доли красных галактик от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Были подтверждены результаты из работы [213], что доля красных галактик зависит от плотности окружения, причем для галактик с большой светимостью эта тенденция выражена слабее, чем для менее ярких.

## Глава 4

# Особенности активности ядер в галактиках типа NLSy1

В этой главе даётся обоснование введения нового типа активных ядер галактик и показано, что NLS являются типичными представителями этого нового класса. Результаты этой главы опубликованы в работе [215].

Галактики с активным галактическим ядром (в том числе квазары), с широкими разрешенными линиями излучения в спектрах и слабым внутренним поглощением относят к типу AGN I, а объекты с более узкими линиями с сильной абсорбцией — к AGN II по аналогии с делением по виду спектров сейфертовских галактик на тип I и тип II (Sy1 и Sy2). Очень важно отметить, что есть много AGN промежуточных типов, если проводить деление только по ширинам линий излучения.

По оценкам разных авторов, полученным на основе разных подходов к проблеме продолжительности активной фазы в излучении ядер массивных галактик, т.е. фазы QSO, можно сделать вывод, что она не превосходит  $\sim 10^7$  лет (см., например, [138, 147, 148]). Отсюда следует, что квазары, зародившиеся на высоких  $z$ , не могут в рамках “одноактной” фазы активности дожить до нашей эпохи. Поэтому и был правомерен вопрос И.С. Шкловского о природе близких квазаров: являются ли они результатом рекуррентной природы активности или относительно недавней мощной вспышкой активности в галактиках, задержавшихся в своей эволюции? <sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> Попытка ответить на этот вопрос была предпринята в работах [149, 150].

## 4.1. Трудности гипотезы о простом иерархическом скучивании. Даунсайзинг (Downsizing)

Как стало ясно в последние годы, простого ответа на вопрос о путях эволюции галактик получить не удастся, так как трудно разобраться в сложном характере процессов, приводящих к эволюции темпа звездообразования в галактиках разных морфологических типов. Как показали наблюдения и численные симуляции (см., например, [135, 151]), Хаббловская классификация галактик по морфологическим типам устанавливается лишь на  $z \leq 0.5$ , а для более далеких галактик ( $z > 1$ ) эта классификация требует коррекции. Дело в том, что к настоящему времени накопилось уже много наблюдательных фактов, противоречащих гипотезе об эволюции галактик за счет простого иерархического скучивания, когда массы и размеры галактик со временем увеличиваются при слиянии их в более крупные звездные системы.

Впервые на это противоречие было обращено внимание в работе [152], в которой на основе изучения 280 галактик ( $z \approx 0.8 - 1.6$ ) со вспышками звездообразования было показано, что их масса, наоборот, увеличивается с ростом  $z$ . Для обозначения этого феномена был введен термин “даунсайзинг” (в англоязычной литературе — downsizing). Таким образом, было показано, что иерархическое скучивание гало тёмной материи, которое хорошо объясняет формирование крупномасштабной структуры, не гарантирует такой же путь эволюции для барионной диссипативной материи (см., например, [153]). Такой вывод в последние годы находит все больше наблюдательных и теоретических подтверждений. Например, в работе [154] было показано, что  $M_{BH}/M_* \sim (1 + z)^{0.7}$ , где  $M_*$  — масса звёздной компоненты. А в [151] утверждалось, что формирование массивных сфероидальных галактик происходит быстрее, чем выделение групп или скоплений галактик. При этом в массивных галактиках, связанных с массивными DM-гало, раньше заканчивается (уже к



$z = 1.5$ ) активное звездообразование, и они переходят на режим пассивной эволюции. В то же время в галактиках, связанных с менее массивными DM-гало, звездообразование может продолжаться вплоть до  $z = 0$  [155]. Получается, что чем позже формируется маломассивная галактика, тем в среднем моложе в ней звезды, средний возраст которых  $\sim (\lg M_*)^{1.6}$  [156]. Интересно, что в работе [157] было предсказано, что подобная же эволюция имеет отношение не только к звездным массам галактик, но и к спинам их черных дыр (ЧД), которые у массивных галактик раньше набирают момент вращения при больших слияниях, но затем (на  $z < 2$ ) теряют его за счет малых слияний. Хотя не все авторы с этим согласны.

В ряде работ рассматривалась проблема изменения типов галактик в зависимости от  $z$ , т.е. их эволюция. Например, в работе [153] было показано, что галактики типов S и Irr доминируют среди маломассивных галактик на высоких  $z$ , в отличие от E/S0-галактик, доминирующих на тех же  $z$  среди массивных галактик. В работе [158] сравнивались по каталогу SDSS типы галактик с абсолютной звездной величиной  $M_{AB} < -20.3$  в двух диапазонах по  $z$ :  $\Delta z_1 = 0.3 - 0.4$  и  $\Delta z_2 = 1.3 - 1.5$ . Оказалось, что в обоих диапазонах доля эллиптических галактик составляет  $\sim 3\% \div 4\%$ , а S0-галактик –  $\sim 13\% \div 15\%$ . В то же время доля спиральных галактик возрастает от  $\sim 30\%$  в  $\Delta z_2$  до  $\sim 70\%$  в  $\Delta z_1$ , а доля пекулярных галактик, наоборот, составляет  $\sim 10\%$  в  $\Delta z_1$  и  $\sim 50\%$  в  $\Delta z_2$ . Из этого авторы делают вывод, что  $\sim 40\%$  пекулярных галактик со временем превращаются в спиральные галактики (SG), а не в E/S0-галактики, как ожидалось бы при иерархическом сгущивании. К похожему выводу приходят и авторы работы [159], сравнивая распространенность галактик разных типов в скоплениях галактик на  $z = 0$  и  $z = 0.8$ :

доля EG  $\sim 40\%$  на обоих  $z$ ;

доля S0  $\sim 13\%$  на  $z = 0.8$  и  $\sim 40\%$  на  $z = 0$ ;

доля SG  $\sim 40\%$  на  $z = 0.8$  и  $\sim 15\%$  на  $z = 0$ .

Отсюда делается вывод о том, что превращение SG в S0 происходит при выметании газа из последних где-то вблизи  $z \approx 0.4$ .

Вообще следует заметить, что относительно природы галактик типа S0 нет единой точки зрения. Так, авторы работы [160] выдвигают гипотезу о том, что в скоплениях галактик есть две популяции S0 — так называемые “прошедшие предобработку” (pre-processed) и “прошедшие постобработку” (post-processed). Под “прошедшими постобработку” подразумеваются галактики, в прошлом спиральные, которые при падении на скопление потеряли свой газ. В [161] делается вывод о том, что эволюция вдоль хаббловской последовательности для S0-галактик возможна за счет малых и средних слияний галактик без газа в сторону более ранних типов. Автор работы [162] придерживается диаметрально противоположной точки зрения — а именно, что линзовидные галактик являются предками по отношению к спиральным, которые формируются в результате аккреции газа на S0-галактики с последующим звездообразованием.

Заметим еще, что массивные эллиптические галактики не представляют из себя единой группы, а подразделяются (по виду формы зависимости поверхностной яркости от расстояния до центра) на галактики с ядром (core EG) и дископодобные галактики (disky EG) (см., например, [163]), которые могут являться родительскими галактиками для “радиогромких” квазаров (RLQ) и “радиотихих” квазаров (RQQ), соответственно. Наблюдения показали, что звездная масса  $M_*$ , выше которой EG становятся доминирующей популяцией, сама растет с увеличением  $z$  от 0 до 2 (это явление носит название “downsizing”). Уместно отметить, что наблюдения [164] массивных EG подтвердили вывод теории о том, что фаза QSO, связанная со слияниями богатых газом галактик (голубая последовательность), способствует выметанию и нагреву газа в родительской галактике, что приводит к прекращению звездообразования и переходу родительской галактики на красную

последовательность.

Более массивные эллиптические галактики с профилем, имеющим выраженное ядро (core EG) имеют эффективный радиус  $r_e > 10$  кпк и мощность  $P_r > 10^{22.5}$  Вт/Гц с излучающими в рентгеновском диапазоне коронами, а менее массивные дископодобные галактики (disky EG) имеют  $r_e < 10$  кпк,  $P_r < 10^{21.5}$  Вт/Гц. В работе [165] предполагалось, что красные core EG-галактики формировались в процессе больших слияний компонент без газа (“dry major merger”), в то время как голубые diskly EG-галактики — в процессе малых слияний компонент с большим содержанием газа (“wet minor merger”), что объясняет быстрый рост их размеров ( $\sim M_*^2$ ). Хотя надо признать, что полной ясности в вопросе о формировании галактик core EG и diskly EG пока нет.

Нельзя, конечно, исключить и других вариантов для эволюции, что можно, например, отследить по особенностям их центральных областей: наличию или отсутствию двойных массивных ЧД или особенностям околядерных дисков. Возможно, что численные симуляции помогут разобраться в том, какие типы галактик образуются при слиянии галактик разных морфологических типов. Например, чем будут различаться системы, образовавшиеся после слияний E + S, S0 + S, E + S0 или S + S с разной долей газа в них [166].

Из всего выше изложенного видно, что эволюционная история галактик зависит от многих факторов, связанных как с начальными условиями, так и с особенностями окружения на масштабах ячейки крупномасштабной структуры (десятков Мпк). Поэтому однозначно указать морфологический тип предшественников современных галактик не представляется возможным.

В последние годы в литературе появляются работы, в которых делаются попытки описания эволюционных схем, объясняющих феномен “downsizing”. Например, в работах [156, 167] была предложена эволюционная модель, в которой присутствуют одновременно две фазы звездообразования:

*Ранняя, быстрая при  $z > 3$  (in situ)*, когда в процессе быстрого монолитного коллапса в потоках межгалактического холодного газа формируется центральная ( $< 3$  кпк) часть галактики, в которой может идти звездообразование.

*Поздняя, при  $z < 3$  (ex situ)* более протяженная во времени, в результате которой в процессе аккреции маломассивных звездных комплексов со старым звездным населением (“dry minor merging”) формируется периферия галактики. Роль этой фазы возрастает по мере увеличения  $M_*$  и уменьшения  $z$ . Согласно такой “двухфазной схеме” более массивные галактики содержат на периферии большую долю старых звезд и отношение массы звезд, образующихся в ранней и поздней фазах, изменяется в зависимости от массы галактики (см., например, [168]).

Так как квазары — это ядра в массивных галактиках, которые, исходя из вышеизложенного, формируются в ранние эпохи ( $z > 1.5$ ), то ясно, что близкие квазары ( $z < 0.5$ ) являются результатом рекуррентного возобновления сильной активности в ядрах старых галактик за счет вброса аккрецирующего вещества при предыдущих малых слияниях с галактиками, богатыми газом (“wet major merger”). Связь между слияниями галактик и последующей активностью ядер можно проследить, например, по зависимости частоты встречаемости AGN в парах галактик в зависимости от  $z$  и расстояния между членами пары.

## **4.2. Роль взаимодействия между галактиками и свойствами их центральных областей: балджи и псевдобалджи.**

В работе [169] было показано, что галактики с ядрами типа Sy1 при разном компоненте  $< 30$  кпк встречаются лишь в 1% случаев, а при разном компоненте  $< 15$  кпк — уже в 15%. А слабые следы прошлых слияний наблюдаются уже в

40% сейфертовских галактик [170], и доля парных галактик возрастает с ростом  $z$ :  $z \sim (1+z)^{0.6 \pm 0.5}$  [171]. В работе [143] по выборке 1100 массивных галактик ранних типов с  $z < 3$  было показано, что на  $z > 1$  они выглядят дисковыми, однако, по мере приближения к нашей эпохе доля EG среди них достигает уже 70%. В работе [172] из анализа выборки из 3373 дисковых галактик был сделан вывод, что AGN в них наблюдаются лишь на последних стадиях слияния, т.е. уже после усиления темпа звездообразования: среди галактик, находящихся в фазе “после слияния”, наблюдается  $\sim 70\%$  объектов типа Sy и типа LINERs, 16% — со вспышками звездообразования и столько же спокойных спиральных галактик.

Из вышесказанного видно, что слияние (взаимодействие) между галактиками, одна из которых богата газом, действительно способствует появлению через достаточно большой промежуток времени активности в ядре одной из них. Таким образом, процесс доставки газа с периферии галактики к центру сложный и длительный (см., например, [173]). Однако, о прошлых слияниях в системе можно судить, как показали численные симуляции, и по характеристикам самих дисковых галактик, которые в настоящее время выглядят как одиночные. Речь идет о присутствии в дисковых массивных галактиках так называемых, “классических” балджей, параметры которых — масса балджа, светимость балджа и звездная дисперсия скоростей ( $M_{bulge}, L_{bulge}, \sigma_*$ ) — коррелируют с массами центральных сверхмассивных ЧД (см., например, [119]).

Действительно, численные симуляции показали (см., например, [124, 135]), что классические балджи со старым звездным населением, характерные для массивных галактик, формируются в результате слияний на ранних эпохах. А в формирующихся в более поздние эпохи галактиках балджи по своим свойствам отличаются от классических — они менее массивные, более вытянутые и быстровращающиеся и с более молодым, в среднем, звездным населением. Такие балджи получили название псевдобалджей

(см., например, [4]). Если классические балджи по своим характеристикам близки к сферическим подсистемам, то псевдобалджи похожи по свойствам на дисковые и звёздное население, в среднем, у них моложе (см., например [174]). Принимается, что граница между двумя типами балджей проходит вблизи отношения  $V/T \leq 0.2$  и по индексу Серсика<sup>2</sup> (для псевдобалджей)  $n < 2$  (см., например, [34]). Надо, правда, отметить, что это не единственный используемый различными авторами критерий разделения этих двух популяций.

Считается, что в отличие от классических балджей псевдобалджи формируются в процессе внутренней секулярной эволюции, связанной с неустойчивостью в диске, т.е. их родительские галактики не претерпевали на  $z < 1.5$  больших слияний. О другой природе псевдобалджей говорит и тот факт, что на плоскости  $M_{BH} - M_{bulge}$  галактики с псевдобалджами лежат на порядок ниже по  $M_{BH}$  (см., например, [124]).

Некоторые авторы приходят к выводу, что различия в свойствах классических балджей и псевдобалджей (см., например, [119]) определяются не столько их массами, оцениваемыми по  $\sigma_*$ , сколько, скорее, удельными моментами вращения, которые заметно выше у псевдобалджей. Нельзя исключить, что этот факт может быть аргументом в пользу и большего спина черных дыр в ядрах псевдобалджей в поздних спиралях, что, естественно, скажется на особенности механизма их энерговыделения. Здесь следует заметить, что по поводу связи между массами черных дыр и величинами их спинов пока единой точки зрения нет, так как ответ зависит от особенностей эволюции галактик и их балджей (см., например, [175, 176]).

В ряде работ были выявлены некоторые весьма любопытные особен-

---

<sup>2</sup> Имеется в виду закон Серсика  $\mu(r) = \mu_0 + b_n \left(\frac{r}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}$ , где  $\mu$  — поверхностная яркость,  $b_n = 0.87n - 0.14$ ; профиль де-Вокулера для EG соответствует  $n = 4$ .

сти NLS. Например, в работе [98] было показано, что в некоторых из них на системе апертурного синтеза VLA наблюдаются протяженные (килопарсеки) радиоструктуры, для формирования которых, по оценкам авторов, требовалось выделение кинетической энергии на уровне  $\geq 10^{44}$  эрг/с. Такое энерговыделение даже при темпе аккреции на уровне эддингтоновской многократно для NLS с  $M_{BH} \leq 10^7 M_{\odot}$ . В связи с этим не следует сбрасывать со счетов возможность и других источников энерговыделения у объектов типа NLS. К ним, например, может относиться резервуар энергии, связанный с быстрым вращением центральной маломассивной ЧД в ядре NLS. И хотя вопрос о влиянии момента вращения центральных чёрных дыр в ядрах галактик пока остаётся открытым, однако для одной из них (NLS IRAS 13224-3809) с быстрой переменностью ( $\Delta t \sim 100$  с) в рентгеновском диапазоне в работе [106] была получена по рентгеновской линии  $K\alpha$  оценка величины момента  $a > 0.98$ . В литературе обсуждаются разные механизмы отбора энергии от вращающейся массивной ЧД – это или механизмы типа Блэнфорда–Знаека [177] или процесс Пенроуза с учётом присутствия магнитных полей [178].

Стоит отметить, что в последние годы массивные ЧД были обнаружены и в некоторых галактиках без заметных балджей (см., например, [179]). Это означает, что механизм роста массы ЧД может быть связан не только с параметрами балджа, но и с массой темного гало. В [180] говорится, что для AGN в галактиках без балджей существует зависимость  $M_{BH} - M_*^{tot}$  (см. также [181]). Этот вывод подтверждает и тот факт, что наблюдается некоторая зависимость между массой  $M_{BH}$  и углом закрутки спиральных ветвей (см., например, [182, 183]), которые, в свою очередь, коррелируют с глобальными характеристиками галактик. Вообще полной ясности в вопросе о формировании псевдобалджей пока нет. Например, в работе [184] было показано, что в рамках  $\Lambda$ CDM-симуляций при слиянии богатых газом S-галактик со слабыми дисками могут формироваться псевдобалджи, устойчивость которых обеспе-

чивается за счет их быстрого вращения.

Изложенные выше факты не противоречат предположению о том, что не слишком массивные спиральные галактики поздних типов с псевдобалджами за время своей эволюции от  $z \sim 2$  до  $z = 0$  не претерпевали заметных слияний, о чем свидетельствует присутствие в них псевдобалджей и маломассивных ЧД. А это, в свою очередь, может привести к особенностям в свойствах излучения их активных ядер.

### 4.3. Активные ядра третьего типа — AGN III

Мы уже отмечали, что среди активных ядер галактик, в зависимости от ширины разрешенных линий в их спектрах (и некоторых других особенностей), можно выделить два типа: AGN I (широкие линии) и AGN II (без широких линий, но с сильным поглощением). AGN II бывают сами двух типов: истинные AGN II, у которых широкие линии действительно отсутствуют, и AGN II, у которых область формирования широких линий просто загорожена от наблюдателя оптически толстым газопылевым тором, а на самом деле в поляризованном свете эти AGN имеют в своих спектрах широкие крылья у разрешенных линий, т.е. являются объектами типа AGN I. Наблюдаются также переходы между AGN I и AGN II, что связывают как с переменностью собственно континуума, так и переменности в поглощении, связанной, например, с прохождением облачков, составляющих так называемый “комковатый” (clumpy) пылевой тор.

Имеющиеся на настоящее время наблюдательные данные относительно свойств AGN разных типов свидетельствуют, на наш взгляд, о том, что, помимо AGN I и AGN II, имеет смысл ввести еще и тип AGN III. Дело в том, что AGN I и II связаны или с массивными сфероидальными галактиками (в случае радиоквazarов и радиогалактик) или с массивными дисковыми галак-



тиками (случай RQQ или сейфертовских галактик), как правило, с классическими балджами и  $M_{BH} > 10^7 M_{\odot}$ . В локальной окрестности звездная масса распределена по разным типам галактик, согласно [119], следующим образом: EG —35%, SG —36%; с классическими балджами —25%, с псевдобалджами —3%, с барами —4%. В отличие от AGN I и AGN II, предлагаемые AGN III связаны с изолированными галактиками поздних типов с псевдобалджами и  $M_{BH} < 10^7 M_{\odot}$ . Они обладают целым рядом и других особенностей, в том числе узкими разрешенными линиями ( $FWHM \leq 2000$  км/с). Исследованию AGN с такими свойствами в последнее время уделяется все больше внимания.

Действительно, например, в [185] исследовались 3 объекта со светимостью в рентгеновском диапазоне  $L_{XR} \sim 10^{44}$  эрг/с и с очень узкими линиями  $\Delta V_{1/2}(H\alpha, H\beta) < 750$  км/с, что позволяет их отнести к типу QSO II. В то же время, в мягком рентгеновском диапазоне у них не наблюдается заметного поглощения, а значит область формирования широких линий не закрыта от наблюдателя. Поэтому, если их родительские галактики — поздние спирали, то их можно отнести к типу AGN III. Согласно работе [186], поиск объектов типа AGN II по выборке с низкими  $z$  облегчается тем, что наблюдается тесная связь между светимостью  $L_{2\text{кэВ}}$  и  $L_{H\alpha}$ . И среди них можно отбирать объекты, в спектрах которых ширины линий  $H\alpha < 2000$  км/с, без поглощения в мягком рентгеновском диапазоне. Это и будут объекты AGN III.

Вернемся к вопросу о связи между активностью типа AGN III и свойствами балджа. Например, в работе [187] по данным с телескопа HST разбирались свойства двух выборок галактик ( $M_I < -19$ ) с  $M_{BH} < 10^6 M_{\odot}$ . Одна из них включала 173 объекта без признаков активности в ядрах и состояла на >90% из протяженных дисков. Другая содержала 147 галактик ( $z < 0.35$ ) с активными ядрами, из которых лишь 9% имели близких компаньонов. Авторы пришли к выводу, что в обеих выборках свойства балджей схожи, и по своим параметрам они могут быть отнесены к псевдобалджам. Отсюда получается,

что активность в ядрах могут питать и секулярные процессы в псевдобалджах, обусловленные аккрецией холодного газа за счет развития неустойчивости в галактическом диске. А так как процесс формирования псевдобалджей не связан с большими слияниями (major merging), то авторы приходят к выводу о том, что ЧД в них первичны по отношению к родительским галактикам. Все эти факты свидетельствуют о том, что, хотя процессы формирования классических балджей и псевдобалджей имеют разную природу (см. об этом подробнее, например, в [34, 41, 153]), при этом нельзя исключить формирования в центрах балджей массивных ЧД и аккреции на них вещества, что приводит к появлению активности.

Здесь стоит ещё отметить, что в некоторых дисковых галактиках наблюдаются кроме ЧД и центральные звёздные скопления (NSC). Согласно [188], в поздних спиралях с динамической массой сферической компоненты  $M_{sph,dyn} > 5 \times 10^9 M_\odot$ , в основном, формируются массивные черные дыры, а в галактиках со сферической компонентой в диапазоне  $10^8 - 10^{10} M_\odot$  встречаются одновременно и массивные черные дыры, и NSC. Однако, согласно [189], NSC не бывают в галактиках слабее  $M_B = -12^m$ . Как правило, цвет объектов NSC более голубой, чем самой родительской галактики, и в них наблюдаются более быстрое вращение. Не исключено, что NSC могли сформироваться при слиянии попадающих в центр галактики обычных шаровых скоплений, теряющих свой угловой момент за счёт динамического трения. Интересно, что среди галактик типа Sy1 также встречаются объекты с  $M_{BH} < 10^6 M_\odot$ . Например, в работе [121] для 76 таких Sy1 была построена зависимость  $M_{BH}(\sigma_*)$  и было показано, что она не отличается от зависимости

$$\lg M_{BH} = (7.68 \pm 0.08) + (3.32 \pm 0.22) \frac{\sigma_*}{200 \text{ км/с}}$$

для SyG с  $M_{BH} > 10^6 M_\odot$ . Хотя, как мы отмечали раньше, зависимости  $M_{BH} - M_{bulge}$  для BLS и NLS различаются.

Итак, хотя на вопрос относительно молодости близких квазаров, как мы пытались показать выше, следует ответить отрицательно, но, если говорить не о квазарах, а о гораздо менее ярких объектах, к которым относятся ядра близких дисковых галактик типа AGN III, то ответ на вопрос об их “первичности” может быть положительным. Ведь их родительские маломассивные галактики формировались позже, а присутствие в них псевдобалджей и маломассивных ЧД свидетельствует против процессов больших слияний (major merging) в их прошлой эволюционной истории, т.е. против рекуррентности в их активности.

#### 4.4. Галактики типа Sy I с узкими разрешенными линиями излучения

Более подробно рассмотреть эту проблему имеет смысл на примере характерных представителей объектов типа AGN III — галактик типа SyI, но без широких разрешенных линий излучения NLS, которые мы уже подробно рассматривали в главе 1.

Ранее мы уже отмечали, что ряд объектов с высокой светимостью, которые относят к популяции QSO II, некоторыми своими свойствами напоминают NLS, особенно если их родительские галактики обладают высокой светимостью. Этот вопрос обсуждался в работе [13] (см. также более позднюю работу этих авторов [190]). Объектов с такими свойствами ( $\Delta V_{1/2} = 2000 - 4000$  км/с) в выборке ярких квазаров в обзоре Palomar-Green (PG) [11] оказалось  $\sim 30\%$ . Авторы отнесли эти объекты к популяции “A” (Pop. A); часть из этих объектов с  $\Delta V_{1/2} \leq 2000$  км/с являются NLS. При этом на плоскости  $\Delta V_{1/2}(\text{H}\beta) - L_{bol}$  граница между объектами NLS и Pop. A сдвигается в зависимости от ширины линии H $\beta$  пропорционально  $L_{bol}^{0.67}$  (см. рисунок 4.4.1).

Наша Галактика Млечный Путь (MW) имеет ряд особенностей в своей центральной части, которые позволяют отнести ее к типу AGN III [131,

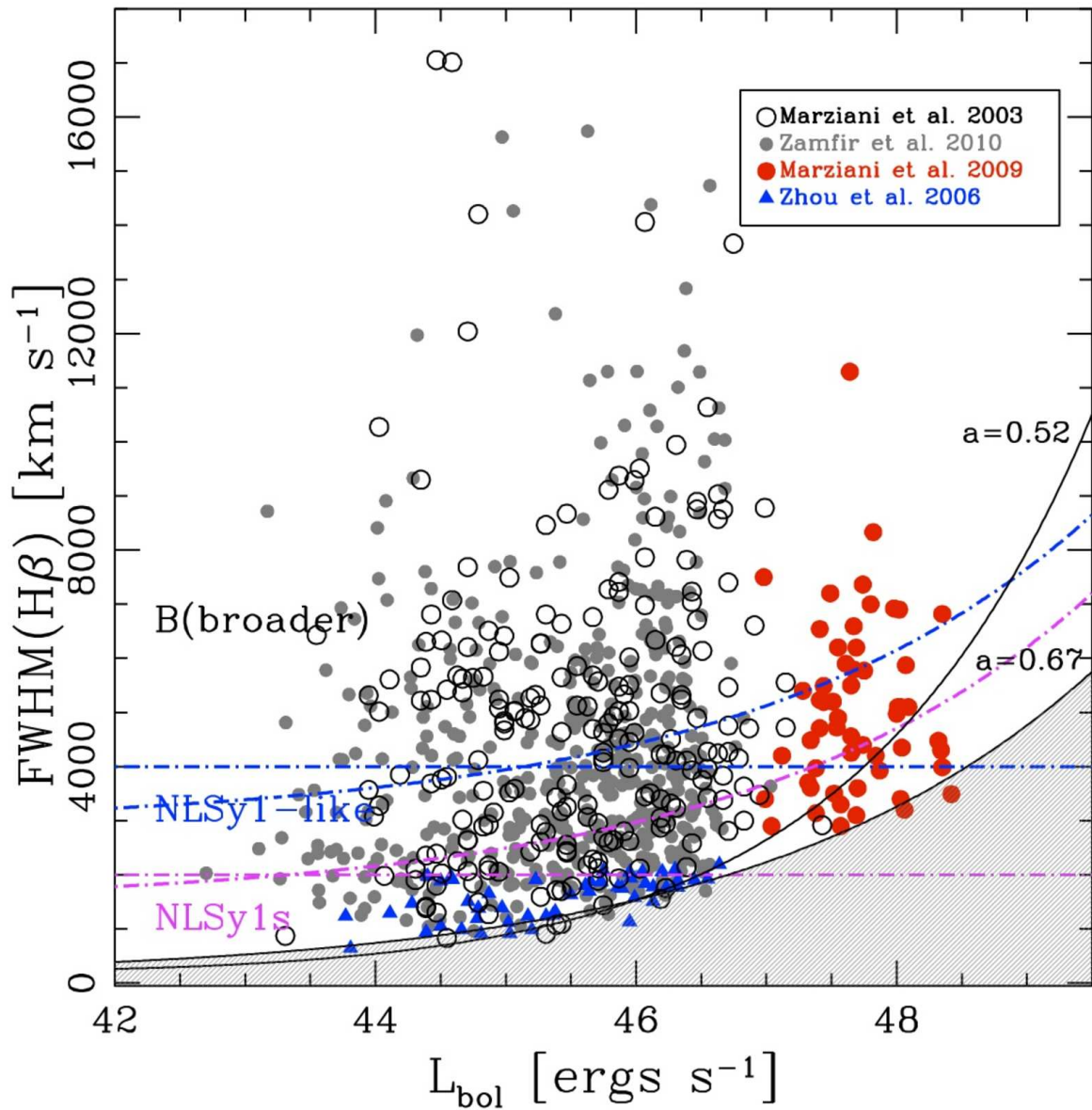


Рис. 4.4.1. Зависимость  $FWHM H\beta$  от болометрической светимости для двух выборок ярких галактик (серые точки и кружки) и ярких квазаров (красные кружки). Также показана выборка NLSy1 (синие треугольники). Штрих-пунктирная линия обозначает пределы для NLSy1 (розовый цвет) и Популяции А (синий цвет). Рисунок взят из работы [13].

191]. Действительно, если наша соседка М31 (Галактика Андромеды) является обычной спокойной дисковой системой типа SBc с  $M_{BH} = 3 \times 10^7 M_{\odot}$ , то MW — редкий тип, встречающийся лишь в 1% SG-галактик: “псевдобалдж”,  $M_{BH} = 4 \times 10^6 M_{\odot}$  и активное ядро (Sgr A), излучающее в радиодиапазоне  $\sim 10^{35}$  эрг/с, а в рентгеновском диапазоне  $L_{XR} \geq 10^{37}$  эрг/с. Для объясне-

ния особенностей нашей Галактики авторы делают предположение, что MW в последние  $\sim 10^{10}$  лет не претерпевала больших слияний с богатыми газом галактиками (“wet major merger”), а только редкие слияния с малыми галактиками без газа (“minor mergings”). Все это привело к тому, что эволюция ядра MW, в основном, происходила за счет аккреции холодного газа из диска. Не исключено, что в прошлом наша Галактика имела активное ядро типичное для NLS. Остатки этой фазы активности наблюдаются сегодня в виде протяженных областей, излучающих в гамма-диапазоне вблизи центра Галактики [133, 192].

Отметим здесь, что в более ранних работах [70, 193] была построена для AGN разных типов зависимость  $\Delta V_{1/2}(\text{H}\beta) - (W_{FeII\lambda 4570})/(W_{\text{H}\beta})$ , или EV1 – EV2 в терминах “главных компонент” (“principal components”), которая представляет собой некий аналог диаграммы Герцшпрунга–Рессела для звезд. Такое сходство между звездами и AGN связано с тем, что аккреционные оптически толстые окооядерные диски, излучающие квазитепловым образом в диапазоне от УФ до ИК, в некотором смысле похожи на звезды, хотя природа энерговыделения у них совершенно разная. См. рисунок 4.4.2, взятый из работы [70].

Локальное окружение NLS не отличается от такового для галактик тех же светимостей и морфологических типов. Ясно, что их нет в областях повышенной плотности и нет в войдах. Их место — это филаменты и периферии скоплений (см., напрмер, [69])

В ряде работ (см., например, [123]) был сделан вывод о том, что галактики типа NLS со временем превращаются в обычные BLS, наращивая массу своего балджа и  $M_{\text{BH}}$ , хотя не все авторы согласны с такой точкой зрения, как, например [34].

Стоит еще отметить, что выделение разных подгрупп среди многочисленных кандидатов в квазары, безусловно, не ограничивается их делением на

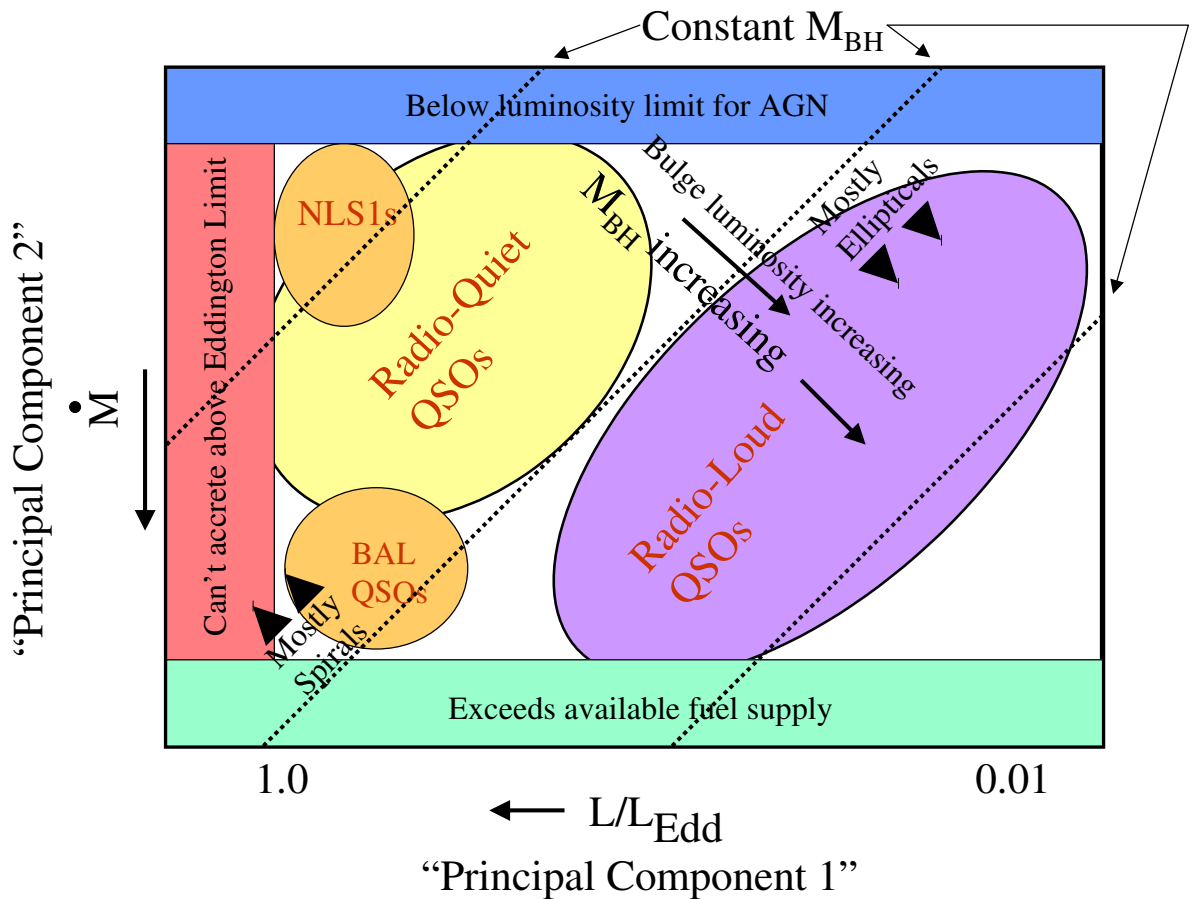


Рис. 4.4.2. Плоскость PC1 – PC2, дающая возможность классификации существующих типов активных ядер. PC1 соответствует Эддингтоновскому соотношению, PC2 темпу аккреции. Рисунок из работы [70].

QSO I, QSO II и QSO III, так как возможны и другие критерии отбора. Например, в работе [194] из каталога квазаров SDSS была выделена довольно многочисленная (примерно 20%-группа), получившая название “аномальных квазаров с узкими линиями” ANL QSO (“anomalous narrow-line quasars”). В их спектрах узкий компонент линии  $H\beta$  имеет полуширину больше 1200 км/с и коррелирует с полушириной широкой компоненты линии  $H\beta$ . Авторы связывают эту особенность в спектрах ANL с воздействием сильного околоядерного ветра, достигающего и области формирования запрещенных линий (сотни парсек), что ведет к уширению (см. рис 4.4.3).

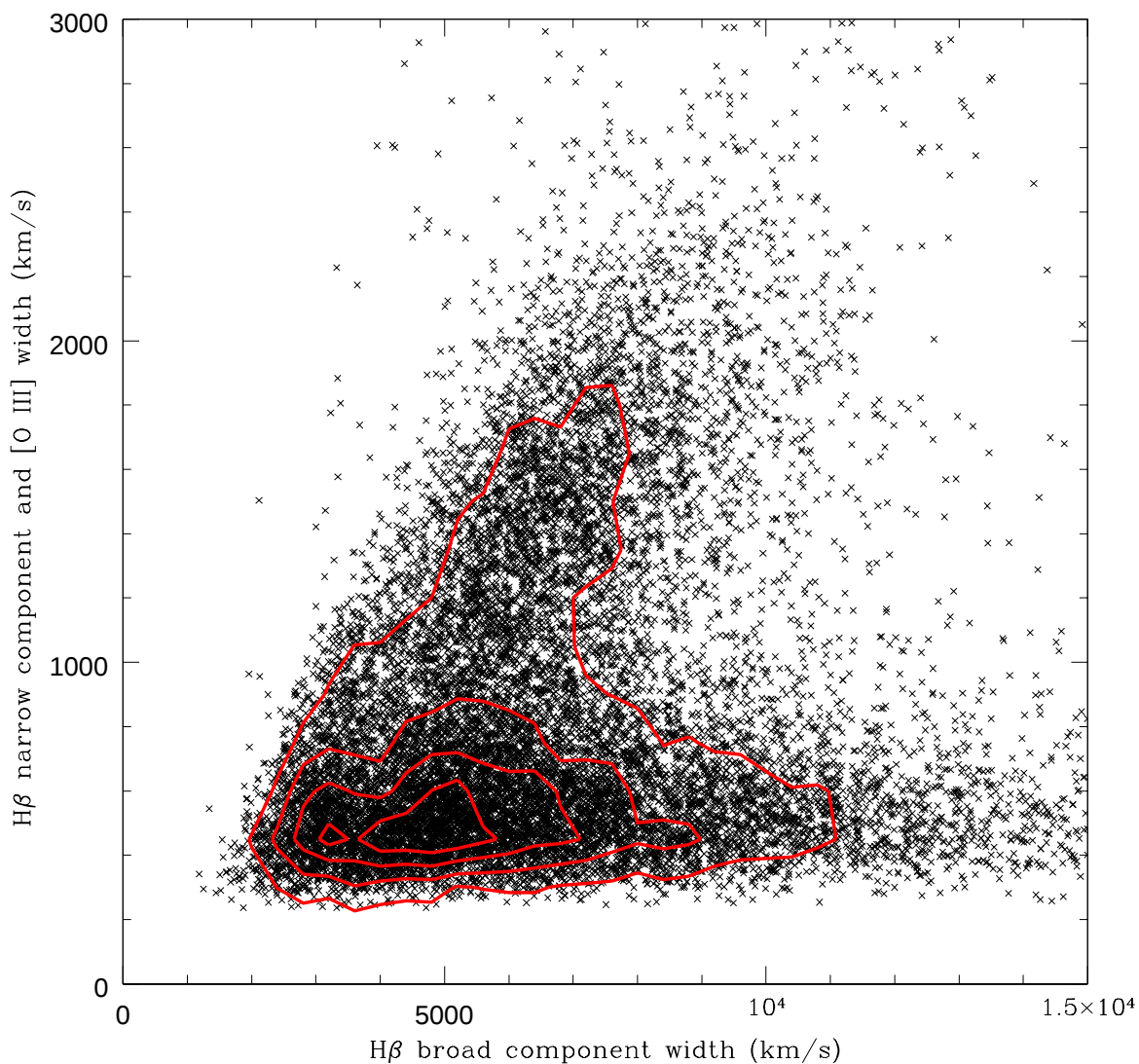


Рис. 4.4.3. Сравнение между полушириной узкой компоненты линии  $H\beta$  и широкой компоненты для квазаров в SDSS DR7. Меньшие ширины соответствуют большому диапазону ширин широкой компоненты, но для ANL наблюдается хорошая корреляция с полушириной широкой компоненты линии  $H\beta$ . Рисунок взят из работы [194].

## 4.5. Заключение главы 4

Нам остается остановиться на вопросе о наблюдательных перспективах и новых аспектах, которые могут быть выявлены касательно объектов типа AGN III и, в частности, NLS.

- Так как около 7% NLS являются радиоизлучающими и распределение

энергии в их спектрах похоже на характерное для объектов типа BL Lac, то они могут быть интересны для наблюдения на радиоинтерферометрах типа РСДБ, а также в рентгеновском и гамма-диапазоне. И хотя мощности излучения от них не так велики, как от BL Lac, однако, в силу относительной близости эти объекты представляют интерес, особенно с учетом их переменности. Кроме того, могут наблюдаться и особенности в их излучении, связанные с возможной релятивистской скоростью вращения массивных ЧД в псевдобалджах.

- Если эволюция галактик с ядрами типа AGN III не связана со слияниями с соседями, то отсюда могут следовать некоторые наблюдательные предсказания:

Объекты типа NLS не должны наблюдаться на  $z > 1 \div 2$ , так как для формирования псевдобалджей за счет вековой эволюции требуется большое время.

В ядрах AGNIII не должны наблюдаться двойные массивные ЧД, так как эти объекты не проходили стадию больших слияний.

- Замечания касательно конкретно NLS сделаны были в выводах к главе 1.



# Заключение

Подробно выводы уже были приведены в каждой отдельной главе. Приведём здесь полный список основных выводов диссертационной работы.

## По главе 1 (Обзор литературы по NLS)

- Определяющими спектральными свойствами NLS, выделяющими их в особый класс объектов, являются: в оптике — сильная линия FeII, слабая линия [OIII], узкая разрешённая линия H $\beta$  (<2000км/с). В рентгеновском диапазоне они обладают крутыми спектрами, быстрой переменностью в мягком рентгене.
- Родительские галактики NLS принадлежат к более поздним типам, чем BLS, средний Хаббловский тип составляет 3.0 и 1.0 соответственно (Sb и Sa). У NLS выше доля баров, ядерных колец. Для NLS характерна “Grand Design” морфология ядерных пылевых спиралей, бóльший темп звездообразования. Очень важным моментом является то, что в родительских галактиках NLS не наблюдаются классические балджи, а, как правило, псевдобалджи с  $n_b < 2$ . Среднее значение  $\langle B/T \rangle$  для них составляет 0.17.
- Касательно вопроса о том, лежат ли NLS на зависимостях  $M_{BH} - \sigma_*$  и  $M_{BH} - M_{buldge}$  нет окончательной ясности. Вполне возможно, что дело просто в том, что псевдобалджи не следуют масштабным соотношениям для классических балджей и сферических компонент.
- Центральная область в NLS, по-видимому, состоит из тех же структур, что и у BLS, а именно: тор, BLR, аккреционный диск, NLR. Различия между NLS и BLS вызваны меньшими массами ЧД, более высокими  $L/L_{edd}$  и, возможно, бóльшими скоростями вращения ЧД, что приводит

к тому, что последняя стабильная круговая орбита находится ближе к центральной ЧД.

- В довольно значительной доле NLS обнаружены  $\text{H}_2\text{O}$  мазеры. Причём механизм усиления в диске тут не работает в силу того, что NLS не наблюдаются с ребра. Местоположение мазеров в NLS достоверно не известно. Есть свидетельства того, что они излучаются в истечениях или в областях взаимодействия джета с веществом.
- В некоторых NLS присутствуют релятивистские джеты, излучающие в широком диапазоне от радио до гамма, что роднит их с объектами типа BL Lac. Образование джетов в подобных системах требует изучения, так как до недавнего времени считалось, что джеты образуются преимущественно в галактиках ранних типов. Возможно, что образование джетов в данном случае связано с процессами, обусловленными присутствием в ядрах NLS быстровращающихся массивных чёрных дыр.
- Эволюционный статус родительских галактик NLS не отличается от такового для галактик таких же Хаббловских типов. Что касается активного ядра, то основную роль в его эволюции играют секулярные процессы, как внутренние, так и внешние.
- NLS не являются ни редкими, ни уникальными объектами. То, что они попали под пристальное внимание исследователей сравнительно недавно связано с ограничениями астрономических инструментов и с историческими причинами. Но понимание механизмов, работающих в ядрах NLS, крайне необходимо для создания теории активных ядер в целом.

**По главе 2 — Функция светимости активных галактик типа NLS по данным обзора SDSS DR7 выводы таковы:**

- Разработан новый метод оценки функции светимости галактик, позволяющий учесть вариации плотности крупномасштабной структуры, с помощью которого были получены функции светимости для NLSy1, BLSy1 и для всех AGN типа Sy1 в линии [OIII]  $\lambda 5007\text{\AA}$ .
- Полученная LF для сравнения с результатами других работ была переведена в полосу *B*. Полученная нами функция светимости для Sy1 лежит между противоречащими друг другу результатами различных авторов.
- На больших светимостях функция светимости Sy1 переходит в LF квазаров.
- Получена предсказанная функция светимости в мягком рентгеновском диапазоне 0.5–2 кэВ. Сравнение показало, что наше предсказание демонстрирует очень хорошее соответствие с реально наблюдаемой LF – лучшее, чем в работах других авторов.
- Доля NLSy1 имеет максимум при определенной светимости. Возможно, это объясняется тем, что у NLSy1 и BLSy1 различаются распределения по  $L/L_{edd}$  и  $M_{BH}$ . Отсюда получается, что средние значения  $L_{bol}$  у NLSy1 и BLSy1 находятся в пределах ошибок, а ширина распределения уже. NLSy1 занимают меньший диапазон по светимости.

**По главе 3 — Связь между частотой встречаемости NLS и крупномасштабной структурой Вселенной** выводы таковы:

- При помощи разработанного метода, подробно описанного в главе 2 были исследованы зависимости пространственных концентраций NLS и BLS от отношения концентрации галактик в элементе объема к средней плотности Вселенной. Так же зависимость была получена для отношения  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$

- Зависимости  $N_{NLS}$  и  $N_{BLS}$  являются линейными, а  $\frac{N_{NLS}}{N_{BLS}}$  — константой. Отклонения малы и статистически недостоверны. NLS и BLS составляют некоторую фиксированную долю всех галактик, в широких пределах не зависящую от плотности Вселенной.
- Все это свидетельствует в пользу того, что активность NLS обусловлена в первую очередь внутренними процессами, а не внешними взаимодействиями. Стоит, правда, отметить, что наш метод позволяет проанализировать связь активности с вариациями концентрации галактик на масштабах ячеек крупномасштабной структуры (т.е. с положением в крупномасштабной структуре), но не факт наличия/отсутствия близких пар. Как раз взаимодействие с близкими галактиками-спутниками и приводит к образованию у BLS классического балджа (см., например, [34]).
- В целях проверки правильности использованных методов была получена зависимость доли красных галактик от  $\frac{\rho_{gal}}{\langle \rho_{gal} \rangle}$ . Были подтверждены результаты из работы [213], что доля красных галактик зависит от плотности окружения, причем для галактик с большой светимостью эта тенденция выражена слабее, чем для менее ярких.

#### **По главе 4 – Особенности активности ядер в галактиках типа NLSy1**

выводы следующие:

- Имеются достаточные основания для пересмотра классификации активных ядер и выделения нового класса таких объектов — AGN III. Определяющими критериями этого нового класса являются поздний Хаббловский тип родительской галактики, псевдобалдж, как следствие малая масса центральной чёрной дыры и, вполне вероятно, высокий спин ЧД.
- Объекты типа NLSy1 не должны наблюдаться на  $z > 1 \div 2$ , так как для

формирования псевдобалджей за счет вековой эволюции требуется большое время.

- В ядрах AGNIII не должны наблюдаться двойные массивные ЧД, так как эти объекты не проходили стадию больших слияний.

Отдельно автор хочет выразить благодарность своему научному руководителю, Борису Валентиновичу Комбергу, без которого данная работа просто не могла быть сделана. Также автор хочет выразить огромную благодарность Анатолию Владимировичу Засову за рецензию на работу про AGNIII и Олегу Васильевичу Верходанову за очень ценные замечания насчёт статьи про функцию светимости, а также С.В. Пилипенко и О.К. Сильченко за интересные обсуждения и ценные рекомендации по многим вопросам.

## **Цитированная литература**

1. Hao L., Strauss M. A., Fan X. et al. // *Astron. J.*- 2005.- Vol. 129.- P. 1795.
2. Bongiorno A., Mignoli M., Zamorani G. et al. // *Astron. Astrophys.*- 2010.- Vol. 510.- P. 56.
3. Osterbrock D. E., Pogge R. W. // *Astrophys. J.*- 1985.- Vol. 297.- P. 166.
4. Kormendy J., Kennicutt R. C. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*- 2004.- Vol. 42.- P. 603.
5. Véron-Cetty M.-P., Véron P., Gonçalves A. // *Astron. and Astrophys.*- 2001.- Vol. 372.- P. 730.
6. Boroson T. NLS1 properties and demographics(invited) // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*,

- PoS(NLS1) 003 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
7. Deo R. P., Crenshaw D. M., Kraemer S. // *Astron. J.*- 2006.- Vol. 132.- P. 321.
  8. Caccianiga A., Severgnini P., Ceca R. D. et al. X-ray selected Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 066 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  9. Pogge R. W. A Quarter Century of Narrow-Line Seyfert 1s // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 002 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  10. Grupe D. Statistical Analysis of an AGN sample with Simultaneous UV and X-ray Observations with Swift // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 004 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  11. Boroson T., Green R. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*- 1992.- Vol. 80.- P. 109.
  12. Peterson B. M. Masses of Black Holes in Active Galactic Nuclei - Implications for NLS1s // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 032 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  13. Dultzin D., Martínez M. L., Marziani P. et al. Narrow-Line Seyfert 1s - a luminosity dependent definition // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 012 / Ed. by

- L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
14. Komossa S. // *RevMexAA (Serie de Conferencias)*.- 2008.- Vol. 32.- P. 86–92.
  15. Ho L. C., Darling J., Greene J. E. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 681.- P. 128–140.
  16. Sani E., Lutz D., Risaliti G., Netzer H. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2010.- Vol. 403.- P. 1246–1260.
  17. Ricci C., Walter R., Paltani S., Courvoisier T. J.-L. The average hard X-ray Spectrum of Narrow-Line Seyfert Galaxies // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 021 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  18. Bian W., Zhao Y. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2003.- Vol. 343.- P. 164.
  19. Whalen D. J., Laurent-Muehleisen S. A., Moran E. C., Becker R. H. // *Astron. J.*- 2006.- Vol. 131.- P. 1948.
  20. Panessa F., Rosa A. D., Bassani L. et al. The INTEGRAL Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 022 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  21. Castelló-Mor N., Barcons X. X-ray properties of a sample of NLS1 selected from the SDSS // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 046 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.

22. Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W. // *Astrophys. J.*- 2003.- Vol. 583.- P. 159–177.
23. Krongold Y., Dultzin-Hacyan D., Marziani P. // *Astron. J.*- 2001.- Vol. 121.- P. 702.
24. Tempel E., Saar E. // *Astron. and Astrophys.*- 2011.- Vol. 529.- P. 53.
25. Kotilainen J. K., Ward M. J. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 1994.- Vol. 266.- P. 953–971.
26. Burkert A., Tremaine S. // *Astrophys. J.*- 2010.- Vol. 720.- P. 516.
27. Harris W. E., van den Bergh S. // *Astron. J.*- 1981.- Vol. 86.- P. 1627.
28. Forbes D. A. // *IAUS.*- 2002.- Vol. 207.- P. 238F.
29. Raimundo S. I., Davies R. I., Gandhi P. et al. // e-Print arXiv:1302.5116v1 [astro-ph].- 2013.
30. Slavcheva-Mihova L., Mihov B. // *Astron. and Astrophys.*- 2011.- Vol. 526.- P. A43.
31. Botte V., Ciroi S., Rafanellin P., Mille F. D. // *Astron. J.*- 2004.- Vol. 127.- P. 3168.
32. Simien F., de Vaucouleurs G. // *Astrophys. J.*- 1986.- Vol. 302.- P. 564.
33. Fisher D. B., Drory N. // *Astron. J.*- 2008.- Vol. 136.- P. 773.
34. Orban de Xivry G., Davies R., Schartmann M. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 417.- P. 2721–2736.
35. Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Gabel J. R. // *Astron. J.*- 2003.- Vol. 126.- P. 1690–1698.



36. Orban de Xivry G., Davies R., Schartmann M. et al. Past and Present Secular Evolution in the Host Galaxies of NLS1s // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 036 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
37. Eliche-Moral M. C., Balcells M., Aguerri J. A. L., González-García A. C. // *Astron. Astrophys.*- 2006.- Vol. 457.- P. 91.
38. Coelho P., Gadotti D. A. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2011.- Vol. 743L.- P. 13.
39. Inoue S., Saitoh T. R. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 422.- P. 1902I.
40. Okamoto T. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2013.- Vol. 428.- P. 718.
41. Mathur S. Black hole-galaxy co-evolution paradigm - Lessons from narrow line Seyfert 1 galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 035 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- 2011: Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
42. Shen J., Sellwood J. A. The Survival of Bars with Central Mass Concentrations // *Coevolution of Black Holes and Galaxies, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia. Carnegie Observatories Astrophysics Series* / Ed. by L. C. Ho.- Pasadena: Carnegie Observatories, 2003.
43. Martini P., Regan M. W., Mulchaey J. S., Pogge R. W. // *Astrophys. J.*- 2003.- Vol. 589.- P. 774.
44. Mathur S. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2000.- Vol. 314.- P. L17–L20.

45. Symeonidis M. AGN in dusty hosts: implications for galaxy evolution // The Starburst-AGN Connection under the Multiwavelength Limelight, held 14-16 September 2011. Published online at [http://www.sciops.esa.int/SYS/CONF2010/include/SBAGN2011/Program\\_with\\_taid.27.-](http://www.sciops.esa.int/SYS/CONF2010/include/SBAGN2011/Program_with_taid.27.-) 2011.
46. Wang J., Mao Y. F., Wei J. Y. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 741.- P. 50.
47. Sani E., Lutz D., Risaliti G., Netzer H. Enhanced star formation in Narrow Line Seyfert 1 galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 010 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
48. Zhu L., Zhang S. N., Tang S. // *Astrophys. J.*- 2009.- Vol. 700.- P. 1173.
49. Tristram K. R. W., Schartmann M. // *Astron. and Astrophys.*- 2011.- Vol. 531.- P. 99.
50. Mor R., Netzer H. Hot dust, warm dust and star formation in NLS1s // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 011 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
51. Goad M. R., Korista K. T., Ruff A. J. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 426.- P. 3086.
52. Dorodnitsyn A., Bisnovaty-Kogan G. S., Kallman T. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 741.- P. 29.
53. Dorodnitsyn A., Kallman T., Bisnovaty-Kogan G. S. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 747.- P. 8.

54. Vasudevan R., Gallo L., Robertson D., Fulford K. Variability, Optical to X-ray slope and accretion disc properties in a sample of Seyfert 1 AGN // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 007 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
55. Fischer T. C., Crenshaw D. M., Kraemer S. B., Schmitt H. R. Are Narrow Line Seyfert 1 Galaxies Viewed Pole-on // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 050 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
56. Bentz M. Black hole scaling relationships and NLS1s // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 033 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
57. Sameshima H., Kawara K., Matsuoka Y. et al. // Monthly Not. Roy. Astron. Soc.- 2011.- Vol. 410.- P. 1018.
58. Decarli R., Dotti M., Fontana M., Haardt F. // Monthly Not. Roy. Astron. Soc.- 2008.- Vol. 386.- P. L15.
59. Decarli R., Dotti M., Haardt F., Zibetti S. BH masses in NLS1 - the role of the broad-line region geometry // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 041 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
60. Krause M. G. H., Schartmann M., Burkert A. Dynamics of Clouds in the Broad Line Region // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1

- Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 014 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
61. Landt H., Bentz M. C., Peterson B. M. The near-infrared broad emission line region of AGN // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 009 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  62. Miller L., Turner T. J. X-ray reverberation in NLS1 // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 019 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  63. Neri-Larios D. M., Coziol R., Torres-Papaqui J. et al. Narrow-Line AGNs - confirming the relationship between metallicity and accretion rate // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 065 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  64. Sameshima H., Kawara K. Implications from the optical to UV flux ratio of Fe II emission in SDSS DR7 quasars // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 062 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  65. Ho L. C., Darling J., Greene J. E. // ApJSS.- 2008.- Vol. 177.- P. 103–130.
  66. Boroson T. A. // Astrophys. J.- 2011.- Vol. 735.- P. 14.
  67. Crenshaw D. M., Fischer T. C., Kraemer S. B., Schmitt H. R. Mass Outflows in Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 027 /

- Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
68. Xu D., Komossa S. The Narrow-Line Region of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 006 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  69. Xu D., Komossa S., Zhou H. et al. // *Astron. J.*- 2012.- Vol. 143.- P. 83.
  70. Boroson T. // *Astrophys. J.*- 2002.- Vol. 565.- P. 78.
  71. Yuan W., Zhou H. Y., Komossa S. et al. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 685.- P. 801.
  72. Komossa S., Xu D., Zhou H. et al. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 680.- P. 926.
  73. Nagao T., Murayama T., Shioya Y., Taniguchi Y. // *Astrophys. J.*- 2002.- Vol. 575.- P. 721–731.
  74. Nagao T., Murayama T., Shioya Y., Taniguchi Y. // *Astron. J.*- 2003.- Vol. 126.- P. 1167–1182.
  75. Ishibashi W., Courvoisier T. J.-L. // *Astron. and Astrophys.*- 2010.- Vol. 512.- P. A58.
  76. Gallo L. C. The X-ray weak state in narrow-line Seyfert 1 galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 017 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
  77. Czerny B., Nikolajuk M. // *MSAIS.*- 2010.- Vol. 81.- P. 281.

78. Nagar N. M., Oliva E., Marconi A., Maiolino R. // *Astron. and Astrophys.*- 2002.- Vol. 391.- P. L21–L24.
79. Tarchi A., Castangia P., Columbano A. et al. Water masers in NLS1 galaxies // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 031 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: *Proceedings of Science*, 2011.
80. Tarchi A., Castangia P., Columbano A. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2011.- Vol. 532.- P. 125.
81. Sobolewska M., Siemiginowska A., Gierlinski M. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 413.- P. 2259–2268.
82. Komossa S., Voges W., Xu D. // *Astron. J.*- 2006.- Vol. 132.- P. 531.
83. Liu H., Wang J., Mao Y., Wei J. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2010.- Vol. 715.- P. L113–L116.
84. Maune J. D., Miller H. R., Eggen J. R. A Search for Rapid Optical Variations in Very Radio-Loud Narrow-Line Seyfert Galaxies // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 059 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: *Proceedings of Science*, 2011.
85. Foschini L., Ghisellini G., Maraschi L. et al. // e-Print arXiv:1110.5649v1 [astro-ph].- 2011.
86. Foschini L., Angelakis E., Fuhrmann L. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2012.- Vol. 548.- P. 106.
87. Zhou H., Wang T., Yuan W. et al. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2007.- Vol. 658L.- P. 13.

88. Eggen J. R., Miller H. R., Maune J. D. Optical Polarization and FERMI Observations of Radio-Loud NLS1 Galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 049 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
89. Calderone G. Gamma-ray variability of radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 045 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
90. Foschini L. Evidence of powerful relativistic jets in narrow-line Seyfert 1 galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 024 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
91. Ikejiri Y., Uemura M., Sasada M. et al. // Publ.Astron.Soc.Jap.- 2011.- Vol. 63.- P. 639.
92. La Mura G., Ciroi S., Cracco V. et al. Emission line profiles and X-ray observations of Broad and Narrow Line Seyfert 1 Galaxies // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 056 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
93. Padovani P., Perlman E., Landt H. et al. // Astrophys. J.- 2003.- Vol. 588.- P. 128.
94. Doi A., Fujisawa K. // Publ.Astron.Soc.Jap.- 2007.- Vol. 59.- P. 703.
95. Fuhrmann L., Angelakis E., Nestoras I. et al. Gamma-ray NLSy1s and classical blazars - Are they different at radio cm/mm bands? // Proceedings of the

Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”,  
PoS(NLS1) 026 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy:  
Proceedings of Science, 2011.

96. Maitra D., Miller J. M., Markoff S., King A. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 735.- P. 107.
97. Giroletti M., Paragi Z., Bignall H. et al. Global eVLBI observations of the radio loud NLS1 PMN J0948+0022 // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”*, PoS(NLS1) 051 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: *Proceedings of Science*, 2011.
98. Doi A., Nagira H., Kawakatu N. et al. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 760.- P. 41.
99. Foschini L. // *RAA.*- 2011.- Vol. 11.- P. 1266F.
100. D’Ammando F. // e-Print arXiv:1012.1120v1 [astro-ph].- 2010.
101. Foschini L. // e-Print arXiv:1301.5785v1 [astro-ph].- 2013.
102. Valencia-S. M., Zuther J., Eckart A. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2012.- Vol. 544.- P. 129.
103. Wang Y., Li X.-D. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 744.- P. 186.
104. Daly R. A. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 414.- P. 1253.
105. Patrick A., Reeves J., Lobban A. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 416.- P. 2725.
106. Fabian A., Kara E., Walton D. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2013.- Vol. 429.- P. 2917.



107. Risaliti G., Harrison F. A., Madsen K. K. et al. // NATURE.- 2013.- Vol. 494.- P. 449.
108. Garofalo D., Evans D. A., Sambruna R. M. // Monthly Not. Roy. Astron. Soc.- 2010.- Vol. 406.- P. 975–986.
109. Dotti M., Colpi M. // ASPCS.- 2010.- Vol. 427.- P. 19.
110. Peterson B. M. // Proceedings of the IAU Symposium 267: Co-Evolution of Central Black Holes and Galaxies.- 2010.- Vol. 267.- P. 151–160.
111. Haas M., Chini R., Ramolla M. et al. // Astron. and Astrophys.- 2011.- Vol. 535.- P. 73.
112. Vestergaard M., Denney K. D., Fanc X. et al. Black hole mass estimations - limitations and uncertainties // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 038 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
113. Denney K. D., Assef R. J., Bentz M. C. et al. Addressing Systematic Uncertainties in Black Hole Mass Measurements // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 034 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.
114. Woo J.-H., Park D. The overall uncertainty of single-epoch virial black hole mass estimates and its implication to the MBH-sigma relation // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 039 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.

115. Wu X.-B., Wang R., Kong M. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2004.- Vol. 424.- P. 793.
116. Mathur S., Kuraszekiewicz J., Czerny B. // *New Astronomy.*- 2001.- Vol. 6.- P. 321–329.
117. Wandel A. Relations between Massive Black Holes in AGN and their Host Galaxies // *Coevolution of Black Holes and Galaxies, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia. Carnegie Observatories Astrophysics Series.* / Ed. by L. C. Ho.- Pasadena: Carnegie Observatories, 2004.
118. Botte V., Ciroi S., Rafanelli P. // *MSAIS.*- 2003.- Vol. 3.- P. 230.
119. Gadotti D. A. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2009.- Vol. 393.- P. 1531.
120. Batcheldor D. // *Astrophys. J.*- 2010.- Vol. 711.- P. L108.
121. Xiao T., Barth A. J., Greene J. E. et al. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 739.- P. 28.
122. Beifiori A., Courteau S., Corsini E. M., Zhu Y. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 419.- P. 2497.
123. Bian W.-H., Zhao Y.-H. // *Publ.Astron.Soc.Jap.*- 2003.- Vol. 55.- P. 143.
124. Wandel A. On the BH-galaxy relation of AGN and NLS1 // *Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 042* / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: *Proceedings of Science*, 2011.
125. Kormendy J., Bender R., Cornell M. E. // *NATURE.*- 2011.- Vol. 469.- P. 374.
126. Araya Salvo C., Mathur S. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 757.- P. 179.

127. Kormendy J., Bender R. // NATURE.- 2011.- Vol. 469.- P. 377.
128. А. В. Засов, Л. Н. Черепащук и А. М. Катков // Астрон. журн.- 2011.- Vol. 88.- P. 648–661.
129. Ghez A. M., Salim S., Weinberg N. N. et al. // ApJ.- 2008.- Vol. 689.- P. 1044.
130. Zamaninasab M., Eckart A., Dovciak M. et al. // Monthly Not. Roy. Astron. Soc.- 2011.- Vol. 413.- P. 322.
131. Hammer F., Puech M., Flores H. et al. The Milky Way and other spiral galaxies // Assembling the Puzzle of the Milky Way, EPJ Web of Conferences, Volume 19, id.01004 / Ed. by C. Reyle, A. Robin, M. Schultheis.- Le Grand-Bornand, France, 2012.
132. Levin Y., Beloborodov A. M. // Astrophys. J.- 2003.- Vol. 590.- P. L33–L36.
133. Guo F., Mathews W. G. // Astrophys. J.- 2012.- Vol. 756.- P. 181.
134. Zhou H., Wang T., Yuan W. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser.- 2006.- Vol. 166.- P. 128.
135. Martig M., Bournaud F., Croton D. et al. // Astrophys. J.- 2012.- Vol. 756.- P. 26.
136. Б.В. Комберг // Астрон. журн.- 1995.- Vol. 72.- P. 3.
137. Saxton R., Read A., Esquej P., Miniutti G. Long-term AGN variability and the case of GSN 069 // Proceedings of the Workshop “Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and Their Place in the Universe”, PoS(NLS1) 008 / Ed. by L. Foschini, M. Colpi, L. Gallo et al.- Trieste, Italy: Proceedings of Science, 2011.

138. Schawinski K., Evans D. A., Virani S. et al. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2010.- Vol. 724.- P. L30.
139. Dave R. // *EAS*.- 2011.- Vol. 52.- P. 35.
140. Letawe G., Magain P., Courbin F. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2007.- Vol. 378.- P. 83–108.
141. Schawinski K., Treister E., Urry C. M., Cardamone C. N. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2011.- Vol. 727.- P. L31.
142. Bournaud F., Juneau S., Le Floc'h E. et al. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 757.- P. 81.
143. Buitrago F., Trujillo I., Conselice C. J., Haeussler B. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2013.- Vol. 428.- P. 1460.
144. Hopkins P. F., Hernquist L. // *Astrophys. J.*- 2009.- Vol. 694.- P. 599.
145. Schartmann M., Burkert A., Alig C. et al. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 755.- P. 155.
146. Papadopoulos P. P., Feain I. J., Wagg J., Wilner D. J. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 684.- P. 845.
147. Martini P. *QSO Lifetimes // Coevolution of Black Holes and Galaxies, from the Carnegie Observatories Centennial Symposia / Ed. by L. C. Ho.*- Cambridge University Press, 2004.
148. Б. В. Комберг, Р. А. Сюняев // *Астрон. журн.*- 1971.- Vol. 48.- P. 235.
149. Б. В. Комберг // *Астрофизика*.- 1984.- Vol. 20.- P. 73.
150. Б. В. Комберг // *Сообщения САО*.- 1989.- Vol. 61.- P. 134.

151. Feldmann R., Carollo C. M., Mayer L. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 736.- P. 88.
152. Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G. // *Astron. J.*- 1996.- Vol. 112.- P. 839.
153. Delgado-Serrano R. // e-Print arXiv:1201.6406v1 [astro-ph].- 2012.
154. Merloni A. A synthetic view of AGN evolution and supermassive black holes growth // *Accretion and Ejection in AGNs: A Global View. ASP Conference Series / Ed. by L. Maraschi, G. Ghisellini, R. D. Ceca, F. Tavecchio.*- Vol. 427.- Como, Italy: 2010.- P. 11.
155. Popping G., Caputi K. I., Somerville R. S., Trager S. C. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 425.- P. 2386.
156. Oser L., Ostriker J. P., Naab T. et al. // *Astrophys. J.*- 2010.- Vol. 725.- P. 2312.
157. Li Y.-R., Wang J.-M., Ho L. C. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 749.- P. 187.
158. Delgado-Serrano R., Hammer F., Yang Y. B. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2010.- Vol. 509.- P. 78.
159. Vulcani B., Poggianti B. M., Aragón-Salamanca A. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 412.- P. 246.
160. Wilman D. J., Erwin P. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 746.- P. 160.
161. Eliche-Moral M. C., Gonzalez-Garcia A. C., Aguerri J. A. L. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2012.- Vol. 547.- P. 48.
162. Sil'chenko O. K. // *IAUS.*- 2012.- Vol. 284.- P. 251.

163. Hamilton T. S. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2010.- Vol. 407.- P. 2393.
164. Hopkins P. F., Bundy K., Hernquist L., Ellis R. S. // *Astrophys. J.*- 2007.- Vol. 659.- P. 976.
165. Huertas-Company M., Aguerri J. A. L., Tresse L. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2010.- Vol. 515.- P. 3.
166. Scarlata C., Carollo C. M., Lilly S. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*- 2007.- Vol. 172.- P. 494.
167. Johansson P. H., Naab T., Ostriker J. P. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 754.- P. 115.
168. Greene J. E., Murphy J., Comerford J. et al. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 750.- P. 32.
169. Koss M., Mushotzky R., Treister E. et al. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 746.- P. 22.
170. Smirnova A. A., Moiseev A. V., Afanasiev V. L. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2010.- Vol. 408.- P. 400.
171. Man A. W. S., Zirm A., Toft S. // e-Print arXiv:1112.3764v1 [astro-ph].- 2011.
172. Carpineti A., Kaviraj S., Darg D. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 420.- P. 2139.
173. Alexander D. M., Hickox R. C. // *NewAR.*- 2012.- Vol. 56.- P. 93.
174. Shankar F., Marulli F., Mathur S. et al. // *Astron. and Astrophys.*- 2012.- Vol. 540.- P. 23.
175. Sikora M. // *Astronomische Nachrichten.*- 2009.- Vol. 330.- P. 291.

176. Cervantes-Sodi B., Hernandez X., Park C. et al. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2011.- Vol. 735.- P. L25.
177. Blandford R. D., Znajek R. L. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 1977.- Vol. 179.- P. 433.
178. Dadhich N. // e-Print arXiv:1210.1041 [astro-ph].- 2012.
179. Satyapal S., Vega D., Dudik R. P. et al. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 677.- P. 926.
180. Simmons B. D., Lintott C., Schawinski K. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2013.- Vol. 429.- P. 2199.
181. Marleau F. R., Simard L., Clancy D., Bianconi M. // e-Print arXiv:1212.0980 [astro-ph].- 2012.
182. Seigar M. S., Kennefick D., Kennefick J., Lacy C. H. S. // *Astrophys. J. (Letters)*.- 2008.- Vol. 678.- P. L93.
183. Treuthardt P., Seigar M. S., Sierra A. D. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 423.- P. 3118.
184. Keselman A., Nusser A. // e-Print arXiv:1205.2716v1 [astro-ph].- 2012.
185. Wolter A., Gioia I. M., Henry J. P., Mullis C. R. // *Astron. and Astrophys.*- 2005.- Vol. 444.- P. 165.
186. Stern J., Laor A. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2012.- Vol. 423.- P. 600.
187. Jiang Y.-F., Greene J. E., Ho L. C. et al. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 742.- P. 68.
188. Scott N., Graham A. W. // *Astrophys. J.*- 2013.- Vol. 763.- P. 76.

189. Antonini F. // *Astrophys. J.*- 2013.- Vol. 763.- P. 62.
190. Marziani P., Sulentic J. W. // *Ast. Rev.*- 2012.- Vol. 7.- P. 33.
191. Capuzzo-Dolcetta R., Antonini F., Mastrobuono-Battisti A. The Milky Way Nuclear Star Cluster // *Stellar Clusters & Associations: A RIA Workshop on Gaia. Proceedings* / Ed. by E. A. Navarro, A. G. Calvente, M. Z. Osorio.- Granada, Spain: 2011.- P. 291–293.
192. Zubovas K., King A. R., Nayakshin S. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2011.- Vol. 415.- P. L21.
193. Marziani P., Sulentic J. W., Zwitter T. et al. // *Astrophys. J.*- 2001.- Vol. 558.- P. 553.
194. Steinhardt C. L., Silverman J. D. // e-Print arXiv:1109.0537v2 [astro-ph].- 2011.
195. Abazajian K. N., Adelman-McCarthy J. K., Agüeros' M. A. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*- 2009.- Vol. 182.- P. 543.
196. Kewley L. J., Dopita M. A., Sutherland R. S. et al. // *Astrophys. J.*- 2001.- Vol. 556.- P. 121.
197. Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2003.- Vol. 346.- P. 1055.
198. Hu C., Wang J.-M., Ho L. C. et al. // *Astrophys. J.*- 2008.- Vol. 687.- P. 78.
199. Croom S. M., Smith R. J., Boyle B. J. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2004.- Vol. 349.- P. 1397.
200. Mathur S., Fields D., Peterson B. M., Grupe D. // *Astrophys. J.*- 2012.- Vol. 754.- P. 146.



201. Bennert V. N., Auger M. W., Treu T. et al. // *Astrophys. J.*- 2011.- Vol. 742.- P. 107.
202. Schechter P. L. // *Astrophys. J.*- 1976.- Vol. 203.- P. 297.
203. Montero-Dorta A. D., Prada F. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2009.- Vol. 399.- P. 1106.
204. Denney K. D., Peterson B. M., Dietrich M. et al. // *Astrophys. J.*- 2009.- Vol. 692.- P. 246.
205. Schulze A., Wisotzki L., Husemann B. // *Astron. Astrophys.*- 2009.- Vol. 507.- P. 781.
206. Greene J. E., Ho L. C. // *Astrophys. J.*- 2007.- Vol. 667.- P. 131.
207. Greene J. E., Ho L. C. // *Astrophys. J.*- 2009.- Vol. 704.- P. 1743.
208. Marconi A., Risaliti G., Gilli R. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2004.- Vol. 351.- P. 169.
209. Heckman T. M., Ptak A., Hornschemeier A., Kauffmann G. // *Astrophys. J.*- 2005.- Vol. 634.- P. 161.
210. Hasinger G., Miyaji T., Schmidt M. // *Astron. Astrophys.*- 2005.- Vol. 441.- P. 417.
211. Koulouridis E., Plionis M., Chavushyan V. et al. // *Astrophys. J.*- 2006.- Vol. 639.- P. 37.
212. Krongold Y., Dultzin-Hacyan D. // *Astrophys. J.*- 2002.- Vol. 572.- P. 169.
213. Bamford S. P., Nichol R. C., Baldry I. K. et al. // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*- 2009.- Vol. 393.- P. 1324B.

**Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России**

214. Ермаш А. А., Комберг Б. В. Морфология и эволюционный статус активных галактик типа NLSy1 // Астрофизика.- 2013.- Vol. 56.- P. 625–660.
215. Ермаш А. Функция светимости активных галактик типа NLSy1 по данным обзора SDSS DR7 // Астрон. журн.- 2013.- Vol. 90.- P. 355 // e-Print arXiv:1302.2955 [astro-ph].
216. Ермаш А. Сейфертовские галактики первого типа с узкими линиями. Связь между частотой встречаемости и крупномасштабной структурой Вселенной. // Астрон. журн.- 2014.- Vol. 91.- P. 263–274 // e-Print arXiv:1311.6074 [astro-ph].
217. Комберг Б., Ермаш А. AGN III – Первичная активность в ядрах дисковых галактик с псевдобалджами // Астрон. журн.- 2013.- Vol. 90.- P. 443 // e-Print arXiv:1302.2942 [astro-ph].

**Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации**

218. Б.В.Комберг и А.А. Ермаш. Морфология и эволюционный статус активных галактик типа NLSy1: препринт 31: ФИАН, 2011.
219. Ермаш А. А., Комберг Б. В. Функция светимости активных галактик типа NLSy1 по данным обзора SDSS DR7 // Труды 42-ой международной

студенческой научной конференции Физика космоса.- Коуровка, Россия: Уральский государственный университет, 2013.- P. 57.

220. Ермаш А. Luminosity function of Narrow-Line Seyfert galaxies based on SDSS DR7 data // Proceedings of the Workshop “Nuclei of Seyfert galaxies and QSOs - Central engine & conditions of star formation”.- Germany, Bonn: 2012, [http://pos.sissa.it/archive/conferences/169/064/Seyfert%202012\\_064.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/169/064/Seyfert%202012_064.pdf) arXiv:1304.7144 [astro-ph].
221. Ермаш А. А., Комберг Б. В. Функция светимости активных галактик типа NLSy1 по данным обзора SDSS DR7 // Тезисы докладов Российской Молодёжной конференции по физике и астрономии Физика.СПб.- Санкт - Петербург, Россия: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2013.
222. Ермаш А. А., Комберг Б. В. Функция светимости активных галактик типа NLSy1 по данным обзора SDSS DR7 // Тезисы докладов 5-ой Всероссийской молодежной конференции “Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики”.- Москва, Россия: ФИАН им. Лебедева, 2013.
223. Ермаш А. А., Комберг Б. В. Функция светимости активных галактик типа NLSy1 по данным обзора SDSS DR7 // Тезисы докладов Всероссийской Астрономической Конференции “Многоликая Вселенная ВАК - 2013”.- Санкт-Петербург, Россия: 2013.

# Приложение А

## Список использованных сокращений и аббревиатур

### **ACS(HST/ACS)**

Advanced Camera for Surveys — один из инструментов на борту Хаббловского космического телескопа.

### **AGN**

Active Galactic Nuclei — Активное Ядро Галактики.

### **ANL QSO**

Anomalous Narrow Line QSO — аномальные квазары с узкими линиями.

### **BBB**

Big Blue Bump — большой избыток в синей области спектра..

### **BL AGN**

Broad Line AGN — активные ядра с широкими линиями.

### **BLR**

Broad Line Region — область образования широких линий.

### **BLRG**

Broad Line Radio Galaxies — радиогалактики с широкими линиями.

### **BLS**

Broad Line Seyfert 1 — Сейфертовские Галактики первого типа с узкими линиями.

### **Chandra**

Chandra X-ray observatory — рентгеновская космическая обсерватория, названная в честь нобелевского лауреата Субраманьяна Чандрасекара.

### **CSS**

Compact Steep Spectrum sources — компактные источники с крутыми спектра-

ми.

### **EV1, EV2**

**EigenVector** 1,2 — Единичный вектор 1,2. См. “PCA”.

### **EW**

**Equivalent Width** — эквивалентная ширина.

### **FERMI**

**Fermi Gamma-ray space telescope** — космический гамма-телескоп имени Энрико Ферми (старое название — GLAST).

### **FL**

**Flocculent** — флоккулентная ядерная пылевая спираль. У таких ядерных пылевых спиралей присутствует число спиралей большее двух, а также облачка пыли и газа.

### **FRI, FRII**

**Fanaroff – Riley** (Фанарёф - Райли) классификация радиоисточников. Первый класс, FRI, составляют менее яркие источники, у которых яркость максимальна в центре, к краям же спадает. FRII же, напротив, это более яркие объекты, у которых наблюдается поярчение к краю или нецентральные яркие области.

### **FWHM**

**Full Width Half Magnitude** — ширина на половине интенсивности, полуширина.

### **GBH**

**Galactic Black Holes** — галактические чёрные дыры. Имеются в виду продукты звёздной эволюции.

### **GD**

Ядерная пылевая спираль называется **GD** (**Grand Design** — с глобальной морфологией), если есть два отдельных симметричных спиральных рукава.

### **HBL**

**High-energy-peaked BL Lac** — объекты типа BL Lac с пиком излучения на

высоких энергиях.

### **HERG**

**High Eddington Ratio Galaxies** — галактики с высокими Эддингтоновскими соотношениями.

### **HFSRQ**

**High-energy-peaked Flat Spectrum Radio Quasars** — радиоквезары с плоскими спектрами и пиком излучения на высоких энергиях.

### **HST**

**Hubble Space Telescope** — Хаббловский космический телескоп.

### **GPD**

**Gas Pressure Dominated** — с доминированием газового давления. У таких объектов мощность джета зависит от темпа аккреции.

### **IMGC**

**Intermediate Gaussian Component** — Гауссова компонента промежуточной ширины.

### **IMLR**

**InterMediate Line Region** — область образования разрешённых линий промежуточной ширины.

### **IR QSO**

**InfraRed QSO** — квазар, излучающий в инфракрасном диапазоне.

### **LBL**

**Low-energy-peaked BL Lac** — объекты типа BL Lac с пиком излучения на низких энергиях.

### **LINERs**

**Low-Ionization Nuclei Emission Region galaxies** — галактики с низкой ионизацией в излучающей области.

### **LIRG**

**Luminous InfraRed Galaxies** — яркие в ИК-диапазоне галактики. Высокую све-

тимостью в ик диапазоне связывают с активным звездообразованием.

### **LF**

**Luminosity Function** — Функция Светимости.

### **LFSRQ**

**Low-energy peaked Flat Spectrum Radio Quasars** — радиоквazarы с плоскими спектрами и пиком излучения на низких энергиях.

### **NELG**

**Narrow Emission Line Galaxies** — галактики с узкими эмиссионными линиями.

### **NL AGN**

**Narrow Line AGN** — активные ядра с узкими линиями.

### **NLR**

**Narrow Line Region** — область образования узких линий.

### **NLS**

**Narrow Line Seyfert 1** — Сейфертовские Галактики первого типа с узкими линиями.

### **NSC**

**Nuclear Star Cluster** — ядерное шаровое скопление.

### **PAH**

**Polycyclic Aromatic Hydrocarbons** — Полициклические Ароматические Углеводороды.

### **PCA**

**Principal Component Analysis** — Анализ Базовых Компонент. PCA это математический метод, суть которого заключается в конвертации ряда наблюдений возможно коррелирующих переменных в набор некоррелированных переменных, называемых базовыми компонентами (principal components), или единичными векторами (eigenvectors). Эти единичные вектора в целом воспроизводят исходное пространство данных и ортогональны друг другу. Единичный вектор 1 (Eigenvector1, EV1) отвечает за наибольшую вариацию данных сре-

ди изначально измеренных переменных, а Единичный вектор 2 (Eigenvector2, EV2), будучи ортогональным первому (некоррелированным с ним), представляет вторую по величине вариацию. Единичные величины (Eigenvalues) определяются как доля вариации, за которую отвечает каждый базовый вектор[69].

### **PG**

**Palomar Green** — Паломарский обзор объектов с избытком в УФ.

### **PSF**

**Point Spread Function** — функция рассеяния точки.

### **QSO**

**QuasiStellar Object** — квазизвёздный объект, квазар.

### **RL NLS**

**Radio Loud NLS** — радиогромкие NLS.

### **ROSAT**

**Röntgensatellit** — название рентгеновского космического телескопа.

### **RQ NLS**

**Radio Quiet NLS** — радиотихие NLS.

### **RLQ**

**Radio Loud Quasars** — радиогромкие квазары.

### **RQQ**

**Radio Quiet Quasars** — радиотихие квазары.

### **RPD**

**Radiation Pressure Dominated** — с доминированием давления излучения. У таких объектов мощность джета зависит от массы ЧД.

### **SDSS**

**Sloan Digital Sky Survey** — Слоановский обзор неба.

### **SG**

**Spiral Galaxies** — спиральные галактики.

### **SSRQ**



**Steep Spectrum Radio Quasars** — радиоквazarы с крутыми спектрами.

**Sy1, Sy2, Sy1.x**

**Seyfert galaxies 1,2,1.x** — Сейфертовские галактики 1-ого, 2-ого и промежуточных типов.

**TO**

**Transition Objects** — переходные объекты, содержащие как области интенсивного звездообразования, так и активное ядро.

**ULIRG**

**Ultra Luminous InfraRed Galaxies** — очень яркие в ИК диапазоне галактики.

**VBGC**

**Very Broad Gaussian Component** — очень широкая Гауссова компонента.

**VBLR**

**Very Broad Line Region** — область образования очень широких разрешённых линий.

**XMM-Newton**

**X-ray Multi-Mirror Mission - Newton** — Название космической рентгеновской обсерватории.

**WFC3(HST/WFC3)**

**Wide Field Camera 3** — широкоугольная камера 3 на борту Хаббловского космического телескопа.

**ЧД**

**Чёрная Дыра.**

**СМЧД**

**Сверхмассивная Чёрная Чёрная Дыра.**

**УС**

**Унифицированная Схема.**

**ШЗС**

**Шаровое Звёздное Скопление.**

$\gamma$ -NLS

NLS, излучающие в гамма-диапазоне.

$\mu$ QSO

micro QuasiStellar Object — микроквazar.