

## СПИНЫ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК С МАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю.Н.ГНЕДИН, В.Н.ГЛОБИНА, М.Ю.ПИОТРОВИЧ,  
С.Д.БУЛИГА, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 22 января 2014

Рассмотрена проблема определения основных параметров активных ядер галактик (АЯГ) с мазерным излучением - величины магнитного поля в области мазерного излучения и спина центральной сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Расчеты величины спина выполнены в рамках двух физических моделей генерации релятивистских джетов: модели Блэндфорда-Знаека (БЗ) и гибридной модели Мейера. Для некоторых АЯГ получены данные, свидетельствующие о ретроградном вращении. Расчеты величины магнитного поля в области мазерного излучения выполнены в рамках общепринятых моделей аккреционного диска. Наши оценки показывают, что верхний предел на величину магнитного поля в области мегамазерного излучения не превышает 1 Гс, что не противоречит имеющимся данным наблюдений.

**Ключевые слова:** *активные ядра: галактики: магнитные поля: черные дыры: аккреционные диски*

1. **Введение.** За последние десятилетия у достаточно большого количества АЯГ обнаружена интенсивная линия излучения с частотой 22 ГГц, обусловленная мазерным механизмом излучения молекул водяного пара  $H_2O$ . Данная линия излучения соответствует переходу между вращательными уровнями основного колебательного состояния молекулы воды. В нашей Галактике источники мазерного излучения, работающие на молекулах водяного пара (т.н.  $H_2O$  - мазеры), обнаружены в областях звездообразования и в расширяющихся оболочках сильно проэволюционировавших холодных звезд. С 1977г., когда первый внегалактический космический мазер был обнаружен в соседней спиральной галактике М33, данная мазерная линия излучения наблюдалась более чем в 100 галактиках. Светимости  $H_2O$  - мазеров лежат в пределах от  $10^{-2} L_{\odot}$  до  $23000 L_{\odot}$ , где  $L_{\odot}$  - светимость Солнца ( $L_{\odot} = 2 \times 10^{33}$  эрг/с). Мазерные источники на молекулах воды разделяются на две группы в зависимости от светимости в мазерной линии. Яркие внегалактические мазеры, для которых  $L_{H_2O} > 10 L_{\odot}$ , называются "мегамазерами" и обнаружены, в основном, в ядрах активных галактик - сейфертовских галактиках второго типа и в галактиках "лайнер" (англ.

LINER, галактика, в спектре ядра которой наблюдаются эмиссионные линии элементов с низкой ионизацией). Менее яркие внегалактические H<sub>2</sub>O - мазеры, т.н. "киломазеры", для которых  $L_{\text{H}_2\text{O}} < 10 L_{\odot}$ , обычно обнаруживаются в галактиках с активными процессами звездообразования. В подобных галактиках источники мазерного излучения расположены вблизи областей звездообразования и, видимо, смещены относительно центра галактики.

Так как частота мазерной линии излучения воды принадлежит радиодиапазону, то детектирование и наблюдение АЯГ галактик в этой линии осуществляется методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.

Спектры радиодиапазона некоторых АЯГ, в которых обнаружено мегамазерное излучение молекул водяного пара, представляют собой три группы линий, одна из которых расположена в центре и соответствует систематической скорости движения активной галактики относительно наблюдателя, а две другие расположены симметрично относительно основной группы линий. Подобные спектры являются свидетельством того, что источник мазерного излучения расположен в аккреционном диске, окружающем центральную СМЧД, на расстоянии порядка 1 пк от центра. В тех случаях, когда пространственное разрешение было достаточно, выполненный анализ кривых лучевых скоростей показал, что скорости движения мазерных источников являются кеплеровскими, что подтверждает идею о том, что источник мазерного излучения находится в аккреционном диске. Положение источников мазерного излучения в аккреционных дисках с хорошей точностью подтверждено для ряда АЯГ [1,2]. Мазерные линии излучения молекул водяного пара обнаружены преимущественно в спектрах сейфертовских галактик, которые имеют большой угол наклона аккреционного диска, близкий к 90°.

Наиболее подробно исследована активная галактика NGC 4258 [3]. С помощью методов радиоинтерферометрии в центре этой галактики обнаружен тонкий аккреционный диск с большим углом наклона и искривленный на периферии, в котором движение вещества вокруг центральной СМЧД происходит с кеплеровскими скоростями (данные анализа кривой лучевых скоростей). Также наблюдения показали, что мазерный источник активной галактики NGC 4258 расположен на расстоянии порядка 0.14-0.28 пк от центра галактики.

Важным результатом исследования мазерных источников является измерение масс СМЧД, находящихся в центрах активных галактик, что достигается за счет анализа кеплеровских кривых лучевых скоростей движения мазерных пятен. Для АЯГ получено эмпирическое соотношение между массой черной дыры и максимальным значением внешнего радиуса кольца, в пределах которого находится мазерный источник [4]:  $R_{\text{max}} \approx 0.3 M_7$  пк, где масса центральной черной дыры  $M_{\text{BH}} = M_7 \times 10^7 M_{\odot}$ . Данная линейная зависимость отражает кинематику процесса образования диска вокруг СМЧД.

Целью данной работы является определение величины спина СМЧД, а также оценка величины магнитного поля в области мазерного излучения для АЯГ с мегамазерными источниками.

2. *Определение спина сверхмассивных черных дыр активных ядер галактик с мазерным излучением.* Безразмерный параметр Керра (спин) является характеристикой степени вращения черной дыры и представляет собой удельный угловой момент вращения. В системе единиц, где  $G = \hbar = c = 1$ , спин определяется следующей формулой:  $a = J/M_{BH}^2$ , где  $J$  - момент вращения черной дыры,  $M_{BH}$  - масса черной дыры.

Спин является положительной величиной и может принимать значения от нуля до единицы, но, тем не менее, было введено понятие отрицательного спина. Если вокруг черной дыры образован аккреционный диск, то в данной системе существуют два главных момента вращения - момент вращения аккреционного диска и момент вращения черной дыры. В том случае, когда вращение диска и черной дыры происходит в одном направлении (т.е. векторы моментов вращения сонаправлены), то говорят о положительном значении спина центральной черной дыры. Если же аккреционный диск и черная дыра вращаются в противоположных направлениях (векторы моментов вращения противоположно направлены), то считается, что спин принимает отрицательные значения, модуль которых соответствует степени вращения черной дыры (данный режим часто называют ретроградным). Иными словами, знак спина указывает на свойства всей системы в целом. Факт существования систем с противоположным направлением вращения черной дыры и аккреционного диска до сих пор остается под вопросом по причине трудностей, связанных с образованием подобных систем. Положительные значения спина могут образоваться в процессе аккреции вещества, так как аккрецирующее вещество "раскручивает" черную дыру, и по этой причине направления вращения черной дыры и аккреционного диска совпадают. Отрицательные значения спина могут появиться в процессе слияния черных дыр.

Существует проблема определения спина черных дыр из наблюдений. Основной метод, который применяется, основан на эффекте гравитационного красного смещения, и заключается в анализе профиля линии излучения  $K_{\alpha}$  сильно ионизированных атомов железа, имеющей энергию 6.4 кэВ. Вследствие указанного эффекта энергии фотонов, наблюдаемых у Земли, которые были испущены вблизи горизонта событий черной дыры, должны быть существенно меньше энергии фотонов, излучаемых из внешних областей за горизонтом черной дыры. Анализ профиля такой линии позволяет определить физические параметры черной дыры, включая ее спин. Однако неопределенности, связанные с интерпретацией профиля наблюдаемой линии, не позволяют определить величину спина черной дыры с высокой надежностью (см. в связи с этим [5-8]).

Другой метод определения спина черной дыры основан на анализе кинетической мощности релятивистского джета (струи), генерируемого вращающейся черной дырой в магнитном поле горизонта событий черной дыры.

Существует класс астрофизических моделей, описывающих процессы, происходящие в центральных областях АЯГ, в соответствии с которыми струйные выбросы (джеты) черпают свою энергию частично или целиком из энергии вращения черной дыры (например, [9, 10]). Во многих из этих моделей существует зависимость между кинетической мощностью джета  $L_j$ , массой черной дыры  $M_{BH}$ , величиной спина  $a$  и величиной магнитного поля в эргосфере черной дыры  $B_H$ , которая выглядит следующим образом:  $L_j \propto B_H^2 \cdot M_{BH}^2 \cdot a^2$ . В том числе, данное соотношение применимо к модели Блэндфорда - Знаека (далее - БЗ) [9] и к гибридной модели, объединяющей механизмы Блэндфорда - Пейна (далее - БП) и БЗ [10]. Тогда выражение для величины спина имеет следующий вид:

$$|a| = \eta \left( \frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0.5} \left( \frac{10^4}{B_H} \right) \left( \frac{10^8 M_\odot}{M_{BH}} \right), \quad (1)$$

где  $\eta$  - модельный параметр, который в модели БЗ принимает значение  $\eta \approx \sqrt{5}$ , в гибридной модели -  $\eta \approx (1.05)^{-1/2}$ .

Таким образом, для нахождения величины спина центральной СМЧД необходимо знать величину магнитного поля на горизонте событий, массу черной дыры и кинетическую мощность джета.

**3. Методика расчета величины спина сверхмассивной черной дыры.** Для определения величины магнитного поля используется соотношение между плотностью энергии магнитного поля и плотностью кинетической энергии аккрецирующего вещества на горизонте событий черной дыры  $B^2/8\pi = \kappa \rho c^2$ , где  $\kappa$  - коэффициент, показывающий, во сколько раз отличаются плотности энергий магнитного поля и аккреционного потока. Условие равенства этих двух величин соответствует  $\kappa = 1$ . Тогда для величины магнитного поля получается следующее выражение:

$$B_H = 6.3 \times 10^8 \sqrt{\frac{M_\odot}{M_{BH}}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa l_E}{\epsilon}} \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (2)$$

где  $l_E$  - эддингтоновский параметр, показывающий, во сколько раз болометрическая светимость аккреционного диска отличается от эддингтоновской светимости для данного источника ( $l_E = L_{bol}/L_{Edd}$ ,  $L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} (M/M_\odot)$ ),  $\epsilon$  - коэффициент излучения диска, характеризующий, какая часть энергии аккреционного потока переходит в излучение ( $L_{bol} = \epsilon \cdot \dot{M} c^2$ , где  $\dot{M}$  - темп аккреции).

Основная трудность данного подхода связана с определением кинетической мощности джета. Из наблюдений данную величину определяют

по взаимодействию релятивистских частиц джета с горячим газом, окружающим галактику и излучающим в рентгеновском диапазоне [11]. Но подобным образом кинетическую мощность джета удалось определить лишь у небольшого количества АЯГ (порядка 30 объектов).

В данной работе для определения кинетической мощности джета используется эмпирическое соотношение между мощностью струйного выброса и мощностью его радиоизлучения [12]:

$$\log(L_J) = 0.81 \cdot \log(L_R) + 11.9, \quad (3)$$

где  $L_R$  - мощность радиоизлучения джета. Основным источником радиоизлучения АЯГ является синхротронное излучение релятивистских частиц джета в магнитном поле. Важно отметить, что мощность радиоизлучения, полученная из наблюдений, отличается от внутренней мощности (мощности в системе отсчета джета) из-за релятивистского эффекта Доплера, и в соотношение (3) входит значение внутренней мощности радиоизлучения. Для данного соотношения поток радиоизлучения регистрируется на частоте 5 ГГц. Далее необходимо совершить переход от наблюдаемой мощности радиоизлучения к реальной. Он описан в работе [12].

Подставив выражение (2) в (1), мы получим уравнение относительно величины спина  $a$ :

$$\frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(1+\sqrt{1-a^2})}} = \eta \frac{10^4}{6.3} \left( \frac{L_J}{10^{44}} \frac{M_\odot}{M_{BH}} \frac{1}{\kappa l_E} \right)^{0.5}, \quad (4)$$

где правая часть представляет собой численное значение для каждого из источников (т.е. при подстановке конкретных значений массы, эддингто-

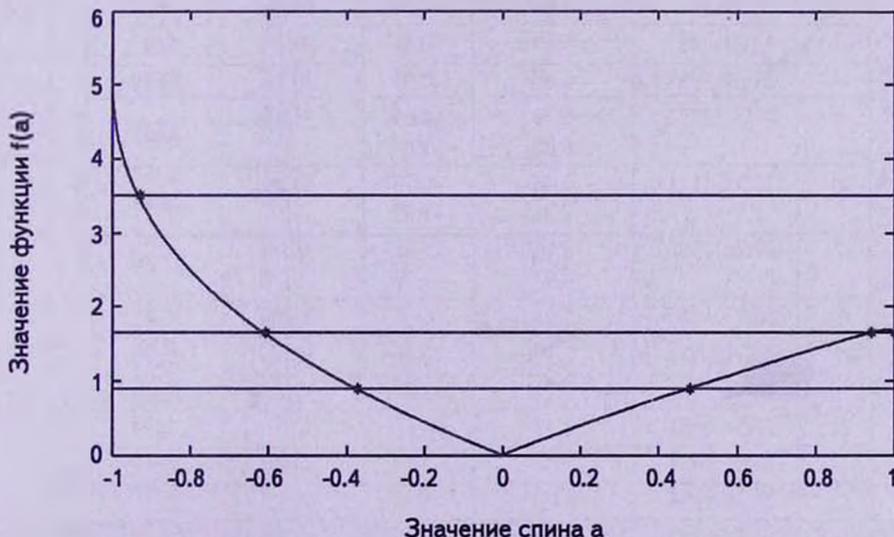


Рис.1. График функции  $f(a)$ .

новского параметра, кинетической мощности джета и при выборе конкретной модели генерации джета). Данное уравнение является нелинейным и не имеет аналитического решения, поэтому находить значение  $a$  мы будем следующим образом. Введем функцию  $f(a)$  как

$$f(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(1 + \sqrt{1 - a^2})}}$$

Для каждого значения спина  $a$  можно получить численное значение функции  $f(a)$ , используя численные значения коэффициента излучения диска  $\epsilon$ , полученные в работах [13,14]. График функции  $f(a)$  изображен на рис.1.

В зависимости от значения функции  $f(a)$  уравнение (4) может иметь два решения ( $f(a) < 1.54$ ), три решения ( $1.54 < f(a) < 1.69$ ) или одно решение ( $f(a) > 1.69$ ).

4. *Результаты расчетов величины спина сверхмассивных черных дыр в центрах мегамазерных активных ядрах галактик.* Расчет значения спина производился для 15 АЯГ с мазерным излучением. Необходимые значения параметров (масса центральной черной дыры, эддингтоновский параметр и мощность радиоизлучения) были взяты из [15-19]. В

Таблица 1

ДАННЫЕ ПО МЕГАМАЗЕРНЫМ АКТИВНЫМ ЯДРАМ ГАЛАКТИК

№	Объект	$\log(M/M_{\odot})$	$\log L_E$	$\log L_{R,obs}$	$\log L_R$
1	Markarian3	8.50	-0.66	39.86	40.04
2	MRK78	7.99	-0.61	39.86	40.04
3	MRK348	7.18	-0.58	39.7	39.9
4	NGC1068	8.60	-0.95	39.12	39.39
5	NGC2273	5.79	0.65	37.83	38.25
		6.88	-1.64		
6	NGC4151	7.44	-0.33	38.49	38.84
		7.31	-1.57		
7	NGC4388	8.16	-1.61	36.95	37.48
		6.93	-1.76		
8	MRK1066	7.01	-0.57	38.68	39.0
9	NGC1052	8.19	-2.46	39.86	40.04
10	NGC1386	7.24	-1.97	36.7	37.26
11	NGC4051	6.13	-0.68	37.3	37.79
12	NGC4258	7.62	-2.28	35.94	36.59
13	NGC5194	6.95	-1.27	35.5	36.2
14	NGC5347	6.79	-1.09	37.1	37.61
15	NGC3079	7.65	-1.57	38.39	38.75

табл.1 представлены данные по мегамазерным активным ядрам галактик, а также рассчитанные по формуле (3) значения мощности радиоизлучения в системе отсчета джета. Для некоторых объектов указаны две оценки для массы черной дыры и, соответственно, для эддингтоновского параметра. Это связано с тем, что данные оценки были получены различными методами, и установить, какой из этих методов является более надежным, пока что затруднительно, расчеты проводились при значении  $\kappa=1$  (см. (2)).

Результаты расчетов значения спина представлены в табл.2. В тех случаях, когда уравнение (4) имело два решения - положительное и отрицательное - выбор делался в пользу положительного значения спина, так как это является наиболее вероятным результатом. Отрицательные значения означают, что уравнение (4) имело всего одно решение. Отсутствие решения говорит о том, что значение функции превышает физически допустимое значение.

Таблица 2

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЗНАЧЕНИЙ СПИНА

№	Объект	$\log(M/M_{\odot})$	$\log L_E$	Модель БЗ		Гибридная модель	
				$f(a)$	$a$	$f(a)$	$a$
1	Markarian3	8.50	-0.66	0.6280	0.325	0.2878	0.143
2	MRK 78	7.99	-0.61	1.0665	0.578	0.4887	0.249
3	MRK 348	7.18	-0.58	2.2953	-0.764	1.0518	0.569
4	NGC 1068	8.60	-0.95	0.4253	0.215	0.1949	0.096
5	NGC 2273	5.79	0.65	0.5391	0.306	0.2718	0.135
		6.88	-1.64	2.3610	-0.776	1.0819	0.587
6	NGC4151	7.44	-0.33	0.4718	0.240	0.2162	0.106
		7.31	-1.57	2.2844	-0.761	1.0468	0.566
7	NGC4388	8.16	-1.61	0.2534	0.125	0.1161	0.056
		6.93	-1.76	1.2412	0.683	0.5688	0.292
8	MRK1066	7.01	-0.57	1.1929	0.654	0.5467	0.280
9	NGC1052	8.19	-2.46	7.1280		3.2665	-0.910
10	NGC1386	7.24	-1.97	0.9007	0.480	0.4128	0.208
11	NGC4051	6.13	-0.68	1.1991	0.658	0.5495	0.282
12	NGC4258	7.62	-2.28	0.4448	0.225	0.2039	0.100
13	NGC5194	6.95	-1.27	0.2095	0.103	0.0960	0.046
14	NGC5347	6.79	-1.09	0.7628	0.401	0.3496	0.175
15	NGC3079	7.65	-1.57	1.4225	0.795	0.6519	0.338

Расчет величины спина СМЧД в центрах АЯГ с мазерным излучением производился в рамках двух моделей генерации струйных выбросов - модели БЗ и гибридной модели. Значения спина для одних и тех же объектов,

полученные при рассмотрении двух различных моделей, отличаются заметным образом (табл.2). Например, для галактики MRK 348 значение, полученное в рамках модели БЗ, является отрицательным и близким к керовскому значению по абсолютной величине, в то время как значение, полученное при учете гибридной модели, является положительным и также - близким к значению Керра. Кроме того, для всех объектов, у которых значения спинов положительны, значения, полученные в рамках гибридной модели, значительно меньше значений, полученных при рассмотрении модели БЗ. Подобные различия связаны с тем, что в гибридной модели энерговыделение в единицу времени происходит за счет двух процессов - вращения черной дыры и вращения аккреционного диска, в то время как в модели БЗ - только за счет энергии вращения СМЧД. Следовательно, для обеспечения наблюдаемой кинетической мощности джета при заданных массе черной дыры и эддингтоновском параметре энергия вращения черной дыры (а значит - спин) в модели БЗ должна быть больше, чем в гибридной модели. Отрицательные значения спина черной дыры способны обеспечить высокий уровень вышеления энергии из вращения черной дыры. Таким образом, для некоторых объектов, у которых кинетическая мощность джета достигает высоких значений, спины в модели БЗ должны принимать отрицательные значения, в то время как в гибридной модели достаточно положительных значений.

Интересной особенностью является то, что среди вычисленных значений спина присутствуют отрицательные значения: для модели БЗ в галактиках - MRK 348, NGC 2273, NGC 4151, для гибридной модели в галактике NGC 1052. Кроме того, для объекта NGC 1052 отсутствует решение в случае модели БЗ. Полученные отрицательные значения спина для галактик NGC 2273 и NGC 4151 могут быть связаны с неточными оценками массы СМЧД и эддингтоновского параметра, при которых они были рассчитаны, так как для этих АЯГ были найдены две возможные оценки параметров. Но это не является главной причиной появления отрицательных значений спина, потому что, во-первых, оценки параметров АЯГ, соответствующие отрицательным значениям спина, могут быть близкими к истинным, и, во-вторых, среди остальных объектов также присутствуют АЯГ, у которых спины СМЧД принимают отрицательные значения. В рамках данной работы рассматриваются два возможных объяснения этой особенности.

Первое объяснение состоит в том, что значения спина центральных черных дыр для вышеупомянутых объектов действительно могут быть отрицательными, т.е. данные системы находятся в ретроградном режиме аккреции (направления вращения черной дыры и аккреционного диска противоположны). Этот факт, в свою очередь, проливает свет на процесс, в результате которого были образованы данные АЯГ, а именно - на процесс слияния черных дыр. Второе возможное объяснение заключается в следующем.

Значение функции  $f(a)$  зависит от коэффициента  $\kappa$  как  $f(a) \propto 1/\sqrt{\kappa}$  ( $B^2/8\pi = \kappa r c^2$ ). То есть при увеличении значения коэффициента  $\kappa$ , значение функции  $f(a)$  уменьшается. Расчеты производились в предположении о равенстве плотностей энергии магнитного поля на горизонте событий и энергии аккрецирующего вещества ( $\kappa = 1$ ). Если же предположить, что для объектов, для которых получены отрицательные значения спина,  $\kappa \gg 1$ , то значения функции  $f(a)$  уменьшатся и попадут в диапазон, при котором возможно существование положительного решения. Подобное объяснение также относится к галактике NGC 1052, для которой отсутствует решение для модели БЗ. С точки зрения физики сильное неравенство  $\kappa \gg 1$  означает, что в эргосфере черной дыры действуют дополнительные процессы усиления магнитного поля, что приводит к тому, что энергия магнитного поля сильно превышает энергию аккреционного потока.

Для того, чтобы разрешить неопределенность в интерпретации полученных результатов, необходимо провести дополнительные исследования. Существуют методы, с помощью которых можно сделать вывод о направлении вращения черной дыры, т.е. о знаке спина. Они основаны на том факте, что радиус последней устойчивой орбиты аккреционного диска увеличивается с изменением значения спина от  $+1$  до  $-1$ . Один из методов связан с измерением поляризации излучения аккреционного диска. В результате рассеяния на электронах излучение диска должно быть сильно поляризованным. Однако при наличии магнитного поля степень поляризации может быть сильно уменьшена в результате эффекта фарадеевской деполяризации [20]. Величина магнитного поля в диске уменьшается с увеличением расстояния от центра. Таким образом, величина магнитного поля на внутреннем радиусе диска для АЯГ с отрицательным значением спина СМЧД будет меньше, чем для АЯГ с положительным значением спина черной дыры. Это, в свою очередь, отразится на величине степени поляризации излучения. Другой метод определения направления вращения черной дыры связан с оценкой вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ. Температура аккреционного диска увеличивается с уменьшением расстояния до центра, из чего следует, что внутренние области диска излучают преимущественно в рентгеновском диапазоне. При этом, чем дальше последняя устойчивая орбита от центра, тем меньше температура на внутреннем крае аккреционного диска и тем меньше вклад мягкого рентгеновского излучения в спектр. Таким образом, измерение степени поляризации излучения внутренних областей аккреционного диска и оценка вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ позволит сделать вывод о наличии АЯГ с отрицательными значениями спина.

На данный момент существует мало работ по теоретическому определению величины спина центральной СМЧД в АЯГ с мазерным излучением. Есть

несколько работ, в которых выполнены оценки величины спина черных дыр преимущественно для квазаров и радиогалактик без мазерных источников. Одной из таких работ является работа [21]. В этой работе исходным соотношением для определения величины спина, так же, как и в данной работе, явилось соотношение (1). Существенным различием является то, что в работе [21] не рассматривались отрицательные значения спина, т.е. в соотношении (1) отсутствовали модульные скобки. Для кинетической мощности джета и массы СМЧД были использованы эмпирические оценки. Величина магнитного поля вблизи горизонта событий черной дыры определялась тремя способами. Первый заключался в том, что за величину магнитного поля была принята величина эддингтоновского магнитного поля, связанная с простым предположением о том, что плотность энергии магнитного поля сравнивается с полной плотностью энергии аккрецирующей плазмы, дающей эддингтоновскую светимость. Оценка для величины эддингтоновского магнитного поля выглядит следующим образом:  $B_{Edd} \cong 10^4 (M_{BH} / 10^9 M_{\odot})^{-0.5}$  Гс.

Данная оценка является справедливой лишь для тех АЯГ, болометрическая светимость которых равна  $L_{Edd}$ . Болометрические светимости аккреционных дисков могут заметным образом отличаться от значений их эддингтоновских светимостей (табл.2). Второй способ определения величины магнитного поля, использованный в работе [21], состоял в том, что за величину магнитного поля было принято постоянное значение:  $B = 10^4$  Гс. Такая возможность была предложена и рассмотрена, например, в работах [22,23]. Однако отсутствие зависимости величины магнитного поля вблизи горизонта событий от свойств черной дыры (массы, спина) является маловероятным. Наконец, третий способ определения величины магнитного поля был основан на предположении о том, что величина магнитного поля в эргосфере черной дыры пропорциональна величине спина:  $B \cong 2.78 \times 10^4 a$  Гс. Подобная зависимость косвенно подтверждается при сравнении соотношений для кинетической мощности джета, полученных эмпирически [11,12], и теоретически [10]. В работе [21] были получены оценки величины спина для квазаров и радиогалактик, которые оказались принадлежащими диапазону значений от 0.2 до 1.

При сравнении с работой [21] в рассмотрение были включены также отрицательные значения спинов, что позволило расширить задачу. Также в данной работе был использован метод определения величины магнитного поля из условия равенства плотностей кинетической энергии аккрецирующего вещества и энергии магнитного поля.

5. *Определение величины магнитного поля в области мазерного излучения.* Существуют различные методы измерения космических магнитных полей. Среди них - метод, основанный на эффекте Зеемана, измерение круговой поляризации непрерывного излучения, детектирование

циклотронных линий и измерение угла ориентации плоскости поляризации излучения (метод, основанный на эффекте Фарадея).

Измерение магнитных полей, связанных с активными ядрами галактик, затруднено в связи с сильной удаленностью этих объектов. По этой причине объем наблюдательных данных о величине магнитных полей в АЯГ недостаточен.

Одной из наиболее хорошо исследованных АЯГ является галактика NGC 4258. Для данного объекта проводились поляриметрические наблюдения мазерной линии излучения воды [24]. Измерение круговой поляризации в "крыльях" уширенного за счет эффекта Зеемана профиля линии позволило определить величину продольной составляющей магнитного поля. Была обнаружена низкая степень круговой поляризации (<0.1%), и был определен верхний предел тороидальной компоненты поля - 90 мГс (на расстоянии 0.2 пк от центра).

Проблема генерации магнитного поля в аккреционных дисках до сих пор является не до конца решенной. Вероятнее всего, за происхождение магнитного поля ответственно турбулентное динамо. В соответствии с теорией стандартного аккреционного диска [25] вещество в диске движется по кеплеровским орбитам, что говорит о наличии в диске дифференциального вращения. Эффекты генерации магнитного поля благодаря неоднородному (дифференциальному) вращению составляют основу теории турбулентного гидродинамического динамо крупномасштабных магнитных полей. Для усиления и поддержания крупномасштабных магнитных полей турбулентные движения не должны обладать зеркальной симметрией.

Для определения величины магнитного поля в области мазерного излучения используется предположение о степенном радиальном распределении магнитного поля в аккреционном потоке [26]:

$$B(r) = B_H \left( \frac{R_H}{r} \right)^n, \quad (5)$$

где  $R_H = \frac{GM_{BH}}{c^2} [1 + \sqrt{1 - a^2}]$  - радиус горизонта событий черной дыры,  $B_H$  - величина магнитного поля на горизонте событий.

В данной работе рассматриваются две модели аккреционных потоков - модель стандартного аккреционного диска [25] и модель аккреционного потока с доминирующей адвекцией (ADAF). Показатель степени  $n$  в формуле (5) принимает различные значения в зависимости от рассматриваемой модели:  $n = 1$  в модели стандартного аккреционного диска с тороидальным распределением магнитного поля,  $n = 5/4$  в модели аккреционного потока с доминирующей адвекцией.

Определение величины магнитного поля производится на расстоянии, соответствующем внешнему радиусу кольца, в пределах которого находится

мазерный источник. Для некоторых объектов получены пространственные разрешения, для остальных источников используется эмпирическая оценка (1). Значения внешнего радиуса кольца мазерной зоны представлены в табл.3.

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В  
ОБЛАСТИ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ( $B_m$ )

Модель				$n = 1$ (SAD)		$n = 5/4$ (ADAF)	
№	Объект	$\log(M/M_\odot)$	$R_m$ , пк	$B_m$ , Гс		$B_m$ , Гс	
				Модель БЗ	Гибридная модель	Модель БЗ	Гибридная модель
1	NGC 2273	5.79 6.88	0.084	2.3299 0.7658	2.4705 0.5153		
2	NGC 4258	7.62	0.29	0.1958	0.2039		
3	NGC 4388	8.16 6.93	0.29	0.8148 0.1298	0.8319 0.1572		
4	Markarian3	8.50	9.8	0.1027	0.1094	0.0043	0.0047
5	MRK78	7.99	3.03	0.1743	0.2011	0.0072	0.0085
6	MRK348	7.18	0.47	0.6767	0.4608	0.0275	0.0192
7	NGC1068	8.60	12.34	0.0682	0.0708	0.0029	0.0030
8	NGC4151	7.44 7.31	0.85	0.5246 0.1863	0.5481 0.1271	0.0223 0.0076	0.0233 0.0053
9	MRK1066	7.01	0.32	0.5393	0.6437	0.0222	0.0273
10	NGC1386	7.24	0.54	0.0908	0.1011	0.0038	0.0043
11	NGC4051	6.13	0.04	1.3052	1.5608	0.0538	0.0662
12	NGC5194	6.95	0.276	0.3268	0.3324	0.0139	0.0142
13	NGC5347	6.79	0.19	0.4346	0.4725	0.0183	0.0201
14	NGC3079	7.65	1.39	0.0732	0.0953	0.0030	0.0040
15	NGC1052	8.19	4.80		0.0249		0.0010

Расчет производился для АЯГ, для которых значения спина были получены выше. Оценки величины магнитного поля в области мазерного излучения получены для двух моделей генерации джета - модель БЗ и гибридная модель, а также для двух моделей аккреционных потоков. Расчеты проводились при значении  $\kappa = 1$  (см. (2)). Результаты расчетов представлены в табл.3. Для галактик NGC 2273, NGC 4258 и NGC 4388 наблюдательные данные (кривые лучевых скоростей, спектры мазерного излучения) свидетельствуют в пользу того, что вещество вокруг СМЧД образует аккреционный диск, поэтому для этих объектов не проводились расчеты в рамках модели ADAF. Для галактики NGC1052 отсутствуют значения величины магнитного поля для модели БЗ, так как при расчетах значения спина черной дыры отсутствовало

решение уравнения (4).

Выполненный расчет дает представление о величине магнитного поля в области мазерного излучения при рассмотрении различных моделей аккреционных потоков и генерации струйных выбросов и показывает, что величина магнитного поля в среднем не превышает 1 Гс. Наблюдательные данные для галактики NGC 4258 дают оценку для величины тороидальной компоненты магнитного поля  $B_{\phi} \leq 90$  мГс. Расчетные значения для данной галактики по порядку величины близки к значению, полученному из наблюдений.

6. *Заключение.* В данной работе была рассмотрена проблема определения основных параметров АЯГ с мазерным излучением - спина центральной СМЧД и магнитного поля в области мазерного излучения.

Расчет величины спина СМЧД производился в рамках двух моделей формирования струйных выбросов - модели БЗ и гибридной модели Мейера. Значения спина для одних и тех же объектов, полученные при рассмотрении двух различных моделей, отличаются заметным образом, что связано с различиями в количестве энергии, извлекаемой из вращения черной дыры, необходимой для обеспечения наблюдаемых мощностей джетов.

Среди вычисленных значений спина присутствуют отрицательные значения соответствующие ретроградному вращению: для модели БЗ в галактиках MRK 348, NGC 2273, NGC 4151, для гибридной модели в галактике NGC 1052. Отрицательные значения спинов у ряда объектов возникают только в случае примерного равенства магнитного давления и давления аккрецируемого газа. Если предположить, что параметр  $\kappa = B^2/8\pi c^2$  существенно больше единицы, т.е.  $\kappa \gg 1$ , то решение уравнения (4) приводит к положительным значениям спинов, т.е.  $a > 0$ . Но этот факт приводит к выводу о необходимости существования дополнительного механизма усиления магнитного поля вблизи радиуса горизонта событий черной дыры.

Для того, чтобы разрешить неопределенность в интерпретации полученных результатов, необходимо провести дальнейшие исследования. Измерение степени поляризации излучения внутренних областей аккреционного диска и оценка вклада мягкого рентгеновского излучения в спектры АЯГ позволит сделать вывод о режиме аккреции в рассматриваемых АЯГ. Расчеты величины магнитного поля в области мазерного излучения проводились для двух моделей аккреционных потоков - модель стандартного аккреционного диска и модель аккреционного потока с доминирующей адвекцией. Результаты показывают, что в среднем величина магнитного поля в области мазерного излучения не превышает значения в 1 Гс в независимости от рассматриваемых моделей, что согласуется по порядку величины с имеющимися наблюдательными данными.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных иссле-

дований Президиума РАН "Нестационарные явления в объектах Вселенной" и программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Активные процессы в галактических и внегалактических объектах".

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН,  
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

## SPINS OF SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND MAGNETIC FIELD STRENGTHS IN THE ACCRETION DISKS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI WITH MASER RADIATION

Yu.N.GNEDIN, V.N.GLOBINA, M.Yu.PIOTROVICH, S.D.BULIGA,  
T.M.NATSVLISHVILI

The problem of determination of the magnetic field strength in the masers radiation region and the spin of the central supermassive black hole (SMBH) is considered. The calculations of the spin value were carried out in framework of two models of the relativistic jet generation: Blandford-Znajek (BZ) and the hybrid Meier models. For some active galactic nuclei (AGNs) the obtained data confirms the retrograde rotation of a black hole. The calculations of the magnetic field strength in the maser radiation region are made for the standard models of the accretion disk. Our estimations show that the upper limits of the magnetic field strength in the maser radiation region do not exceed 1 G. This fact does not contradict to the observed data.

Key words: *active nuclei: galaxies: magnetic fields: black holes: accretion disks*

## ЛИТЕРАТУРА

1. C.Y.Kuo, J.A.Braatz, J.J.Condon et al., *Astrophys. J.*, 727, 20, 2011.
2. M.Ramolla, M.Haas, V.N.Bennert et al., *Astron. Astrophys.*, 530, A147, 2011.
3. J.A.Braatz, C.Henkel, L.J.Greenhill et al., *Astrophys. J.*, 617, L29, 2004.
4. M.Wardle, F.Yusef-Zadeh, *Astrophys. J. L.*, 750, L38, 2012.
5. A.R.King, S.H.Lubow, G.I.Ogilvie et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 363, 49, 2005.
6. C.S.Reynolds, *Classical and Quantum Gravity*, 30, 244004, 2013.

7. *A.R.Patrick, J.N.Reeves, D.Porquet et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 2522, 2012.
8. *L.W.Brenneman, C.S.Reynolds, M.A.Nowak et al.*, *Astrophys. J.*, **736**, 103, 2011.
9. *R.D.Blandford, R.L.Znajek*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **179**, 433, 1977.
10. *D.L.Meier*, *Astrophys. J.*, **522**, 753, 1999.
11. *S.W.Allen, R.H.J.Dunn, A.C.Fabian et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **372**, 21, 2006.
12. *A.Merloni, S.Heinz*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **381**, 589, 2007.
13. *I.D.Novikov, K.Thorne*, in *Black Holes*, Ed. by C. De Witt, B. De Witt, Gordon and Breach, New York, 1973.
14. *J.H.Krolik*, arXiv: 0709.1489, 2007.
15. *J.-M.Wang, E.-P.Zhang*, *Astrophys. J.*, **660**, 1072, 2007.
16. *J.E.Greene, C.Y.Peng, M.Kim et al.*, *Astrophys. J.*, **721**, 26, 2010.
17. *J.-H.Woo, C.M.Urry*, *Astrophys. J.*, **579**, 530, 2002.
18. *M.Ramolla, M.Haas, V.N.Bennert et al.*, *Astron. Astrophys.*, **530**, 11, 2011.
19. *A.Merloni, S.Heinz, T. Di Matteo*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **345**, 1057, 2003.
20. *N.A.Silan'tev, M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **507**, 171, 2009.
21. *R.A.Daly*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 1253, 2011.
22. *B.Punsly, F.V.Coroniti*, *Astrophys. J.*, **354**, 583, 1990.
23. *М.Ю.Пиотрович, Н.А.Силантьев, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацелишвили*, *Астрофизический Бюллетень*, **66**, 344, 2011.
24. *M.Modjaz, J.M.Moran, P.T.Kondratko et al.*, *Astrophys. J.*, **626**, 104, 2005.
25. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
26. *W.Xie, W.-H.Lei, Y.-C.Zou et al.*, *Research in Astron. Astrophys.*, **12**, 817, 2012.

