

11. Karachentsev I D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **393** 1265 (2009)
12. Baryshev Yu V, Chernin A D, Teerikorpi P *Astron. Astrophys.* **378** 729 (2001)
13. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
14. Karachentsev I D *Astron. J.* **129** 178 (2005)
15. Karachentsev I D et al. *Astron. Astrophys.* **398** 479 (2003)
16. Караченцев И Д, Кашибадзе О Г *Astrofizika* **49** 5 (2006) [Karachentsev I D, Kashibadze O G *Astrophysics* **49** 3 (2006)]
17. Караченцев И Д, Караченцева В Е, Хухтмайер В К *Письма в Астрон. журн.* **33** 577 (2007) [Karachentsev I D, Karachentseva V E, Huchtmeier W K *Astron. Lett.* **33** 512 (2007)]
18. Karachentsev I D et al. *Astron. J.* **131** 1361 (2006)
19. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
20. Chernin A D et al. *Astrofizika* **50** 493 (2007) [*Astrophys.* **50** 405 (2007)]
21. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys. Trans.* **26** 275 (2007)
22. Karachentsev I D, Nasonova O G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405** 1075 (2010)
23. Nasonova O G, de Freitas Pacheco J A, Karachentsev I D *Astron. Astrophys.* **532** 104 (2011)
24. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **520** 104 (2010)
25. Чернин А Д и др. *Астрон. журн.* **89** 723 (2012) [Chernin A D et al. *Astron. Rep.* **56** 653 (2012)]
26. Bisnovatyi-Kogan G S, Chernin A D *Astrophys. Space Sci.* **338** 337 (2012)
27. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **539** 4 (2012)
28. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **553** 101 (2013)
29. Teerikorpi P, Chernin A D *Astron. Astrophys.* **516** A93 (2010)
30. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **507** 1271 (2009)
31. Teerikorpi P et al. *Astron. Astrophys.* **483** 383 (2008)
32. Nurmi P, Heinämäki P, Teerikorpi P, Chernin A D *AIP Conf. Proc.* **1240** 419 (2010)
33. Byrd G G, Chernin A D, Teerikorpi P, Valtonen M *Paths to Dark Energy: Theory and Observation* (De Gruyter Studies in Mathematical Physics, 2) (Berlin: De Gruyter, 2012)
34. Byrd G et al. *Astron. J.* **107** 2055 (1994)
35. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **467** 933 (2007)
36. Chernin A D et al. *Astron. Astrophys.* **415** 19 (2004)
37. Chernin A D, Teerikorpi P, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **456** 13 (2006)
38. Teerikorpi P, Chernin A D, Baryshev Yu V *Astron. Astrophys.* **440** 791 (2005)
39. Караченцев И Д, Чернин А Д, Теерикорпи П *Астрофизика* **46** 491 (2003) [Karachentsev I D, Chernin A D, Teerikorpi P *Astrophysics* **46** 399 (2003)]
40. Sandage A *Astrophys. J.* **527** 479 (1999)
41. Sandage A et al. *Astrophys. J.* **653** 843 (2006)

PACS numbers: **04.70.** – s, 97.60.Lf, 98.62.Js
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307f.0747

Новый метод исследования сверхмассивных чёрных дыр, основанный на поляриметрических наблюдениях активных ядер галактик

Ю.Н. Гнедин

1. Введение

В настоящее время факт существования сверхмассивных чёрных дыр в центральных областях активных галактик считается общепризнанным. Вращающиеся сверхмассивные чёрные дыры являются мощными энергетиче-

скими машинами, ответственными за физические процессы, возникающие на гигантской шкале, порядка $10^{22} - 10^{25}$ см, в галактиках. Характерные явления, связанные с существованием сверхмассивных чёрных дыр, — это излучение области узких эмиссионных линий ($\sim 10^{20} - 10^{22}$ см), радиоизлучение компактной центральной области ($\sim 10^{18} - 10^{21}$ см), излучение области широких эмиссионных линий ($\sim 10^{18} - 10^{19}$ см), наличие области нетеплового излучения ($\sim 10^{15} - 10^{17}$ см) и области быстрой переменности рентгеновского излучения ($\sim 10^{13}$ см). Именно сверхмассивная чёрная дыра генерирует излучение во всех этих пространственных областях.

Активные галактические ядра (АГЯ), являющиеся такими сверхмассивными чёрными дырами, составляют довольно однородный класс космических объектов. Самые яркие из них имеют болометрическую светимость $L_{\text{bol}} > 10^{47}$ эрг с^{-1} , причём их массы могут достигать значения $\sim 10^{10} M_{\odot}$. У многих активных ядер галактик наблюдаются сильно коллимированные выбросы (джеты) вещества, движущегося с релятивистскими скоростями в направлении, перпендикулярном диску. Размеры джетов достигают нескольких десятков килопарсек, что превышает размеры галактик.

Существование чёрных дыр предсказывается общей теорией относительности Эйнштейна. По определению, чёрной дырой называется область, за пределы которой не может выйти никакой сигнал. Другими словами, вторая космическая скорость для чёрной дыры равна скорости света в вакууме. Граница такой области называется горизонтом событий R_h .

Характерный размер чёрной дыры определяется гравитационным радиусом

$$R_g = \frac{GM}{c^2},$$

где M — масса чёрной дыры, c — скорость света, G — гравитационная постоянная. Для невращающейся, или шварцшильдовской, чёрной дыры радиус горизонта событий $R_h = 2R_g$. Для вращающейся чёрной дыры

$$R_h = R_g(1 + \sqrt{1 - a^2}),$$

где a — безразмерный угловой момент вращения, обычно называемый спином, $-1 \leq a \leq 1$. Отрицательные значения спина соответствуют случаю, в котором направления собственного вращения чёрной дыры и кеплеровского вращения газа в аккреционном диске взаимно противоположны, что соответствует так называемому ретроградному вращению центральной чёрной дыры. Для вращающейся с максимальным удельным угловым моментом керровской чёрной дыры $R_h = R_g$. Радиус последней стабильной орбиты, внутри которой материя захватывается чёрной дырой, зависит от углового момента чёрной дыры, уменьшаясь для вращающихся чёрных дыр. Для шварцшильдовской чёрной дыры $R_{\text{st}} = 6R_g$, для вращающейся с максимальной угловой скоростью устойчивой керровской чёрной дыры со спином $a_* = 0,998$ радиус последней устойчивой орбиты $R_h = 1,22R_g$.

Активность галактических ядер объясняется аккрецией вещества на центральную сверхмассивную чёрную дыру. Последовательная теория аккреционных течений развивается с 1940–1950-х годов. Особого расцвета она

Ю.Н. Гнедин. Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, РФ
E-mail: gnedin@gao.spb.ru

достигла в 1970-х годах в связи с обнаружением рентгеновских источников, представляющих собой аккрецирующие нейтронные звёзды и чёрные дыры. Первые простейшие адиабатические (в том числе и сферически-симметричные) модели аккреции позволили существенно прояснить многие особенности излучения реальных астрофизических объектов. Вместе с тем такие модели нередко не позволяли получить даже качественного согласия с наблюдательными данными. В частности, излучение газа при его адиабатической аккреции на чёрную дыру оказывалось слишком малым. Решение этой проблемы заключалось в том, что сильное энерговыделение может происходить в аккреционных дисках, в которых эффекты неидеальности неизбежно становятся определяющими.

Теория гидродинамической дисковой аккреции развивается с конца 1960-х годов, однако до сих пор многие детали остаются невыясненными. Поэтому обычно используются упрощённые модели, такие как стандартная классическая модель диска Шакуры–Сюняева или модель ADAF (Advection Dominated Accretion Flow — адвективно доминирующее аккреционное течение). В частности, в рамках чисто гидродинамического подхода пока не удалось построить достаточно убедительную модель центральной машины в активных ядрах галактик, которая приводила бы к эффективному истечению вещества и, следовательно, давала бы начало струйным выбросам, уносящим значительную часть высвобождаемой энергии.

На настоящий момент механизм энерговыделения, эффективно передающий энергию от вращающейся чёрной дыры активным областям, и механизм коллимации, позволяющий образование струйных выбросов, связываются с наличием в структуре активных ядер галактик регулярного полоидального магнитного поля. Поскольку чёрная дыра не может иметь собственного магнитного поля (так называемая теорема об отсутствии "волос"), генерация крупномасштабного магнитного поля в окрестности чёрной дыры может происходить как в самом аккреционном диске, так и в области между радиусом последней устойчивой орбиты и радиусом горизонта (plunge region — в англоязычной литературе). В связи с увеличением мощности современных вычислительных средств построение магнитогидродинамических моделей аккреционных дисков в последнее время является бурно развивающейся областью. Обзор ряда таких моделей приведён в [1]. Однако прямых доказательств того, что в активных ядрах галактик имеются сильные регулярные магнитные поля, влияющие на динамику аккреционных течений, до сих пор не получено. Несмотря на это, существование магнитного поля в активных ядрах галактик является общепринятой парадигмой.

Таким образом, вопрос измерения магнитных полей в аккреционных дисках активных ядер галактик является существенным для определения их физических свойств и механизмов энерговыделения.

Спектрополяриметрия представляет собой эффективный метод исследования основных структурных компонентов квазаров и активных галактических ядер: аккреционного диска, области образования широких эмиссионных линий, горячей короны вокруг аккреционного диска. Излучение этих областей для многих объектов является поляризованным. Поляризация возникает в результате рассеяния на электронах плазмы, которые

анизотропно распределены вокруг центральной сверхмассивной чёрной дыры. Именно аккреционный диск представляет собой типичный пример области излучения с несферически-симметричным распределением электронной плотности. Область образования широких эмиссионных линий также является геометрически плоской областью излучения.

Анализ данных спектрополяриметрических наблюдений позволяет найти величины магнитных полей, используя косвенный метод их определения, развитый в работах [2–4]. Идея данного метода состоит в том, что если учесть эффект фарадеевского поворота на длине свободного пробега фотонов в процессе рассеяния на электронах, то степень поляризации и позиционный угол, а также их зависимости от длины волны излучения полностью определяются геометрией магнитного поля в области излучения.

С целью определения магнитных полей в окрестности сверхмассивной чёрной дыры была разработана (Главной (Пулковской) обсерваторией (ГАО) РАН и Специальной астрофизической обсерваторией (САО) РАН) совместная программа наблюдений активных галактических ядер на 6-метровом телескопе БТА (Большой телескоп азимутальный) САО РАН. В состав команды, реализующей данную программу, входят В.Л. Афанасьев, Н.В. Борисов (САО РАН), С.Д. Булига, Ю.Н. Гнедин, Т.М. Нацвлишвили, М.Ю. Пиотрович (ГАО РАН). Результаты этих наблюдений представлены в разделе 2.

2. Результаты наблюдений на БТА-6м в спектрополяриметрической моде SCORPIO

Спектрополяриметрические наблюдения выборки активных галактических ядер выполнялись на 6-метровом телескопе БТА САО РАН в 2008–2009 гг. в течение трёх сетов наблюдений [5]. Для наблюдений были отобраны объекты с имеющимися в литературе оценками масс центральных чёрных дыр M_{BH} . Наблюдения проводились в режиме спектрополяриметрии с помощью фокального редуктора светосилы SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometric and Interferometric Observations), установленного в первичном фокусе. В качестве светоприёмника использовалась матрица ПЗС (прибор с зарядовой связью) EEV42-40 размером 2048×2048 пикселей с величиной пиксела $13,5 \times 13,5$ мкм, а в качестве диспергирующего элемента — объёмная голографическая фазовая решётка VPHG550g из комплекта SCORPIO, работающая в диапазоне длин волн $3500 - 7200$ Å. Обратная линейная дисперсия в плоскости светоприёмника составила $1,8$ Å на 1 пиксел. В спектрографе использовался набор из пяти круглых диафрагм диаметром $4,5''$, расположенных в виде псевдошели с шагом $9,7$ угловых секунд. Анализатором поляризации служила пластина Савара, установленная за диафрагмами. Центральная диафрагма использовалась для получения спектров объекта в перпендикулярных плоскостях поляризации, а остальные диафрагмы применялись для получения спектров ночного неба. Реальное спектральное разрешение наших данных, которое определялось монохроматическим изображением диафрагм, составило $40 - 42$ Å. Качество изображений во всех сетов наблюдений было не хуже $2''$.

Методика наблюдений и вычисления поляризации описана в работе В.Л. Афанасьева и А.В. Морозова [6]. Для калибровки длин волн и относительного пропуска-

Таблица 1. Результаты наблюдений

Объект	m_V	z	Тип	Дата	t_{exp} , с	P_V , %	PA_V , град	n
PG 0007 + 106	15,2	0,089	Sy1	30.11.08	3000	$1,02 \pm 0,38$	83	$0,15 \pm 0,25$
PG 0026 + 129	15,3	0,142	QSO	30.11.08	3000	$1,07 \pm 0,28$	99	$-0,45 \pm 0,33$
PG 0049 + 171	16,1	0,064	Sy1.5	24.09.09	2160	$1,42 \pm 0,31$	247	$-0,28 \pm 0,18$
PG 0157 + 001	15,7	0,163	Sy1.5	01.12.08	3000	$1,78 \pm 0,28$	17	$-0,52 \pm 0,28$
PG 0804 + 761	14,7	0,100	QSO	02.12.08	3000	$1,00 \pm 0,38$	83	$0,24 \pm 0,38$
PG 0844 + 349	14,5	0,064	Sy1	29.11.08	3000	$0,85 \pm 0,10$	243	$-1,17 \pm 0,17$
PG 0953 + 414	15,3	0,234	QSO	03.12.08	3000	$0,39 \pm 0,12$	317	$0,11 \pm 0,13$
PG 1022 + 519	15,8	0,045	Sy1	30.11.08	3000	$0,83 \pm 0,30$	259	$-2,37 \pm 0,45$
PG 1116 + 215	14,4	0,177	QSO	29.11.08	3000	$0,57 \pm 0,12$	193	$-1,26 \pm 0,13$
PG 2112 + 059	15,9	0,466	QSO	29.11.08	3000	$1,04 \pm 0,21$	258	$0,45 \pm 0,17$
				18.08.09	3600	$1,08 \pm 0,20$	243	$0,35 \pm 0,10$
PG 2130 + 099	14,7	0,063	Sy1	30.11.08	3000	$0,62 \pm 0,15$	53	$-0,05 \pm 0,32$
PG 2209 + 184	15,9	0,070	Sy1	24.09.08	3600	$0,83 \pm 0,29$	200	$-0,75 \pm 0,21$
PG 2214 + 139	15,1	0,066	Sy1	28.11.08	3000	$1,58 \pm 0,18$	323	$-0,69 \pm 0,15$
PG 2233 + 134	16,3	0,326	QSO	29.11.08	3000	$0,67 \pm 0,23$	253	$0,28 \pm 0,28$
3C 390.3	15,2	0,056	Sy1	29.11.08	3000	$2,09 \pm 0,22$	140	$-0,57 \pm 0,22$
				17.08.09	3600	$1,58 \pm 0,18$	146	$-0,64 \pm 0,07$
				24.09.09	3600	$1,80 \pm 0,24$	144	$-0,58 \pm 0,06$

ния диафрагм использовались лампа линейчатого спектра с наполнением Ar–Ne–He и кварцевая лампа. Для калибровки спектрополяризметрического тракта спектрографа наблюдались стандарты из обзора [7]. Обработка и анализ данных проводились по стандартной методике с помощью специализированных пакетов программ, написанных в среде IDL6.2.

Список наблюдавшихся объектов и основные результаты наблюдений представлены в табл. 1, где указаны: название объекта, звёздная величина ядра в полосе V (m_V), красное смещение z , тип активного ядра, дата наблюдений, время экспозиции t_{exp} , средние значения линейной поляризации P_V и позиционного угла плоскости поляризации PA_V в полосе V. В последнем столбце таблицы приведены значения показателя степени (индекса) n в степенной зависимости линейной поляризации от длины волны излучения $P_l(\lambda) \sim \lambda^n$. Ошибка определения позиционного угла не превышала 2° – 3° . При вычислении индекса n методом наименьших квадратов отбрасывались значения поляризации в области эмиссионных линий. Полученные значения n в дальнейшем будут использоваться для определения степенного закона радиального распределения магнитного поля в аккреционном диске.

Представляет интерес сравнить полученные нами значения поляризации в континууме и показателя степени в зависимости поляризации от длины волны $P_l(\lambda) \sim \lambda^n$ с параметрами чёрных дыр. Анализ данных табл. 1 показывает, что имеются слабая корреляция между степенью поляризации и массой чёрной дыры и довольно заметная корреляция между показателем степени в зависимости поляризации от длины волны и массой чёрной дыры (рис. 1, 2).

3. Определение спинов сверхмассивных чёрных дыр в активных галактических ядрах

Фундаментальными параметрами сверхмассивной чёрной дыры являются её масса и спин. Как правило, спин описывается как безразмерный параметр: $a = cJ/GM_{\text{ВН}}^2$, где J — угловой момент чёрной дыры. Величина спина изменяется в интервале $0 < a < 0,998$ [8]. Положительное значение спина, $a > 0$, означает, что вращение чёрной дыры и кеплеровское вращение аккрецирующего веще-

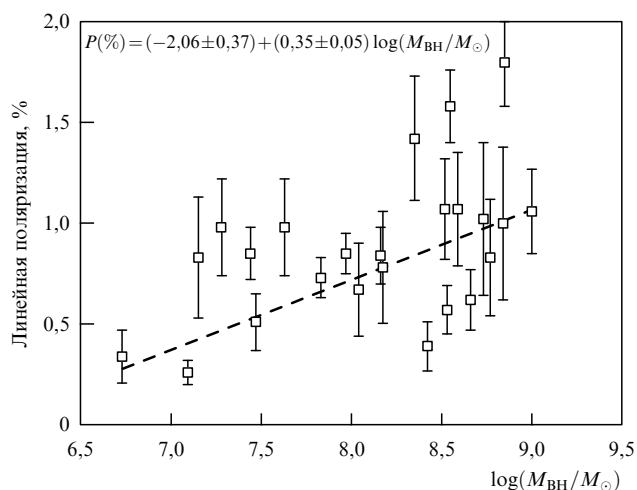


Рис. 1. Зависимость линейной поляризации от масс чёрных дыр по данным табл. 1.

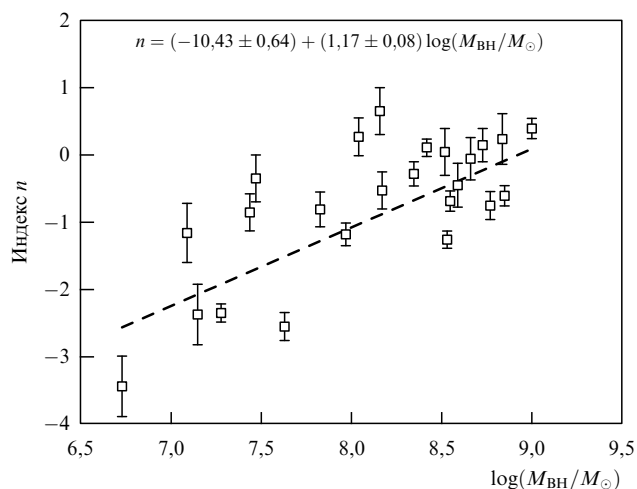


Рис. 2. Зависимость индекса n степенной зависимости от масс чёрных дыр по данным табл. 1.

ства в аккреционном диске происходят в одном направлении. В случае ретроградного вращения $a < 0$.

Уже в первых работах Пенроуза [9] и Блэндфорда и Знаека [10] было показано, что спин играет большую роль в процессе выделения энергии сверхмассивной чёрной дырой. Так, спин чёрной дыры играет центральную роль в генерации релятивистского джета в результате извлечения вращательной энергии чёрной дыры посредством магнитного поля.

Именно поэтому непосредственное определение значения спина сверхмассивной чёрной дыры (СМЧД), являющейся центральным объектом активных галактических ядер и квазаров, находится в центре внимания современной астрофизики. В настоящее время наиболее популярным методом определения величины спина является анализ профилей FeK $_{\alpha}$ -линий [11–14]. Например, в работах [13–15] выполнен детальный анализ рентгеновских спектров ряда АГЯ, измеренных космическими рентгеновскими обсерваториями Suzaku и XMM-Newton (XMM — от англ. X-ray Multi-Mirror Mission). В итоге были получены детальные формы линий FeK $_{\alpha}$ с помощью широко применяемых методик обработки данных наблюдений, таких как Laor, Kerrdisk и Kerrcony. В результате в работах [13, 14] представлены сильные ограничения на спины некоторых АГЯ. Аналогичный анализ, проведённый в работе [16], позволил также оценить значения спинов ряда АГЯ. Тем не менее существует довольно сильный разброс результатов, связанный с применением различных методов обработки формы линии FeK $_{\alpha}$, упомянутых выше (см. табл. 6–9 в работе [13]). Согласно [13], для Ark 120 применение варианта методики обработки формы линии железа Reflionx даёт ограничение на спин чёрной дыры $a < 0,94$, в то время как другие варианты данной методики дают ограничения $a > 0,97$ и $a < 0,87$. Любопытно, что в работе [17] приводится другое ограничение на величину спина чёрной дыры в Ark 120: $a \geq 0$.

Именно поэтому целесообразно получить ограничение на величину спина другим, независимым, методом. Наиболее простой и эффективный метод основан на оценке кинетической мощности релятивистского джета, которая существенно зависит от величины спина [18]. Ключевым моментом в таком определении является величина магнитного поля, генерируемого вблизи горизонта сверхмассивной чёрной дыры.

Обычно при оценке кинетической мощности релятивистской струи принимают ту или иную оценку величины магнитного поля вблизи радиуса горизонта сверхмассивной чёрной дыры, если используется механизм Блэндфорда–Знаека [10], либо вблизи радиуса последней устойчивой орбиты в аккреционном диске [18, 19]. Часто для оценки выбирают эддингтоновское значение магнитного поля, которое получается при предположении, что плотность энергии магнитного поля сравнима с полной плотностью энергии аккрецирующей плазмы, дающей эддингтоновскую светимость [1]. Именно такая оценка использована в работе [18].

В данной статье для определения величины спина сверхмассивной чёрной дыры применяется косвенный метод определения магнитных полей, развитый в работах [2–4, 19]. Метод основан на использовании спектрополяризметрических наблюдений и учёте эффекта фарадеевского поворота плоскости поляризации на длине свободного пробега в процессе рассеяния на электронах плазмы аккреционного диска. Мы используем данные

спектрополяризметрических наблюдений АГЯ, выполненных на БТА-6м [5].

Согласно работе [18], выражение для спина сверхмассивной чёрной дыры может быть представлено в виде

$$a = \eta \left(\frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0,5} \frac{10^4}{B_h} \frac{10^8 M_{\odot}}{M_{\text{BH}}}, \quad (1)$$

где L_j — кинетическая мощность релятивистского джета, B_h — полоидальная компонента магнитного поля, действующего в эргосфере чёрной дыры, M_{BH} — масса сверхмассивной чёрной дыры. Коэффициент η зависит от физического механизма генерации релятивистской струи (джета). В модели Блэндфорда и Знаека [10] $\eta = \sqrt{5}$, а для гибридной модели Мейера [20] $\eta = (1,05)^{-1/2}$.

Для оценки мощности релятивистской струи можно воспользоваться соотношением из работы [21]:

$$\log \frac{L_j}{M_{\text{BH}}/M_{\odot}} = (28,3 \pm 0,1) + (0,55 \pm 0,6) \log \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{Edd}}}, \quad (2)$$

где L_{bol} — болометрическая светимость АГЯ, $L_{\text{Edd}} = 1,3 \times 10^{46} M_8$ — эддингтоновская светимость, $M_8 = M_{\text{BH}}/10^8 M_{\odot}$.

Очень важным является соотношение между величинами магнитных полей вблизи горизонта событий чёрной дыры B_h и вблизи радиуса последней устойчивой орбиты в аккреционном диске B_{in} . Такое соотношение получено сравнительно недавно [22]: $B_h = \chi(a) B_{\text{in}}$, где коэффициент $\chi(a)$, зависящий от спина чёрной дыры, представлен в работе [22] на рис. 7.

Важное обстоятельство также состоит в том, что величина магнитного поля на последней устойчивой орбите B_{in} может быть определена с помощью спектрополяризметрических наблюдений [5] на основе методики, развитой в работах [2, 4, 19]. В результате удаётся определить величину магнитного поля в области генерации поляризованного излучения, а затем вычислить его значение в области последней устойчивой орбиты, используя наиболее эффективную модель аккреционного диска.

Согласно процитированным выше работам, поляризация излучения, например, в области излучения широких эмиссионных линий R_{BLR} связана с величиной магнитного поля B_{BLR} в этой области в результате учёта эффекта фарадеевского вращения плоскости поляризации на длине свободного пробега фотона в магнитоактивной плазме в процессе рассеяния на электронах следующим образом:

$$B(R_{\text{BLR}}) = \frac{1}{0,8 \lambda_{\text{BLR}}^2 \sqrt{1 - \mu^2}} \left[\left(\frac{P_1(\mu)}{P_1(\text{obs})} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь λ_{BLR} соответствует длине волны излучения широкой эмиссионной линии, например H $_{\alpha}$; $\mu = \cos i$, где i — угол наклона аккреционного диска; $P_1(\mu)$ — стандартное значение степени поляризации излучения, выходящего из плоскопараллельного оптически толстого рассеивающего слоя под углом i к лучу зрения [23, 24]; $P_1(\text{obs})$ — наблюдаемая степень поляризации, которая, как правило, значительно меньше стандартного значения вследствие эффекта фарадеевской деполяризации [4, 19]. Значения $P_1(\text{obs})$ для ряда активных галактических ядер представлены в работе [5].

Важно также установить закон радиального распределения магнитного поля в аккреционном диске, в

частности в области образования широких эмиссионных линий. В работах [25, 26] показано, что, во-первых, вертикальная составляющая магнитного поля, как правило, мала, а во-вторых, наиболее вероятным является тороидальное распределение магнитного поля внутри аккреционного диска. Именно дифференциальное вращение внутри диска способствует возрастанию азимутальной компоненты магнитного поля и трансформации полоидального поля в тороидальное. Это позволяет использовать для распределения магнитного поля внутри аккреционного диска следующее выражение:

$$B(R) = B_{\text{in}} \left(\frac{R_{\text{in}}}{R} \right)^n, \quad n = 1. \quad (4)$$

Формулы (1)–(4) дают возможность определить величину спина сверхмассивной чёрной дыры на основе спектрополяриметрических данных наблюдений. Зависимость внутреннего радиуса аккреционного диска от величины спина чёрной дыры хорошо представлена в литературе (см., например, [27]).

Подстановка формул (2)–(4) в выражение (1) позволяет получить из непосредственных наблюдательных данных выражение для функции

$$f(a) = \frac{\chi(a)a}{q(a)}, \quad R_{\text{in}}(a) = \frac{GM_{\text{BH}}}{c^2}. \quad (5)$$

Далее, решая уравнение (5) относительно a , мы находим величину спина чёрной дыры. Напомним, что зависимость $\chi(a)$ представлена в работе [22], а зависимость $q(a)$ — в работе [27].

В результате получаем

$$a = \eta \frac{l_{\text{E}}^{1/4}}{M_8^{1/2}} \frac{1}{\chi(a)} \frac{10^5 G}{B_{\text{in}}}, \quad (6)$$

где $l_{\text{E}} = L_{\text{bol}}/L_{\text{Edd}}$.

Величина магнитного поля B_{in} определяется из спектрополяриметрических наблюдений по формулам (3) и (4). Поскольку в соответствии с данными, представленными в работе [5], степень поляризации не зависит от частоты, мы считаем, что наблюдаемое значение $P_1(v) = 1,02\%$ соответствует также области излучения широких эмиссионных линий, т.е. $P_1(\text{obs}) = 1,02\%$. Если предположить, что угол наклона аккреционного диска к лучу зрения $i = 60^\circ$, то $P_1(\mu) = 2,2522\%$ [24]. В результате в соответствии с (3)–(5) и (7) получаем следующую оценку величины спина активного галактического ядра PG 0007 + 106: $0,85 \leq a \leq 0,92$. Верхнее значение соответствует процессу Блэнфорда–Знаека [10], $\eta = \sqrt{5}$, а нижнее — гибридной модели Мейера [20], $\eta = 1$.

На основе вышеизложенной схемы определены спины АГЯ, входящих в выборку объектов, для которых были выполнены спектрополяриметрические наблюдения на БТА-6м [5]. Наблюдения осуществлялись с применением фокального редуктора светосилы SCORPIO в режиме спектрополяриметрии [6]. Обработка и анализ данных наблюдений проводились по стандартной методике с использованием специализированных программ. Список наблюдавшихся объектов и основные результаты наблюдений представлены в табл. 1 работы [5].

Конечно, определение величины спина существенно зависит, согласно (6), от величины магнитного поля в области последней устойчивой орбиты аккреционного диска, которая в свою очередь зависит от угла наклона i аккреционного диска к лучу зрения. Для ряда объектов из выборки работы [5], таких как PG 0157 + 001, PG 0844 + 349, PG 0953 + 414, PG 1116 + 215, угол наклона i определён в работе [28]. Любопытно, что для всех этих объектов угол наклона в пределах ошибок имеет довольно большое значение: $i \geq 60^\circ$. В расчётах для данных объектов мы использовали те значения углов наклона, которые представлены именно в работе [28]. Заметим также, что почти для всех объектов из каталога Паломар-

Таблица 2. Ограничения на величину спина сверхмассивной чёрной дыры в объектах нашей выборки

Объект (номер PG)	a	B_{in} , Гс	B_{h} , Гс
0007 + 106	0,850–0,920	$(5,4–9,4) \times 10^3$	$(3,0–5,9) \times 10^4$
0049 + 171	0,920–0,998	$(5,3–6,7) \times 10^3$	$(3,4–6,7) \times 10^4$
0157 + 001	0,830–0,998	$(3,7–8,0) \times 10^4$	$(1,2–5,9) \times 10^5$
0026 + 129	0,750–0,930	$(1,0–1,6) \times 10^4$	$(4,50–9,95) \times 10^5$
0804 + 761	0,660–0,830	$(0,9–1,2) \times 10^4$	$(3,2–6,2) \times 10^4$
0844 + 349	0,400–0,998	$(1,3–3,8) \times 10^5$	$(0,39–1,90) \times 10^6$
0953 + 414	0,600–0,960	$(0,50–1,65) \times 10^5$	$(1,65–9,70) \times 10^5$
1022 + 519	0,650–0,830	$(0,8–1,1) \times 10^5$	$(2,9–6,0) \times 10^5$
1116 + 215	0,600–0,750	$(2,8–3,5) \times 10^4$	$(0,84–1,56) \times 10^5$
2112 + 059	0,850–0,930	$(1,20–1,45) \times 10^4$	$(6,4–9,3) \times 10^4$
2130 + 099	0,550–0,650	$(1,7–1,9) \times 10^4$	$(5–7) \times 10^4$
2209 + 184	0,800–0,950	$(4,5–6,4) \times 10^3$	$(2,3–4,2) \times 10^4$
2214 + 139	0,850–0,985	$(0,9–1,5) \times 10^4$	$(0,5–1,0) \times 10^5$
2233 + 134	0,610–0,850	$(5–8) \times 10^4$	$(1,8–4,2) \times 10^5$

Грин (Palomar-Green (PG) catalog) в работе [28] величина угла наклона весьма близка к значению $i = 60^\circ$. Мы будем использовать данное значение для других объектов выборки, которые отсутствуют в [28].

Ограничения на величину спина сверхмассивной чёрной дыры в объектах нашей выборки представлены в табл. 2. Как следует из этой таблицы, значения спинов объектов из работы [5] не превышают величины 0,998, которая соответствует предельному значению спина для устойчивой чёрной дыры типа Керра, и не имеют значений менее 0,4.

В таблице 2 представлены соответствующие предельные значения величин магнитных полей на последней устойчивой орбите в аккреционном диске B_{in} и на горизонте событий чёрной дыры B_{h} . Переход от B_{in} к B_{h} осуществлён на основе результатов работы [22] (см. рис. 7 в [22]).

4. Заключение

На основе данных спектрополяриметрических наблюдений активных ядер галактик и квазаров, выполненных на БТА-6м, получены оценки значений спинов сверхмассивных чёрных дыр, входящих в состав наблюдаемых объектов. Оценки проводились на основе как спектрополяриметрических данных, так и данных о кинетической мощности релятивистских джетов. Существенным элементом полученных оценок является определение величины магнитного поля на последней устойчивой кеплеровской орбите в аккреционном диске, а также на горизонте событий сверхмассивной чёрной дыры.

Предложенная методика является существенным дополнением к общепринятому методу определения спинов сверхмассивных чёрных дыр, основанному на анализе спектральной формы линий железа в рентгеновском диапазоне.

Работа выполнена при поддержке программой Президиума РАН № 21 "Нестационарные явления в объектах Вселенной", программой ОФН РАН № 17 "Активные процессы в галактиках и внегалактических объектах" и грантом Президента РФ "Ведущие научные школы" НШ-1625.2012.2.

Список литературы

- Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010) [Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)]
- Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Sci.* **102** 375 (1984)
- Долгинов А З, Гнедин Ю Н, Силантьев Н А *Распространение и поляризация излучения в космической среде* (М.: Наука, 1979) [Dolginov A Z, Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Propagation and Polarization of Radiation in Cosmic Media* (Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1995)]
- Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Phys. Rev.* **10** (1) 1 (1997)
- Афанасьев В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 333 (2011) [Afanasyev V L et al. *Astron. Lett.* **37** 302 (2011)]
- Афанасьев В Л, Моисеев А В *Письма в Астрон. журн.* **31** 214 (2005) [Afanasyev V L, Moiseev A V *Astron. Lett.* **31** 194 (2005)]
- Turnshek D A et al. *Astron. J.* **99** 1243 (1990)
- Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
- Penrose R *Riv. Nuovo Cimento* (1) 252 (1969), Numero Speciale
- Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
- Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
- Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
- Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2353 (2011)
- Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 2725 (2011)
- Brenneman L W, Reynolds C S *Astrophys. J.* **702** 1367 (2009)
- Brenneman L W et al. *Astrophys. J.* **736** 103 (2011)
- de La Calle Pérez I et al. *Astron. Astrophys.* **524** A50 (2010)
- Daly R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1253 (2011)
- Silant'ev N A et al. *Astron. Astrophys.* **507** 171 (2009)
- Meier D L *Astrophys. J.* **522** 753 (1999)
- Foschini L *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **08** 172 (2012); arXiv: 1107.2785
- Garofalo D *Astrophys. J.* **699** 400 (2009)
- Соболев В В *Учен. зап. ЛГУ* (116) 1 (1949)
- Chandrasekhar S *Radiative Transfer* (Oxford: Clarendon Press, 1950)
- Mayer M, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 379 (2006)
- Bonanno A, Urpin V *Astron. Astrophys.* **473** 701 (2007)
- Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B C DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
- Crummy J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1067 (2006)

PACS numbers: 97.10.Bt, 97.80.Jp, 98.70.Qy
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307g.0752

Рентгеновские двойные и звездообразование

М.Р. Гильфанов

1. Введение

Прогресс рентгеновской астрономии привёл к появлению нового метода измерения темпа звездообразования в далёких галактиках — по их излучению в рентгеновском диапазоне [1, 2]. Рентгеновские наблюдения близких галактик продемонстрировали, что в отсутствие активного ядра, т.е. если темп аккреции на сверхмассивную чёрную дыру в центре галактики невелик, рентгеновское излучение галактики обусловлено главным образом рентгеновскими двойными. Исследования массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике и в близких внешних галактиках обсерваториями Chandra, XMM-Newton (XMM — от англ. X-ray Multi-Mirror Mission), INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory), ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics), модулем "Квант" космической станции "Мир" и др. позволили откалибровать зависимость их популяции от темпа, с которым в галактике образуются молодые звёзды.

Как известно, нейтронные звёзды и чёрные дыры являются конечным продуктом эволюции звёзд, масса которых превышает $\approx (8 - 10) M_\odot$ (см., например, [3, 4]). Вследствие компактности этих объектов при аккреции вещества на них выделяется энергия, составляющая заметную долю от энергии покоя, $L_X = \eta \dot{M} c^2$, с эффективностью $\eta \sim 0,1 - 0,2$. В случае, если они входят в состав двойной звёздной системы, в которой компаньон (как правило, звезда главной последовательности, субгигант или гигант) либо заполняет свою полость Роша, либо интенсивно теряет массу за счёт звёздного ветра, аккреция вещества звезды-донора на релятивистский объект приводит к появлению яркого компактного источника рентгеновского излучения — рентгеновской двойной. Рентгеновские двойные принято подразделять по массе звезды-донора на два класса: массивные (High-Mass X-ray Binary — HMXB) и маломассивные (Low-Mass X-ray Binary — LMXB). Эти два класса разграничены

М.Р. Гильфанов. Институт космических исследований РАН,
Москва, РФ
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru