ХАРАКТЕРИСТИКИ СРЕДЫ ВБЛИЗИ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ЯДРАХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

А. Е. Вольвач[1], Л. Н. Вольвач[1], А. М. Кутькин[2], М. Г. Ларионов[2]

[1] *Научно-исследовательский институт Крымская астрофизическая обсерватория*
98680 Ялта, п. Кацивели, ул. Шулейкина, 1, РТ-22, Украина
e-mail: volvach@ukrpost.ua

[2] *Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева, Россия*

Выполнен анализ долговременного многочастотного мониторинга потоков радиоизлучения четырех активных ядер галактик (АЯГ) типа BL Lac: 3C 120, OJ 287, 1308+326 и BL Lac. Определены гармонические составляющие переменности потока на масштабах от одного года до десятков лет. Наблюдательные данные получены в лаборатории радиоастрономии НИИ Крымская астрофизическая обсерватория (Украина) и Мичиганской радиоастрономической обсерватории (США). На основе наблюдательных данных построены кинематические модели АЯГ с использованием значений орбитальных и прецессионных периодов двойных систем из сверхмассивных черных дыр (ДСЧД).

ВВЕДЕНИЕ

Двойственная структура активных ядер галактик (АЯГ), на которую указывают данные наблюдений в оптическом, гамма- и радиодиапазонах, может свидетельствовать о наличии в их центрах двойных сверхмассивных черных дыр (ДСЧД) с массами до $10^{10}\,M_0$ [7]. Не исключено, что именно в такой структуре АЯГ заключается разгадка механизмов первичной генерации излучения этих объектов.

В модели ДСЧД считается, что вокруг центральной черной дыры (с самой большой массой) существует аккреционных диск и вся динамика системы, структурные изменения и переменность потока определяются процессами в аккреционном диске [4]. Эпохи выбросов и их структура инициируются и определяются движением компаньона центральной черной дыры по орбите, когда в перицентре компонент пересекает аккреционный диск центрального тела [5]. Это подтверждается тем, что в ряде источников эпохи рождения компонентов коррелируют с оптическими выбросами. Наблюдениями периодических составляющих переменности потока излучения и периодичности изменений углов выбросов компонентов было установлено существование двойных систем с предельно короткими периодами прецессии (около 10 лет) и малыми орбитальными разнесениями компонентов 10^{16}–10^{17} см.

В работе рассмотрены физические характеристики систем из ДСЧД, принадлежащим к АЯГ типа BL Lac (3C 120, OJ 287, BL Lac и B1308+326), на основе анализа данных долговременного мониторинга, полученного на пяти частотах радиодиапазона.

НАБЛЮДЕНИЯ

Информация на частотах 22.2 и 36.8 ГГц получена с использованием 22-метрового радиотелескопа (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории, оснащенного соответствующими модуляционными радиометрами [1, 2].

На 26-м радиотелескопе (РТ-26) обсерватории Мичиганского университета наблюдения источников проводились на частотах 4.8, 8, 14.5 ГГц. Методика наблюдений и обработки данных приведены в работе Аллер и др. [3].

Данные долговременного мониторинга усреднялись, как правило, внутри интервала времени одна неделя. Для примера на рис. 1 приведены результаты многочастотного мониторинга АЯГ 3C 120.

Данные указывают на непростой характер излучения нестационарной составляющей потока излучения объекта. Можно отметить, что более сглаженные изменения потока на низких частотах могут служить указанием на то, что излучение на этих частотах поступает к нам из менее компактных областей по сравнению с излучением на высоких частотах.

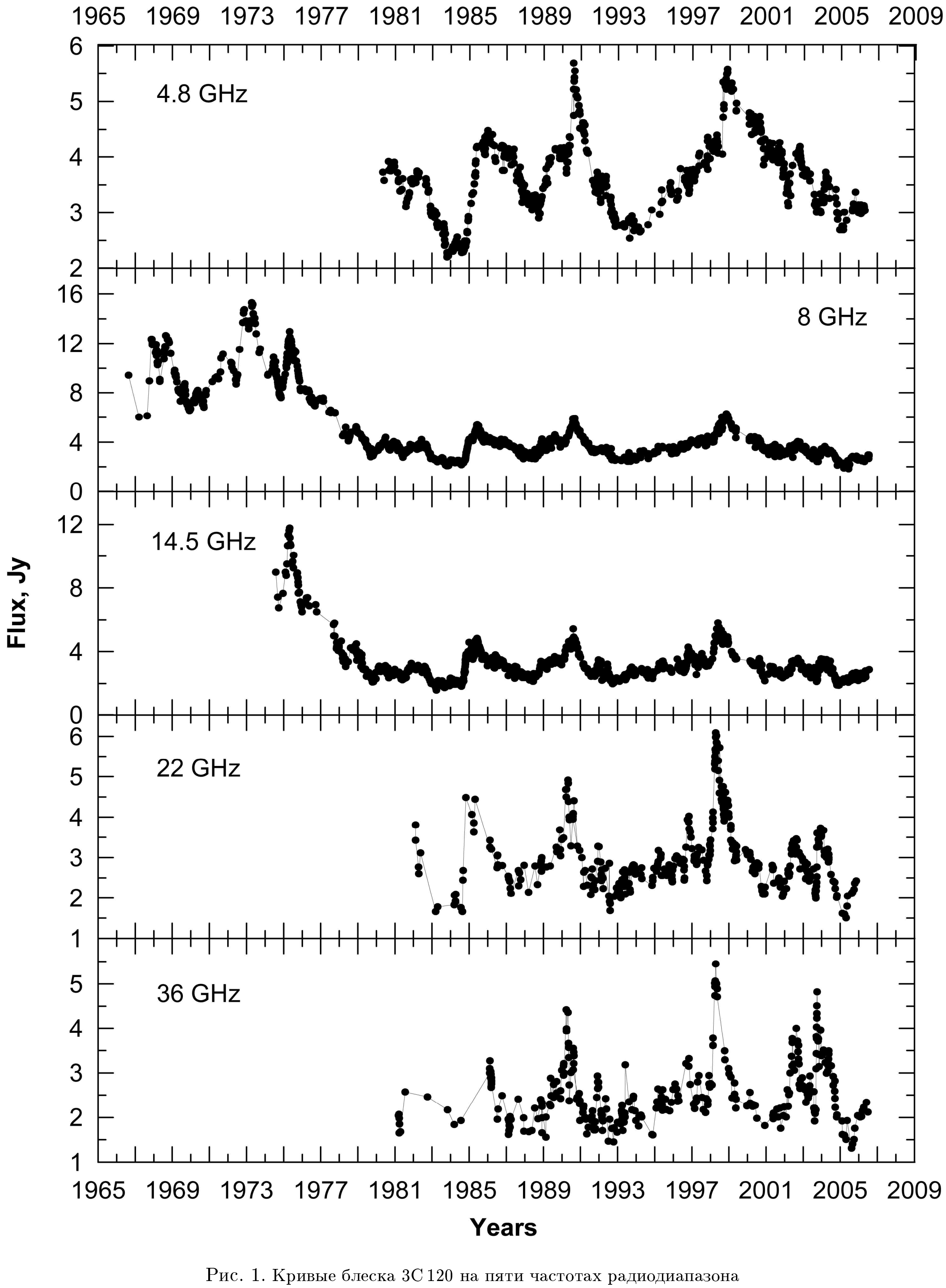

Рис. 1. Кривые блеска 3C 120 на пяти частотах радиодиапазона

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЪЕКТОВ

В общем случае, компаньон центральной сверхмассивной черной дыры вращается по эллиптической орбите с периодом обращения $T_{\rm orb}$. При этом, ось вращения центрального тела может быть не перпендикулярна к плоскости орбиты. То же самое относится и к аккреционному диску сверхмассивной черной дыры. Кроме того, периоды вращения центральной черной дыры $T_{\rm vr}$ и внешних областей аккреционного диска (из-за отсутствия "вмороженности" магнитного поля в среду диска) могут не совпадать. Мы предполагаем кеплерианские законы движения ДСЧД. Прецессия центральной черной дыры в совокупности с центральными областями аккреционного диска, откуда происходят выбросы релятивистского вещества, может происходить за счет возмущения компаньона, двигающегося по орбите с орбитальным периодом $T_{\rm orb}$:

$$m + M = (4\pi^2 r^3)/(GT_{\rm orb}^2), \tag{1}$$

где m – масса компаньона, M – масса центральной черной дыры, r – радиус орбиты компаньона, G – гравитационная постоянная.

С другой стороны, угловая скорость прецессии центрального тела $\Omega_{\rm pr}$ определяется из соотношения

$$\Omega_{\rm pr} = (3Gm\cos\theta)/(4r^3\omega), \tag{2}$$

где θ – половинный угол конуса прецессии, ω – угловая скорость вращения центрального тела.

Учитывая, что $\Omega_{\rm pr} = 2\pi/T_{\rm pr}$ и $\omega = 2\pi/T_{\rm vr}$, соотношение (2) можно преобразовать к виду:

$$T_{\rm vr}T_{\rm pr} = (16\pi^2 r^3)/(3Gm\cos\theta). \tag{3}$$

Разделив выражение (1) на (3), перегруппировав и учитывая, что угол раствора конуса прецессии центрального тела 2θ в тесных двойных системах, как правило, не превышает 10–20° ($\cos\theta \cong 1$), получим:

$$(m + M)/m = 0.75\, T_{\rm vr}T_{\rm pr}/T_{\rm orb}^2. \tag{4}$$

В случае тесных двойных систем из черных дыр также нельзя исключить того, что из-за сильных приливных воздействий друг на друга может возникнуть ситуация, когда период орбитального движения компаньона совпадет с периодом вращения более массивного центрального объекта или компаньона, тогда

$$(m + M)/m = 0.75\, T_{\rm pr}/T_{\rm orb}. \tag{5}$$

Таким образом, функция масс источников в двойной системе из СЧД зависит от выбора орбитального и прецессионного периодов.

После умножения правых и левых частей выражений (1) и (3) соответственно друг на друга и учитывая соотношение (5), получим выражение для массы компаньона

$$m = (9.1 \cdot 10^8\, r^3)/(T_{\rm orb}T_{\rm pr}). \tag{6}$$

Наблюдается сильная зависимость массы компаньона от размеров его орбиты. Увеличивая размеры орбиты компаньона, мы увеличиваем его массу. Соответственно, для массы центральной черной дыры получим

$$M = [(9.1 \cdot 10^8\, r^3)/(T_{\rm orb}T_{\rm pr})] \cdot [(0.75\, T_{\rm pr}/T_{\rm orb}) - 1]. \tag{7}$$

Следовательно, при прочих равных условиях, с увеличением орбиты компаньона в кубической степени растет и масса центрального тела. Это приводит к тому, что для ДСЧД будут наблюдаться очень узкий диапазон размеров орбит компаньонов. Для орбит с $r < (3–5)\cdot 10^{16}$ см время жизни системы определяется значительными потерями на гравитационное излучение, а для больших орбит ($r > 3\cdot 10^{18}$ см) масса центрального тела становиться непомерно большой.

Естественно считать, что сравнительно небольшие значения периодов орбит компаньонов двойных систем из черных дыр связаны с тем, что мы наблюдаем релятивистское движение вещества под малым углом зрения. Поэтому, периодические изменения в системе отсчета, связанной с центром тяжести двойных черных дыр, будут другими после введения Лоренц фактора γ. Тогда связь между наблюдаемым периодом $T_{\rm nabl}$ и периодом в системе отсчета источника T определяется выражением

$$T \approx (T_{\rm nabl}\gamma^2)/(1 + z). \tag{8}$$

В таблице 1 приведены характеристики исследуемых источников, а в таблице 2 – параметры ДСЧД в системе отсчета источника, полученные на основе гармонического анализа долговременных многочастотных мониторингов источников.

Таблица 1. Характеристики объектов

Источник	Z	γ	Доплер фактор, D	$\lg T_я$
3C 120	0.033	5.5	5.9	13.0
OJ 287	0.306	15.4	17.0	14.4
B1308+326	0.997	32.2	15.4	14.3
BL Lac	0.069	11.6	7.3	13.3

Таблица 2. Параметры ДСЧД в системе отсчета источника

Источник	$T_{\rm pr}$, год	$T_{\rm orb}$, год	M, $M_\odot$	m, $M_\odot$	r, см	v, км/с	E_k, эрг
3C 120	325	58.6	$7.7{\cdot}10^7$	$7.7{\cdot}10^7$	$8.7{\cdot}10^{16}$	3100	$1.2{\cdot}10^{57}$
OJ 287	6410	236	$0.9{\cdot}10^9$	$3.4{\cdot}10^7$	$4.6{\cdot}10^{17}$	4100	$4.0{\cdot}10^{57}$
B1308+326	8930	779	$2.7{\cdot}10^9$	$2.6{\cdot}10^8$	$1.5{\cdot}10^{18}$	4000	$3.3{\cdot}10^{58}$
BL Lac	1900	378	$4.4{\cdot}10^8$	$1.1{\cdot}10^8$	$5.3{\cdot}10^{17}$	2900	$6.4{\cdot}10^{57}$

На основе полученных данных можно сделать вывод, что орбиты двойных систем заключены в пределах практически одного порядка величины.

Оценки времени слияния компонентов, определенные по формуле (1) работы [6] за счет гравитационного излучения, для 3C 120 приводят к значению $T_{сл} = 240$ млн. лет, а для 1308+326: $T_{сл} = 8.3$ млрд лет. Последнее значение уже близко к космологическому времени жизни Вселенной. Это может указывать на то, что в АЯГ кроме потерь на гравитационное излучение могут действовать другие источники потерь.

К таким источникам потерь в тесных двойных системах из ДСЧД можно отнести динамические потери за счет трения о плотную внешнюю среду.

Известно, что в ядерных областях взаимодействующих массивных эллиптических галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СЧД). У таких СЧД должны быть аккреционные диски и должна наблюдаться дисковая аккреция окружающего газа. Однако, такие галактики не являются активными. Поэтому, активность галактик может быть связана именно с двойственностью СЧД. Потеря орбитального момента компаньона может происходить, если осуществляется эффективная передача энергии компаньона при его сверхзвуковом движении окружающей среде. Из таблицы 2 видно, что скорости движения компаньонов ДСЧД по орбите сравнимы со скоростями движения вещества при взрывах сверхновых. Запасы кинетической энергии также значительны.

ПАРАМЕТРЫ СРЕДЫ

Оценку температуры газа и его плотности при движении компаньона можно выполнить исходя из динамических характеристик системы. При сверхзвуковом движении компаньона по орбите впереди образуются сильные уплотнения газовой составляющей, находящейся в области орбиты двойной системы из сверхмассивных черных дыр. Основным источником нагрева газа могут служить ударные волны. За фронтом ударной волны происходит преобразование кинетической энергии поступательного движения составляющих газ частиц в энергию их хаотического движения (так называемый процесс термолизации плазмы). Это позволяет нам оценить температуру нагрева газа за фронтом ударных волн, возникающих от сверхзвукового движения компаньона двойной черной дыры:

$$(m_p \cdot v^2)/2 = (3kT)/2, \tag{9}$$

где m_p – масса протона или, в общем случае, иона; v - направленная скорость движения газа ($\sim 4 \cdot 10^8$ см/с). Полученная оценка температуры газа $T \approx 10^9$ К указывает на то, что она соизмерима с температурой “рождения” электронно-позитронных пар ($5 \cdot 10^9$ К).

Если основной нагрев газа ударными волнами происходит в объеме орбиты компаньона, то при темпе энерговыделения $L \approx 10^{43}$ эрг/с объемная светимость $I \approx 10^{-7}$ эрг/(с·см^3). Тогда, по известной формуле:

$$n^2 \approx I/(10^{-27}\sqrt{2} \cdot \sqrt{T}) \tag{10}$$

находим n – плотность частиц, которая определяется двумя параметрами: объемным коэффициентом излучения и температурой газа. Получаем значение $n \approx 10^8\,\text{см}^{-3}$. Так, если принять закон изменения плотности $n \sim 1/R^3$, то масса газа в пределах радиуса орбиты $M_\text{g} \approx 10^4\ M_0$. Это есть нижний предел массы аккрецирующего газа вокруг центральной черной дыры. Он же может быть использован при вычислении темпа аккреции вещества на черную дыру и аккреционный диск.

При рассмотрении возможной светимости источника за счет аккреции на центральную черную дыру можно отметить, что она на порядок ниже динамических потерь. Это происходит за счет высокой скорости движения центрального тела сквозь аккрецирующую среду ($\approx 10^3\,\text{км/с}$). Соотношение для светимости при аккреции на черную дыру:

$$L \approx 2 \cdot 10^{33} (10^{-2} M/M_0)^{3/2} (10^{-1} v)^{-9/4} n^{1/2}\ \text{эрг/с}, \tag{11}$$

где M – масса черной дыры, n – плотность “натягиваемого” газа, v – скорость дыры относительно окружающей среды.

Для массы черной дыры $M \approx 10^8\,M_0$, величины плотности среды $n \approx 10^8\,\text{см}^{-3}$ и скорости движения черной дыры относительно окружающего вещества $v \approx 10^3\,\text{км/с}$ мы получим оценку светимости за счет аккреции вещества на черную дыру: $L \approx 10^{42}\,\text{эрг/с}$. Это ниже принятой нами оценки светимости за счет потери энергии компаньоном ($L \approx 10^{43}\,\text{эрг/с}$). Сильная зависимость светимости черной дыры от ее скорости движения сквозь среду приводит к необходимости учета этой скорости при вычислении энерговыделения при аккреции.

Доля энергии, излучаемая в выбросах, может быть незначительной по сравнению с общим энерговыделением от объекта. Нестационарное излучение блазаров характеризуется высокой направленностью. Как и в случае галактических гамма барстеров, эта доля, по-видимому, не превышает нескольких процентов. По современным представлениям, угол коллимации истекающего из полярных областей черной дыры вещества для АЯГ не превышает 5–10°. Если поток от вспышки в 3–6 раз выше потока “подложки”, то доля, излучаемая в джетах, составляет всего несколько процентов от общего энерговыделения в системе.

Можно оценить время восстановления параметров среды системы ДСЧД при движении компаньона по орбите. Примем размеры компаньона ДСЧД $D = 10^{14}\,\text{см}$ и скорость хаотического движения газа за фронтом ударной волны $v = 4 \cdot 10^8\,\text{см/с}$. Тогда, без учета разности давлений в газовой среде после его выметания, получим значение времени восстановления параметров среды равным $t \cong 10^7\,\text{с}$. Это означает, что при периодах орбитального движения более одного года, состояние среды, сквозь которую перемещается компаньон, будет практически одинаковым по истечении периода обращения T_orb.

ВЫВОДЫ

На основе данных длительного мониторинга четырех АЯГ типа BL Lac получены параметры орбит двойных систем ДСЧД. Выполнены оценки масс компаньонов и центральных СЧД. Получены значения времени жизни ДСЧД до слияния в предположении основных потерь энергии в системе из-за гравитационного излучения. При рассмотрении динамических потерь компаньона при сверхзвуковом движении сквозь среду использовались данные о температуре среды, ее плотности и объемном коэффициенте излучения. Сделаны оценки минимальных значений массы аккрецирующего газа и времени восстановления его параметров при известных значениях динамических параметров системы.

[1] *Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* Калибровочные радиоисточники в миллиметровом диапазоне волн // Изв. Крымской астрофиз. обсерв. – 1985. – **73**. – С. 154–159.

[2] *Струков И. А., Скулачев Д. П.* // Итоги науки и техники: Астрономия. – М.: ВИНИТИ, 1986. – **31**. – С. 336.

[3] *Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A., Latimer G. E.* Variability of Blazars / Eds E. Valtaoja, M. Valtonen. – Cambridge Univ. Press, 1992. – P. 126–135.

[4] *Kaastra J. S., Roos N.* Massive Binary Black-Holes and Wiggling Jets // Astron. and Astrophys. – 1992. – **254**. – P. 96–98.

[5] *Lehto H. J., Valtonen M. J.* OJ 287 Outburst Structure and a Binary Black Hole Model // Astrophys. J. – 1996. – **460**. – P. 207–215.

[6] *Rodrigues C., Taylor G. B., Zavala R. T., et al.* A Compact Supermassive Binary Black Hole System // astro-ph/0604042. – 2006.

[7] *Sillanpaa A., Takalo L. O., Pursimo T., et al.* Confirmation of the 12-year optical outburst cycle in blazar OJ 287 // Astron. and Astrophys. – 1996. – **305**. – P. 17–20.