

АНАЛИЗ КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ВЗАИМОСВЯЗЕЙ В СИГНАЛАХ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРОВ

Показано, что анализ динамики авто- и кросс-корреляций временных сигналов спектральной плотности потока радиоизлучения квазизвездных объектов, фиксируемых одновременно на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц, в рамках метода фликкер-шумовой спектроскопии (ФШС) позволяет не только установить отдельные особенности аккреции вещества в указанных объектах, но и выявить качественно различимые механизмы ее генерации. Продемонстрированы возможности использования двухпараметрических ФШС кросс-корреляторов в анализе эффектов частотно-фазовой синхронизации, реализующейся в радиоизлучении квазаров 0215p015 и 1641p399 на разных частотах. Установлено, что нарушение синхронизации в случае квазара 1641p399 вызвано повышением интенсивности хаотических составляющих сигналов потока радиоизлучения в высокочастотной области, что приводит к «деформации» 3D структуры кросс-коррелятора.

Ключевые слова: фликкер-шумовая спектроскопия, кросс-корреляции, квазары, интенсивность радиоизлучения, частотно-фазовая синхронизация.

Введение

Важнейшими факторами, определяющими эволюцию аккрецирующих астрофизических систем, являются нелинейность, нестационарность, перемежаемость динамики, а также коллективные эффекты. Данный вывод становится очевидным, если учесть, что динамика дисковой аккреции в астрофизических объектах во многом определяется процессами в горячей плазме (Кадомцев, 1976). Разнообразие аккрецирующих объектов и существенное количество эффектов, реализующихся в плазме аккреционного диска, приводят к необходимости использования всех доступных методов анализа для более глубокого понимания особенностей динамики подобных систем и изучения процессов, протекающих в них.

В настоящей работе используется фликкер-шумовая спектроскопия (ФШС) (Тимашев, 2007) – феноменологический подход к изучению динамики авто- и кросс-корреляций временных сигналов. В качестве примера рассматривается изменение во времени спектральной плотности потока радиоизлучения квазаров, фиксируемого одновременно на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц (Tanizuka & Khan, 2003). Экспериментальные данные по радиоизлучению квазаров были любезно предоставлены в ходе международного сотрудничества Dr. N. Tanizuka (Laboratory for Complex Systems Analysis, Osaka Prefecture University). Регистрация данных осуществлялась в период с 1979 г. по 1988 г. (всего 3 309 дней).

Квазары (Рис. 1) – это мощные компактные внегалактические источники электромагнитного излучения, открытые в 60-х гг. XX века, как источники радиоизлучения с очень малыми угловыми размерами (меньше 10"), а затем отождествленные со звездобразными объектами. Согласно наиболее распространенным представлениям квазары являются активными ядрами далеких галактик, находящихся на стадии формирования, в которых сверхмассивная черная дыра поглощает вещество из газопылевого диска. При движении слоев падающего вещества возникают коллек-

тивные эффекты и резонансные явления, которые в конечном итоге отражаются в динамике излучения квазара.

Перспективность применения ФШС для исследования сигналов, генерируемых аккрецирующими астрофизическими объектами, обусловлена введением информационных параметров, характеризующих составляющие анализируемых хаотических сигналов в разных диапазонах частот. Для этого сформулированы соответствующие процедуры и алгоритмы извлечения информации, которые реализуются при сопоставлении общих феноменологических выражений для разностных моментов и спектров мощности с соответствующими зависимостями, построенными на основе измеряемых сигналов. Извлекаемая информация включает в себя специфические для каждого сигнала низкочастотные «резонансы», а также параметры хаотических составляющих. В дополнение к этому, двухпараметрические ФШС кросс-корреляторы позволяют установить динамическую взаимосвязь сигналов, продуцируемых указанными распределенными системами.

Принципы фликкер-шумовой спектроскопии: основные соотношения

Вводимые в ФШС параметры определяются на основе базового для статистической физики «образа» автокорреляционной функции:

$$\psi(\tau) = \langle V(t)V(t+\tau) \rangle_{T-\tau},$$

$$\langle (\dots) \rangle_{T-\tau} = \frac{1}{T-\tau} \int_0^{T-\tau} (\dots) dt, \quad (1)$$

где τ – параметр временной задержки, полагаем $0 \leq \tau \leq T_M$ ($T_M \leq T/2$). Вводимая процедура усреднения означает, что все характеристики, которые можно будет извлечь при анализе зависимостей $\psi(\tau)$, следует рассматривать как средние по указанному интервалу. Для выявления информации, заключенной в $\psi(\tau)$ (полагаем $\langle V(t) \rangle = 0$), удоб-



Рис. 1. Художественное представление квазизвездного источника радиоизлучения.

нее анализировать некоторые преобразования («проекции») этой функции, а именно, косинус-преобразование $S(f)$ (f – частота):

$$S(f) = 2 \int_0^{T_M} \langle V(t)V(t+t_1) \rangle_{T-t} \cos(2\pi ft_1) dt_1 \quad (2)$$

и разностные моменты (переходные «структурные» функции Колмогорова) $\Phi^{(2)}(\tau)$ 2-го порядка:

$$\Phi^{(2)}(\tau) = \left\langle [V(t) - V(t+\tau)]^2 \right\rangle_{T-\tau}, \quad (3)$$

полагаем $0 \leq \tau \leq \tau_{\max} \leq T/2$. На характер зависимости $V(t)$ не налагается никаких ограничений, кроме существования вводимых средних величин (1).

Зависимости $S(f)$, рассчитываемые для изучаемых сигналов, задаваемых на ограниченных временных интервалах и нестационарных по своей сути, условно определяются как «спектры мощности», хотя для них возможно появление частотных участков, на которых $S(f) < 0$. Как известно, в $S(f)$ зависимостях наиболее выражено проявляются специфические для исследуемого сигнала частоты, которые можно связывать с присущими источникам сигналов резонансами и с интерференционными вкладами таких резонансов. Хаотические, более высокочастотные нерегулярные составляющие сигнала дают монотонно изменяющиеся вклады в $S(f)$ зависимости (Берже и др., 1991). При выделении таких вкладов хаотических $S_c(f)$ составляющих в $S(f)$ учитывается «перемежаемость» (intermittency) рассматриваемой динамики (Шустер, 1988), когда участки относительно небольших изменений динамической переменной $V(t)$ перемежаются кратковременными резкими и значительными изменениями переменной.

Следует отметить, что необходимость введения в ФШС помимо $\Phi^{(2)}(\tau)$ зависимости $S(f)$ обусловлена именно указанной особенностью «перемежаемой» эволюционной динамики, качественно различимой ролью вводимых нерегулярностей в динамике процессов. Кратковременные «нерегулярности-всплески» динамической переменной, обусловленные эффектами инерции, сопряжены с интегрально малой диссипацией энергии. В то же время, последовательные скачкообразные изменения состояния системы при «случайном блуждании» (Timashev et al., 2010) обуславливают основной диссипативный вклад в энергетику рассматриваемого процесса. Рассчитываемые для такого процесса хаотические составляющие $\Phi_c^{(2)}(\tau)$ зависимости $\Phi^{(2)}(\tau)$ определяются алгебраической суммой

разностей произошедших на интервале τ смещений – «нерегулярностей-скачков». В то же время зависимости $S_c(f)$, характеризующие общую «энергетику» хаотического процесса, будут определяться двумя факторами – «нерегулярностями-скачками» и «нерегулярностями-всплесками». Последовательное обоснование сделанного заключения представлено в работе (Тимашев, 2007).

Если полагать, что параметры, характеризующие эволюционную динамику на каждом ее пространственно-временном уровне, одинаковы, то есть рассматриваемый процесс является стационарным в широком смысле (предполагается существование среднеквадратичного отклонения на рассматриваемом интервале) (Тимашев, 2007), то на основе изложенных представлений о нерегулярностях-скачках и нерегулярностях-всплесках как носителях информации о хаотической составляющей сигнала могут быть получены (с использованием аппарата обобщенных функций (Владимиров, 1967)) общие интерполяционные выражения для $\Phi_c^{(2)}(\tau)$ и $S_c(f)$. В частности, в простейшем случае, когда вводится лишь один характерный масштаб для каждой из последовательности «нерегулярностей-скачков» и «нерегулярностей-всплесков», имеем (Тимашев, 2007):

$$\Phi_c^{(2)}(\tau) \approx 2\sigma^2 \cdot \left[1 - \Gamma^{-1}(H_1) \cdot \Gamma(H_1, \tau / T_1) \right]^2, \\ \Gamma(s, x) = \int_x^\infty \exp(-t) \cdot t^{s-1} dt, \quad \Gamma(s) = \Gamma(s, 0) \quad (4)$$

где $\Gamma(s)$ и $\Gamma(s, x)$ – соответственно, гамма-функция и неполная гамма-функция ($x \geq 0$ и $s > 0$); σ – среднеквадратичное отклонение измеряемой динамической переменной как мера нерегулярностей-скачков хаотической составляющей сигнала; H_1 – показатель Херста, характеризующий скорость, с которой динамическая переменная теряет «память» о своей величине на временных интервалах, меньших времени T_1 полной потери памяти о значении динамической переменной, полученной при измерении в некоторый момент времени.

Для оценки суммарного хаотического вклада в спектр мощности, определяемого нерегулярностями-скачками и нерегулярностями-всплесками, удобно использовать следующее интерполяционное выражение (Тимашев, 2007):

$$S_c(f) \approx \frac{S_c(0)}{1 + (2\pi f T_0)^n}. \quad (5)$$

Здесь $S_c(0)$, T_0 и n – феноменологические параметры, которые вводятся для описания спектров мощности при обработке экспериментально получаемых временных рядов. В качестве меры хаотической составляющей сигнала, формируемой нерегулярностями-всплесками и нерегулярностями-скачками в области высоких частот, удобно выбирать параметр $S_c(T_0^{-1})$, определяемый как «фактор остринности».

Как отмечалось выше, в хаотической динамике открытых сложных систем наряду с «неспецифической» корреляционной динамикой в последовательностях информационно значащих нерегулярностей, как правило, проявляются относительно низкочастотные резонансные частоты, совокупность которых в ходе эволюции может перестраиваться. Учитывая монотонный характер $S_c(f)$, удобно разложить, используя нелинейный метод наименьших

квадратов, рассчитанную на основе измеряемых сигналов зависимость $S(f)$ на «высокочастотную» хаотическую составляющую $S_c(f)$ и «резонансный» вклад $S_r(f)$:

$$S(f) = S_c(f) + S_r(f) \tag{6}$$

Согласно теореме Уиттекера-Котельникова-Шеннона (Басараб и др., 2004), выражение (2) при $T \rightarrow \infty$ выявляет в случае стационарного процесса все гармонические составляющие зависимости $\psi(\tau)$ с частотами $f \leq f_d/2$. Это означает, что для выявления гармонической составляющей из сигнала достаточно, чтобы на период данной гармоники «приходилось» не менее двух точек анализируемого сигнала. Очевидно, что наличие высокочастотной хаотической составляющей в сигнале, спектр которой непрерывен, затрудняет выделение присутствующих в сигнале гармонических составляющих в области высоких частот. Однако наличие указанного высокочастотного «шума» не должно оказывать заметного влияния на выявление низкочастотных гармоник ($f < 0.1 \div 0.2 f_d$), поскольку на соответствующие периоды «приходится» в несколько раз большее число точек оцифрованного анализируемого сигнала. Поэтому естественно полагать, что «резонансные» составляющие сигнала, соответствующие указанному диапазону частот, можно рассматривать как совокупность гармоник, формирующую стационарный сигнал. Конечно, при смещении интервала усреднения T вдоль общего интервала T_{tot} низкочастотные резонансы, фиксируемые для каждого из таких смещаемых интервалов T , могут перестраиваться из-за общей нестационарности сигнала $V(t)$.

С учетом сказанного, определяем «резонансную» составляющую рассматриваемого автокоррелятора $\psi_r(\tau)$ с использованием «неполного» обратного косинус-преобразования от «резонансного» вклада $S_r(f)$, учитывая, как только что было указано, стационарный характер резонансной составляющей сигнала (Тимашев, 2007):

$$\psi_r(\tau) \approx 2 \int_{1/T}^{f_{LF}} S_r(f) \cos(2\pi f \tau) df \tag{7}$$

где интервал интегрирования $(1/T, f_{LF})$ определяет область «резонансных» частот. Основной вклад в (7) формирует указанная выше область частот, $f_{LF} \leq 0.1 \div 0.2 f_d$, и формальное увеличение верхнего предела в (7) до значения $f_{max} = 0.5 f_d$ практически не изменяет зависимости $\psi_r(\tau)$. На основе (7) находим «резонансную» составляющую $\Phi_r^{(2)}(\tau)$:

$$\Phi_r^{(2)}(\tau) = 2 [\psi_r(0) - \psi_r(\tau)] \tag{8}$$

Тогда хаотическую составляющую $\Phi_c^{(2)}(\tau)$ разностного момента 2-го порядка, для которой справедливо интерполяционное выражение (4), можно представить в виде:

$$\Phi_c^{(2)}(\tau) = \Phi^{(2)}(\tau) - \Phi_r^{(2)}(\tau) \tag{9}$$

На основе (4)-(9) удается последовательно разрешить проблему разделения вкладов резонансных и хаотических составляющих с полной параметризацией исследуемых сигналов. Как показывает опыт, такое представление оказывается оправданным при решении конкретных проблем параметризации сложных сигналов разной сущности.

Выше отмечалось, что выражения (4) и (5) были выведены для сигналов, стационарных в широком смысле, в

ФШС параметры					
Квазар	частота	$\sigma, rel. un.$	H_1	$S_c(T_0^{-1}), (rel.un.)^2 \cdot f_d^{-1}$	n
0215p015	2.7 GHz	0.28	1.82	0.61	0.34
	8.1 GHz	0.42	0.70	1.52	0.33
164lp399	2.7 GHz	2.36	0.20	36.24	0.80
	8.1 GHz	2.41	0.3	133.84	0.76

Табл. 1. ФШС-параметры, полученные для временных сигналов спектральной плотности потока радиозлучения квазизвездных объектов, фиксируемых одновременно на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц.

которых, согласно ФШС представлениям, должно реализоваться самоподобие, означающее, что вводимые феноменологические параметры одинаковы для каждого уровня пространственно-временной иерархии рассматриваемой динамики. Тем не менее, анализ эволюционной динамики множества процессов (примеры в (Тимашев, 2007)) с определением ФШС параметров на основе экспериментально измеряемых сигналов, показывает, что самые разнообразные нестационарные сигналы на разных временных масштабах (при выборе разных интервалов усреднения T) могут проявлять псевдо-стационарную динамику, если ограничиваться относительно небольшими интервалами анализируемых временных задержек ($\tau_{max} \leq T/4$) и частотных интервалов ($f_{max} \leq 1/4 f_d$). В этих случаях представленные феноменологические выражения (4) и (5) достаточно убедительно проявляют себя как простейшие (3-х параметрические) интерполяционные выражения для хаотических составляющих разностного момента 2-го порядка и косинус-преобразования автокоррелятора соответственно. При этом нестационарность сигнала проявляется, как указывалось выше, в изменении низкочастотных «резонансных» составляющих, а также в вариациях вводимых ФШС параметров, рассчитываемых на различных временных интервалах исследуемого нестационарного процесса, при неизменности функционального вида (4) и (5) зависимостей $\Phi_c^{(2)}(\tau)$ и $S_c(f)$. В тех случаях, когда при параметризации $\Phi_c^{(2)}(\tau)$ и $S_c(f)$ требуется вводить два характерных масштаба, вместо зависимостей (4) и (5) вводятся более сложные феноменологические соотношения.

ФШС подход позволяет получать прямую информацию о динамике корреляционных взаимосвязей между одновременно измеряемыми сигналами – динамическими переменными $V_i(t)$ и $V_j(t)$ одной сущности, измеряемыми в пространственно разнесенных точках i и j исследуемой системы, либо сигналами разной природы. Соответствующее выражение для 3D «двухточечных» корреляторов или кросс-корреляторов представляется в виде (Тимашев, 2007):

$$q_{ij}(\tau, \theta_{ij}) = \left\langle \left[\frac{V_i(t) - V_i(t + \tau)}{\sqrt{2}\sigma_i} \right] \left[\frac{V_j(t + \theta_{ij}) - V_j(t + \theta_{ij} + \tau)}{\sqrt{2}\sigma_j} \right] \right\rangle_{T-\tau-\theta_{ij}}$$

$$\sigma_i(\tau) = \left\langle \left[\frac{V_i(t) - V_i(t + \tau)}{\sqrt{2}\sigma_i} \right]^2 \right\rangle_{T-\tau-\theta_{ij}}^{1/2} \tag{10}$$

где τ – «время задержки» (полагаем $\tau > 0$), θ_{ij} – параметр «смещения во времени». Речь идет о зависимостях значений $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ кросс-корреляторов от τ и θ_{ij} как временных

параметров – «пространственным» (3D) представлении сложной поверхности $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$. Наибольший интерес вызывают интервалы изменения параметров τ и θ_{ij} , при которых максимально выражена корреляция $q_{ij}(\tau, \theta_{ij}) \sim 1$ или антикорреляция $q_{ij}(\tau, \theta_{ij}) \sim -1$ в изменениях значений $V_i(t)$ и $V_j(t)$. При этом знак и величина параметра θ_{ij} при максимальных величинах $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ фактически характеризует причинно-следственную связь между сигналами $V_i(t)$ и $V_j(t)$, а также характерное время передачи информации между точками (или событиями) i и j . Очевидно, что величина и характер двухпараметрических выражений (10) могут зависеть как от выбора интервала T усреднения, так и от выбора интервалов изменения параметров τ и θ_{ij} . Для обеспечения статистической достоверности получаемых зависимостей будем требовать выполнение условия: $\tau_{max} + |\theta_{max}| \leq T/2$.

Результаты ФШС анализа сигналов интенсивности радиоизлучения квазаров

1. Параметризация сигналов радиоизлучения квазаров

Для демонстрации некоторых возможностей ФШС подхода в работе представлен анализ динамики спектральной плотности потока радиоизлучения двух квазаров: 0215p015 и 1641p399 (Tanizuka & Khan, 2003). На рис. 2 и в табл. 1 приведены результаты ФШС параметризации анализируемых сигналов (для краткости изложения на рис. 2 представлены диаграммы только для излучения, фиксируемого на частоте 2.1 ГГц). На спектре мощности радиоизлучения квазара 0215p015 обнаружены спектральные всплески, соответствующие квазипериодическим процессам, доминирующим в изучаемой динамике. В отличие от 0215p015, радиоизлучение квазара 1641p399 характеризуется отсутствием различимых всплесков, что свидетельствует о сильной динамической перемежаемости – преобладании разных режимов в дисковой аккреции.

Анализ зависимостей разностного момента второго порядка $\Phi^{(2)}(\tau)$ указывает на хорошее соответствие экспериментальных зависимостей с кривыми, построенными на основе ФШС параметризации. Структурная функция, полученная для радиоизлучения квазара 0215p015, демонстрирует отчетливую квазиосциллирующую структуру, которая отражает значительный вклад в общую динамику нерегулярностей-скачков, в то время как вклад данного типа нерегулярностей в динамику квазара 1641p399 оказывается гораздо меньшим.

Анализ значений полученных ФШС-параметров, представленных в табл. 1, позволяет извлечь дополнительную информацию о характере рассматриваемых сигналов. Существенные значения параметра ос-

трийности $S_c(T_0^{-1})$, связанные с повышением интенсивности хаотических составляющих сигналов потока радиоизлучения в высокочастотной области, отражают сильную нестационарность и значительную степень реализации эффектов перемежаемости в радиоизлучении квазара 1641p399, в отличие от малых значений данного параметра для активности квазара 0215p015. Значения показателя H_f свидетельствуют о высокой трендоустойчивости – «направленности» процессов в дисковой аккреции

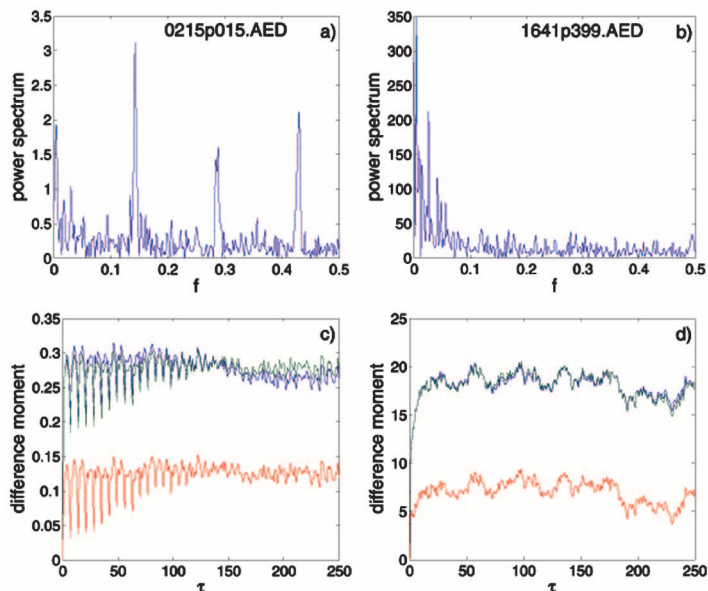


Рис. 2. ФШС-зависимости для радиоизлучения квазаров 0215p015 (a, c) и 1641p399 (b, d) на частоте 2,7 ГГц. Спектр мощности $S(f)$ (a, b) и разностный момент второго порядка $\Phi^{(2)}(\tau)$ (c, d): построенный на основе экспериментальных данных (синяя линия), интерполяционная ФШС-зависимость (зеленая линия), резонансная составляющая $\Phi_r^{(2)}(\tau)$ (красная линия).

квазара 0215p015 и существенной переменности активности квазара 1641p399.

2. Анализ кросс-корреляционных взаимосвязей и частотно-фазовая синхронизация радиоизлучения квазаров

На рис. 3 представлены 3D кросс-корреляторы (10) для радиоизлучения рассматриваемых квазаров, фиксируемого на частотах 2.7 ГГц и 8.1 ГГц. Кросс-корреляционные зависимости для сигналов квазара 0215p015 характеризуются наличием четкой осциллирующей структуры, отражающей доминирование в динамике определенного набора частот, выявленного при анализе соответствующих зависимостей $S(f)$. Основная информация, содержащаяся в представленных зависимостях, относится к проявлению частотно-фазовой синхронизации. Действительно, в соответствии с зависимостью (10), последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 3а при $\theta_{ij} > 0$, означают, что сигнал на частоте 2.7 ГГц следует с определенной периодичностью за сигналом на частоте 8.1 ГГц. В то же время, последовательные максимальные значения $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$, фиксируемые на рис. 3а при $\theta_{ij} < 0$, означают, что сигнал на частоте 8.1 ГГц с той же самой периодичностью предшествует сигналу на частоте 2.7 ГГц. Фактически

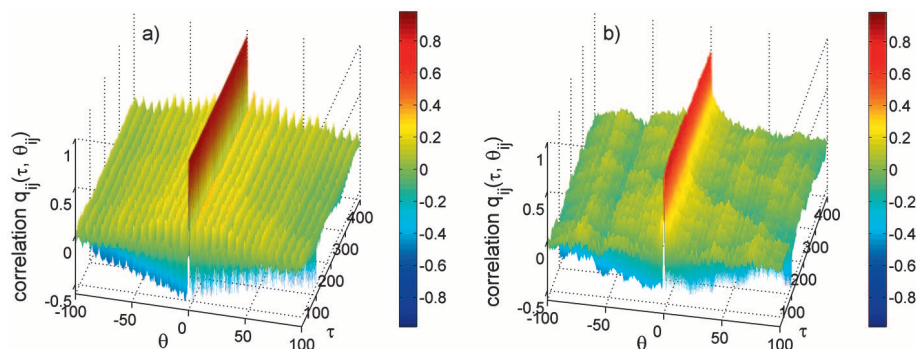


Рис. 3. 3D-зависимости кросс-корреляторов $q_{ij}(t, \theta_{ij})$ для радиоизлучения квазаров 0215p015 (a) и 1641p399 (b) на частотах 2,7 ГГц и 8,1 ГГц.

ки обнаружена отчетливая синхронизация процессов дисковой аккреции квазара 0215p015, сопровождающейся генерацией регистрируемого радиоизлучения на разных частотах.

Соответствующая зависимость $q_{ij}(\tau, \theta_{ij})$ для излучения квазара 1641p399 (Рис. 3б) наряду с размытой крупномасштабной структурой кросс-коррелятора демонстрирует низкоамплитудные высокочастотные осцилляции, отражающие значительную степень реализации эффектов нестационарности. Вместе с тем, коллективная динамика радиоизлучения указанного квазара, фиксируемого на разных частотах, не демонстрирует выраженную частотно-фазовую синхронизацию. Отсутствие в динамике сигналов квазара 1641p399 сформированного набора собственных частот и повышение интенсивности хаотических составляющих в высокочастотной области излучения приводит к «деформации» структуры кросс-коррелятора.

Заключение

В работе представлены некоторые результаты анализа активности квазизвездных радиоисточников, полученные в рамках фликкер-шумовой методологии. Основой ФШС подхода является введение специфических соотношений для описания различных типов нерегулярностей – нерегулярностей-всплесков и нерегулярностей-скачков, отражающих резонансные и хаотические вклады анализируемой динамики. Это позволяет провести параметризацию – количественное и качественное «описание» эволюции исследуемых систем на основе извлечения информации из продуцируемых такими системами сигналов с помощью небольшого набора параметров. Вводимые в ФШС двухпараметрические кросс-корреляторы способствуют установлению эффектов частотно-фазовой синхронизации и проведению анализа динамики перекрестных взаимосвязей в сигналах радиоактивности квазаров на разных частотах.

В результате установлены качественно различимые механизмы дисковой аккреции для двух квазаров: 0215p015, 1641p399. Радиоизлучение квазара 0215p015 отличается четко выраженным набором собственных частот, трендоустойчивой динамикой со слабо проявляющимися эффектами нестационарности и высоким уровнем частотно-фазовой синхронизации. Напротив, активность квазара 1641p399 характеризуется высокой степенью реализации эффектов нестационарности, отсутствием различного набора резонансных частот и значительным влиянием эффектов динамической перемежаемости, что приводит к асимметрии структуры 3D кросс-коррелятора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-97000-р_поволжье_a.

Литература

Tanizuka N., Khan M.R. Dynamical structure of quasar radio wave intensity fluctuations from daily to yearly period. *Noise and Fluctuations – ICNF-2003*. Ed. J. Sikula. Brno: Brno University of Technology. 2003. P.813-816.

Timashev S.F., Polyakov Yu.S., Misurkin P.I., Lakeev S.G. Anomalous diffusion as a stochastic component in the dynamics of complex processes. *Phys. Rev. E*. 81. 2010. 041128-1-17.

Басараб М.А., Зелкин Е.Г., Кравченко В.Ф., Яковлев В.П. Цифровая обработка сигналов на основе теоремы Уиттекера-Котельникова-Шеннона. М: Радиотехника. 2004.

Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. Пер. с фран. Ю.А. Данилова. М: Мир. 1991.

Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М: Наука. 1967.

Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М: Наука. 1976.
Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: Информация в хаотических сигналах. ФИЗМАТЛИТ. 2007.

Шустер Г. Детерминированный хаос. Введение. Пер. с англ. Мир. 1988.

S.F. Timashev, O.Yu. Panishev, S.A. Demin, Yu.A. Nefedev. Analysis of the cross-correlation interrelations in radio emission intensity signals of quasars.

It is shown that the analysis of the dynamics of auto-and cross-correlation temporary signals of flux radio spectral density of quasi-stellar objects that are fixed at the same time at frequencies 2.7 GHz and 8.1 GHz, using the method of flicker-noise spectroscopy (FNS) allows not only to establish the individual characteristics of accretion of the substance in these objects, but also to identify qualitatively distinct mechanisms of its generation. The possibilities of use of two-parameter FNS cross-correlation in the analysis of the effects of frequency and phase synchronization realized in the radio emission of quasars and 0215p015 and 1641p399 at different frequencies are demonstrated. It is established that the loss of synchronization in the event of quasar 1641p399 due to increase in the intensity of the random components of the signals in the radio flux in the high-frequency area, which leads to the «deformation» of 3d structure of the cross-correlation.

Keywords: flicker-noise spectroscopy, cross-correlations, quasars, radio wave intensity, frequency-phase synchronization.

Сергей Федорович Тимашев

Д.физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Научно-исследовательского физико-химического института им. Л.Я. Карпова. Главный научный сотрудник Института проблем лазерных и информационных технологий РАН.

105064, Россия, Москва, переулок Обуха, д.3-1/12, стр. 6. Тел.: (499) 269-34-82. 142092, Россия, Московская область, Троицк, ул. Пионерская, д. 2. Тел.: (496) 751-09-92.

Олег Юрьевич Панищев

Старший преподаватель кафедры вычислительной физики и моделирования физических процессов Казанского федерального университета; научный сотрудник Института физики; научный сотрудник Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта.

Сергей Анатольевич Дёмин

Старший преподаватель кафедры вычислительной физики и моделирования физических процессов Казанского федерального университета; научный сотрудник Института физики; научный сотрудник Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта

Юрий Анатольевич Нефедьев

Д.физ.-мат. наук, профессор кафедры вычислительной физики и моделирования физических процессов Казанского федерального университета. Директор Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта Казанского федерального университета.

420008, Россия, Казань, ул. Кремлевская, д.18. Тел.: (843) 233-77-37.

422526, Россия, Республика Татарстан, Зеленодольский район, п. Октябрьский, Астрономическая обсерватория.