

01

Метод исследования синхронизации автоколебаний по унвариантным данным с использованием непрерывного вейвлетного анализа

© А.А. Короновский,¹ В.И. Пономаренко,² М.Д. Прохоров,² А.Е. Храмов¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия
e-mail: alkor@nonlin.sgu.ru; aeh@nonlin.sgu.ru

² Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, 410019 Саратов, Россия
e-mail: vip@sgu.ru

(Поступило в Редакцию 5 сентября 2006 г.)

Предложен метод, основанный на непрерывном вейвлетном преобразовании, который позволяет диагностировать наличие синхронизации колебаний генератора внешним воздействием с линейно увеличивающейся частотой по унвариантным данным (скалярным временным рядам). Эффективность метода демонстрируется на примере модифицированного асимметричного генератора Ван-дер-Поля, осциллятора Рёсслера и экспериментальных физиологических данных. В последнем случае с использованием только временных рядов $R-R$ -интервалов показано наличие режимов синхронизации различных порядков ритмов сердечно-сосудистой и респираторной систем человека.

PACS: 05.45.Xt, 05.45.Tr

Введение

При исследовании взаимодействия автоколебательных систем возникает задача диагностики режимов синхронизации между ними. Обычно выделяют два случая [1–4]. Первый (частный случай) — это синхронизация автоколебательной системы внешним сигналом (который генерируется другой автоколебательной системой). В этом случае динамика внешнего генератора не зависит от поведения системы, на которую осуществляется воздействие. Когда динамика ведомой системы подстраивается под динамику ведущей системы, говорят о синхронизации ритмов ведущей и ведомой систем. Второй (более общий) случай — когда две системы взаимодействуют между собой, причем это взаимодействие может иметь преимущественно однонаправленный характер (что приближает его к первому случаю) или может быть близким к симметричному случаю. В этом случае также говорят о синхронизации ритмов двух систем, под которой подразумевают подстройку ритмов систем друг к другу. Показателями синхронизации могут служить соотношение мгновенных частот колебаний во взаимодействующих системах, а также соотношение фаз собственной динамики первой и второй систем. Вводят также количественные характеристики синхронизации автоколебательных систем (например, индекс синхронизации [5] или меру синхронизации [6,7]).

Синхронизация систем (в том числе и генерирующих хаотические колебания) активно изучается в настоящее время, причем внимание исследователей все больше обращается не на радиофизические модели и объекты, где были получены основные результаты в этой области (см., например, [1–4,6–13]), а на системы живой природы

(в частности, воздействие внешнего стимула на электроэнцефалограммы мозга [14,15], взаимодействие ритмов респираторной и сердечно-сосудистой систем [16–18], синхронизация динамики нейронных ансамблей различных участков головного мозга человека, больного эпилепсией [5,19] и др.). Исследования такого рода обычно связаны с обработкой коротких временных рядов в условиях повышенной зашумленности. В таких сложных условиях близость соотношения мгновенных частот к рациональному числу не всегда является признаком синхронности колебаний, поскольку сами частоты невозможно определить с высокой точностью. Поэтому чаще исследуют динамику фаз связанных систем в зависимости от времени. В условиях шума переход от несинхронного режима к синхронному является нечетким, а внутри синхронного режима периоды почти постоянной разности фаз (следует учесть, что в присутствии шума даже в синхронном режиме разность фаз флуктуирует во времени [3]) могут прерываться проскоками фазы, при которых разность фаз изменяется на 2π . Более того, взаимодействующие системы могут обладать сложным набором собственных ритмов, поэтому необходим анализ синхронизации и захвата фаз на различных временных масштабах осцилляторов (синхронизация временных масштабов [6,19–21]).

Ярким примером взаимодействия между различными физиологическими ритмами является функционирование сердечно-сосудистой системы (ССС) человека. Наиболее значимыми колебательными процессами, определяющими ее динамику, являются основной сердечный ритм, дыхание, а также процесс медленной регуляции кровяного давления и сердечного ритма с собственной частотой вблизи 0.1 Hz (так называемая мэйровская

волна) [22]. В результате взаимодействия эти ритмы проявляются в различных сигналах: электрокардиограммах (ЭКГ), кровяном давлении, потоке крови, вариабельности сердечного ритма [23]. Сравнительно недавно было обнаружено, что основные ритмы ССС могут быть синхронизованы между собой [17,24,25]. Причем было установлено, что система, задающая основной сердечный ритм, может рассматриваться как автогенератор под внешним воздействием, в качестве которого выступает дыхание [17,26].

В наших работах [18,27,28] был предложен новый метод, основанный на непрерывном вейвлетном преобразовании, который позволяет диагностировать наличие синхронизации колебаний автогенератора внешним воздействием с линейной модуляцией частоты и отличить эту ситуацию от случая просачивания внешнего сигнала в регистрируемый сигнал, под которым понимается суммирование сигналов автогенератора и внешнего сигнала без изменения частоты автоколебаний. Последняя задача диагностики просачивания сигнала является весьма важной при анализе взаимодействия биологических автоколебательных систем различной природы, так как в ряде случаев может приводить к ложным выводам о наличии синхронизации тех или иных биологических ритмов [5,18]. Эффективность нового метода диагностики синхронизации была показана в работах [18,27,28] на примере модифицированного асимметричного генератора Ван-дер-Поля и экспериментальных физиологических данных по синхронизации медленных колебаний артериального давления человека дыханием, частота которого изменяется линейно со временем. Для диагностики синхронизации или просачивания в этих работах нами использовались временные ряды внешнего воздействия (в физиологическом эксперименте — дыхания) и отклика генератора (в эксперименте — $R-R$ -интервалов, извлекаемых из ЭКГ).

Отметим, что применительно к анализу результатов физиологических экспериментов особый интерес вызывает возможность использования универсальных скалярных данных для диагностики синхронизации между ритмами, так как регистрация единственного скалярного сигнала является более простой задачей в биологических и медицинских приложениях¹ [29–32]. Поэтому целью данной работы является рассмотрение метода диагностики синхронизации по универсальным данным, т.е. по единственному скалярному временному ряду (например, только по ряду $R-R$ -интервалов в рассматриваемом здесь физиологическом эксперименте). Следует отметить, что необходимым условием использования предлагаемого метода является линейной (или близкое к нему) изменение частоты внешнего сигнала с течением времени.

¹ В частности, применительно к исследованию ССС человека это означает возможность анализа синхронизации по записям холтеровских датчиков, позволяющих осуществлять мониторинг кардиоваскулярной системы в течение длительных интервалов времени.

1. Экспериментальные данные и исследуемые модели

Кратко рассмотрим постановку эксперимента по анализу взаимодействия ритмов сердечно-сосудистой и дыхательной систем человека. Нами исследовались 8 здоровых мужчин в возрасте от 20 до 34 лет, добровольно участвовавших в эксперименте. Все они имели средний уровень физической активности. Электрокардиограммы и ряды дыхания записывались одновременно в положении сидя. Все физиологические сигналы снимались с частотой 250 Hz при 16-разрядном разрешении, а затем обрабатывались на компьютере.

С каждым испытуемым проводился эксперимент, в котором испытуемый дышал в заданном ритме с переменной частотой f_0 от 0.05 до 0.3 Hz. Темп дыхания задавался импульсным звуковым сигналом с длительностью 0.5 s. В момент появления звукового сигнала испытуемый делал вдох. Никаких других требований на характер дыхания мы не накладывали. Испытуемый сам выбирал такую продолжительность вдоха и выдоха и глубину дыхания, какие ему было удобно. Длительность записей с линейно нарастающей частотой дыхания составляла 30 min.

Из рядов ЭКГ выделялись последовательности $R-R$ -интервалов, т.е. ряды временных интервалов T_i между двумя последовательными R -пиками, которые содержат информацию о вариабельности сердечного ритма. Именно с рядами $R-R$ -интервалов далее и проводились исследования.

В качестве простой модели взаимодействия дыхания и процесса медленной регуляции кровяного давления человека будем рассматривать асимметричный генератор Ван-дер-Поля под внешним воздействием с линейной модуляцией частоты. Общность явлений, наблюдаемых в периодически возбуждаемых автогенераторах физиологической и физической природы, была продемонстрирована в работах [18,24,31], где было показано, что качественно похожие особенности синхронизации наблюдаются в случае воздействия дыхания на сердцебиение и процесс регуляции кровяного давления и в случае воздействия периодической силы на генератор Ван-дер-Поля. Однако генератор Ван-дер-Поля демонстрирует в автономном режиме только периодические колебания, тогда как сигнал, снимаемый из кардиоваскулярной системы человека (ЭКГ), характеризуется существенно более сложной динамикой. В качестве модели с хаотической динамикой, с помощью которой будет апробирована предлагаемая методика анализа синхронизации ритмов, рассмотрим неавтономный генератор Рёсслера [33], который часто используется в качестве базовой модели в теории хаотической синхронизации [3,4].

Таким образом, в качестве модельных систем будем использовать, во-первых, асимметричный генератор Ван-дер-Поля

$$\ddot{x} - (1 - x - x^2)\dot{x} + (0.24\pi)^2 x = K \sin \Phi(t) \quad (1)$$

и, во-вторых, генератор Рёсслера

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -y - z, \\ \dot{y} &= x + 0.15y + K \sin \Phi(t), \\ \dot{z} &= 0.2 + z(x - 10) \end{aligned} \quad (2)$$

под внешним воздействием с линейной модуляцией частоты. В уравнениях (1) и (2) K — амплитуда внешнего сигнала, а фаза $\Phi(t)$

$$\Phi(t) = 2\pi[(\gamma + \beta t/T)]t \quad (3)$$

определяет линейное во времени изменение частоты ω_d внешнего воздействия по закону

$$\omega_d(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = 2\pi(\gamma + 2\beta t/T), \quad (4)$$

где t — текущее время, параметры $\gamma = 0.03$, $\beta = 0.17$ и $T = 1800$ (максимальное время расчета) были выбраны для генератора Ван-дер-Поля (1), $\gamma = 0.01$, $\beta = 0.25$ и $T = 3200$ — для осциллятора Рёсслера (2). Параметры были выбраны в соответствии с работой [18].

Уравнения асимметричного генератора Ван-дер-Поля (1) и осциллятора Рёсслера (2) решались численно методом Рунге–Кутты 4-го порядка с шагом по времени $\Delta t = 0.01$ и $\Delta t = 0.004$ соответственно.

Для рассмотрения и сравнения ситуации синхронизации колебаний внешним сигналом и эффекта просачивания внешнего сигнала в сигнал, снимаемый в эксперименте, будем исследовать суммарный сигнал, который формируется как

$$x_{\Sigma}(t) = x(t) + R \sin \Phi(t), \quad (5)$$

где $x(t)$ — решение автономного уравнения асимметричного Ван-дер-Поля (1) или осциллятора Рёсслера (2), R — амплитуда просачивающегося сигнала, фаза $\Phi(t)$ аддитивного сигнала определяется соотношением (3).

2. Метод анализа синхронизации автоколебаний по инвариантным (скалярным) временным данным

2.1. Фазовая динамика постоянного масштаба, соответствующего частоте автономных колебаний

Основная идея предлагаемого в настоящей работе метода анализа синхронизации по инвариантным данным (скалярному временному ряду) заключается в том, чтобы рассматривать временную зависимость величины $\Delta\varphi_0(t)$, равной разности фаз $\varphi_{s0}(t)$ первой гармоники частоты f_0 автономных колебаний исследуемого автогенератора в моменты времени t и $t-\tau$:

$$\Delta\varphi_0(t) = \varphi_{s0}(t) - \varphi_{s0}(t - \tau), \quad (6)$$

где τ (некоторый временной сдвиг) — параметр метода, который можно изменять в широких пределах. Величину

$\Delta\varphi_0(t)$ будем называть разностью фаз, понимая под ней разность фаз в различные моменты сигнала, представляющего собой отклик неавтономного генератора на внешнее воздействие.

Для введения фазы сигнала $\varphi_{s0}(t)$ первой гармоники внешнего воздействия будем использовать подход, основанный на вейвлетном преобразовании сигналов с комплексным базисом [6,7,20,21,34]. Непрерывное вейвлетное преобразование [35,36] временного ряда $x(t)$ представляет собой свертку

$$W(s, t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\psi_{s,t_0}^*(t)dt, \quad (7)$$

где $\psi_{s,t_0}(t)$ — вейвлетная функция, получающаяся из материнского вейвлета $\psi_0(t)$:

$$\psi_{s,t_0}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}}\psi_0\left(\frac{t-t_0}{s}\right). \quad (8)$$

Временной масштаб s определяет ширину вейвлета $\psi_{s,t_0}(t)$, t_0 — временной сдвиг вейвлетной функции вдоль оси времени („*“ означает комплексное сопряжение). Следует отметить, что при проведении вейвлетного анализа понятие „временной масштаб“ s , как правило, используется вместо понятия „частота“ f (или соответствующий ей период $T = 1/f$), традиционного для фурье-преобразования.

Вейвлетный спектр

$$W(s, t_0) = |W(s, t_0)| \exp[j\varphi_s(t_0)] \quad (9)$$

характеризует поведение системы на каждом временном масштабе s в любой момент времени t_0 . Величина $|W(s, t_0)|$ характеризует наличие и интенсивность соответствующего временного масштаба s в момент времени t_0 . В качестве материнского вейвлета (8) используется комплексный морле-вейвлет [37]

$$\psi_0(\eta) = (1/\sqrt[4]{\pi}) \exp[j\sigma\eta] \exp[-\eta^2/2].$$

Параметр σ определяет свойства вейвлетного преобразования с материнским морле-вейвлетом [36]. Будем использовать параметр $\sigma = 2\pi$, который обеспечивает выполнение простого соотношения между фурье-частотами и масштабами $f = 1/s$ [36].

Использование подобного способа введения фазы с помощью непрерывного вейвлетного преобразования позволяет эффективно анализировать поведение систем с плохо определенной фазой, когда не удается корректно определить непрерывную фазу сигнала (в том числе и хаотического [6,20,21]).

Принципиальным для предложенного метода анализа (6) является обеспечение изменения частоты внешнего сигнала, которая растет с течением времени, проходя последовательно через области синхронизации $(1:1)$, $(1:2)$, ..., $(1:n)$, ..., $(m:n)$, ..., $(n \in \mathbb{Z})$ и т.д. Действительно, в интервале времени, соответствующие

асинхронной динамике системы (вдали от областей синхронизации $m : n$), когда внешний сигнал практически не оказывает влияния на динамику основных частот в спектре автогенератора), разность фаз вида (6) не должна меняться, оставаясь постоянной. В интервалы времени, соответствующие асинхронной динамике системы, фазы сигнала меняются линейно с ростом времени $\varphi_{s1}(t) = 2\pi f_0 t + \bar{\varphi}$, где f_0 — автономная частота генератора, $\bar{\varphi}$ — начальная фаза. Тогда, согласно определению (6), разность фаз в случае периодических автоколебаний $\Delta\varphi_0(t) = 2\pi f_0 \tau$, т.е. является постоянной величиной.

Однако вблизи моментов времени t_{ns} , соответствующих близости частоты внешнего воздействия собственной частоте генератора (в областях синхронизации) разность фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) должна вести себя принципиально по-другому.

Внутри клюва синхронизации разность фаз $\Delta\tilde{\varphi}(t) = \varphi_{s1}(t) - \varphi_{ext}(t)$ между фазой $\varphi_{s1}(t)$ отклика генератора и фазой $\varphi_{ext}(t)$ внешнего сигнала описывается уравнением Адлера [38], которое для исследуемой модели асимметричного генератора Ван-дер-Поля под внешним воздействием с переменной частотой записывается как [18]:

$$\frac{d(\Delta\tilde{\varphi}(t))}{dt} + \kappa \sin \Delta\tilde{\varphi}(t) - (2\pi f_0 - \omega_d(t)) = 0. \quad (10)$$

Из уравнения Адлера следует, что разность фаз $\Delta\tilde{\varphi}(t)$ в области синхронизации типа (1 : 1) должна меняться на величину π . Учитывая, что фазы отклика генератора в моменты времени t и $t + \tau$ равны соответственно $\varphi(t) = \int_0^t \omega_d(t) dt$ и $\varphi(t) = \int_0^{t-\tau} \omega_d(t) dt$, величина $\Delta\varphi_0(t)$ (6) в силу конечной ширины вейвлетной функции в Фурье-пространстве [36] и соотношения (4) запишется в виде

$$\Delta\varphi_0(t) = \int_{t-\tau}^t \omega_d(t) dt = 2\pi \left(\gamma + \frac{2\beta t}{T} \right) \tau - 2\pi \frac{\beta}{T} \tau^2 + \gamma, \quad (11)$$

где $\gamma = \Delta\tilde{\varphi}(t) - \Delta\tilde{\varphi}(t - \tau) \approx \text{const}$ — в первом приближении постоянная поправка разности фаз, появляющаяся за счет синхронизации системы внешним сигналом. В выражении (11) второе и третье слагаемые являются постоянными величинами $C = \gamma - 2\pi\beta/T\tau^2 = \text{const}$. Тогда, учитывая соотношение (4), значение разности фаз можно записать как

$$\Delta\varphi_0(t) = \omega_d(t)\tau + C. \quad (12)$$

Из последнего соотношения видно, что при прохождении частоты внешнего воздействия через область синхронизации функция $\Delta\varphi(t)$ меняется на величину

$$\Delta\varphi_s \approx (\omega_d(t_2) - \omega_d(t_1))\tau = \Delta\omega\tau, \quad (13)$$

где частота $\omega_d(t_1)$ соответствует левой (низкочастотной), а $\omega_d(t_2)$ — правой (высокочастотной) границе

клюва синхронизации (языка Арнольда); $\Delta\omega$ — ширина полосы синхронизации.

Все вышесказанное относится к случаю синхронизации 1:1, когда частоты внешнего воздействия f_d и генератора f_0 соотносятся как $f_d/f_0 = 1$. Однако, достаточно просто обобщить изложенный подход на более сложный случай $n : m$ синхронизации. В этом случае в области синхронизации функция $\Delta\varphi(t)$ будет меняться на

$$\Delta\varphi_s = \frac{m}{n} \Delta\omega\tau. \quad (14)$$

Таким образом, при анализе разности фаз вида (6) будем четко разделять режимы синхронизации и режимы асинхронной динамики. Так, в режимах, отличных от режима синхронизации, разность фаз $\Delta\varphi_0(t)$ будет постоянной, а в области синхронизации будет наблюдаться изменение разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ на некоторую величину $\Delta\varphi_s$, определяемую формулой (14) при прохождении частотой внешнего воздействия клюва Арнольда. Такое поведение разности фаз (6) позволяет достаточно четко разделять различные режимы работы неавтономного генератора.

Рассмотрим результаты диагностики синхронизации с помощью данного метода, используя в качестве базовой модели асимметричный генератор Ван-дер-Поля (1). Для введения первой гармоники частоты f_0 воспользуемся непрерывным вейвлетным преобразованием отклика автогенератора на внешнее воздействие. Разность фаз будет строиться вдоль постоянного временного масштаба s_0 , соответствующего фурье-частоте f_0 в спектре автономного генератора Ван-дер-Поля. Будем рассматривать вейвлетное преобразование с материнским морле-вейвлетом с параметром $\sigma = 2\pi$.

На рис. 1 показан амплитудный вейвлетный спектр в координатах „временной сдвиг t_0 -масштаб вейвлетного преобразования s “, построенный в течение времени $T = 1800$. Штриховой линией s_1 показана динамика масштаба $s_1(t)$, соответствующего первой гармонике частоты $\omega_d(t)$ (4) внешнего сигнала. Анализ вейвлетного спектра показывает, что наблюдается классическая картина захвата частоты генератора внешним сигналом, что выражается в появлении изломов в моменты времени t_s и t_{2s} (отмечены на рисунке стрелками), когда частота внешнего сигнала близка к частоте $\omega_d(t_s) \approx 2\pi f_0$ автономного генератора или ее второй гармонике $\omega_d(t_{2s}) \approx 4\pi f_0$ (отмечены на вейвлетном спектре). Данный излом отражает эффект затягивания частоты генератора внешним сигналом и затем при большой расстройке ($\omega_d - 2\pi f_0$) возвращение частоты колебаний генератора (а также ее гармоник) к автономной частоте.

Динамика разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) на автономной частоте генератора (соответствующий масштаб s_0 отмечен на вейвлетном спектре рис. 1 штрихпунктиром) при сдвиге во времени $\tau = 25.5$ показана на рис. 2 (кривая I). Из рис. 2 хорошо видно, что на зависимости $\Delta\varphi_0(t)$ наблюдаются области практически постоянной

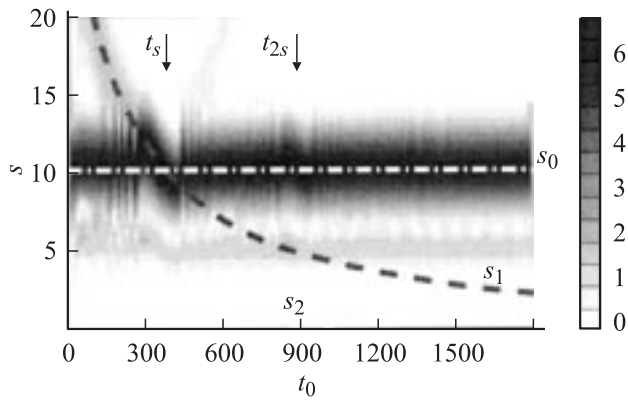


Рис. 1. Вейвлетный спектр $|W(x, t_0)|$ сигнала, порождаемого асимметричным генератором Ван-дер-Поля (1) при $\alpha = 1.0$, синхронизируемого внешней силой с линейно меняющейся частотой $\omega_d(t)$ (4). По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — временные масштабы. Интенсивность окраски пропорциональна величинам коэффициентов $|W(s, t_0)|$ вейвлетного преобразования. Шкала, расположенная справа от рисунка, определяет значение коэффициентов вейвлетного преобразования. Штриховая линия s_1 соответствует первой гармонике $\omega_d/2\pi$ внешнего сигнала, штрихпунктир s_0 — первой гармонике частоты f_0 автономных колебаний генератора.

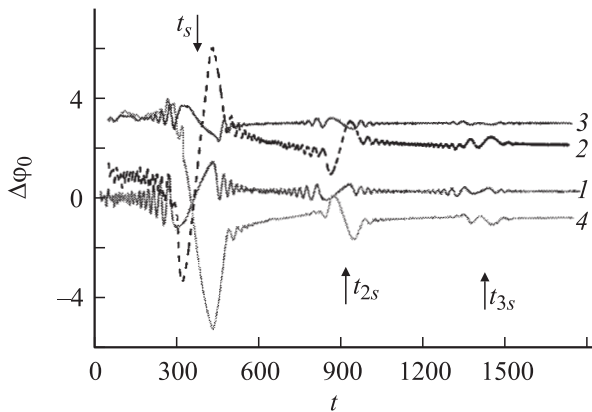


Рис. 2. Динамика разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) на временном масштабе s_0 , соответствующем первой гармонике частоты $f_0 = 0.0973$ автономных колебаний асимметричного генератора Ван-дер-Поля (1).

разности фаз (области, где частота внешнего воздействия далека от собственной частоты f_0 автогенератора и ее гармоник nf_0 , режим асинхронной динамики). Также на зависимости $\Delta\varphi_0(t)$ (рис. 2) наблюдаются участки монотонного изменения фазы (в моменты времени t_{ns} , когда частота внешнего воздействия $\omega_d(t_{ns}) \approx 2\pi n f_0$, — режимы синхронизации).

Следует отметить, что данный метод обладает рядом достоинств по сравнению с ранее предложенным, основанным на диагностике разности фаз на переменном масштабе, соответствующем изменяющейся частоте внешнего воздействия [18,28]. Во-первых, участки монотонного изменения фазы (соответствующие режи-

мам синхронизации) легко диагностируются на фоне постоянной разности фаз в асинхронном режиме, и вторых, данный метод обладает существенно большей чувствительностью, благодаря тому что рассматривается динамика разности фаз на временных масштабах, амплитуда которых в вейвлетном спектре велика. В частности, на зависимости разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ четко выделяется область синхронизации на третьей гармонике $3f_0$ основной частоты, т.е. синхронизация 1:3 (соответствующий момент времени отмечен на рис. 2 стрелкой t_{3s}). Заметим также, что данный момент является значительно более простым в реализации, чем вышеописанный метод [18,28] анализа разности фаз на переменном во времени масштабе.

Очевидно, что факт наличия синхронизации (особенно в случае синхронизации высоких порядков ($m:n$) и искажений сигнала, например, за счет наличия шумов) будет наиболее просто определить, если увеличить диапазон монотонного изменения разности фаз $\Delta\varphi_0$ при прохождении из области синхронизации порядка $m:n$. Как следует из соотношения (13), этого легко достичь, увеличив временной сдвиг τ в соотношении (6). Увеличение τ , очевидно, приводит к увеличению изменения разности фаз $\Delta\varphi_0$ в области синхронизации, что улучшает возможность обнаружения соответствующего синхронного режима при сканировании частоты внешнего сигнала $\omega_d(t)$. Вышесказанное иллюстрирует рис. 2 (кривая 2, построенная при параметре $\tau = 85$). В этом случае величина изменения разности фазы по сравнению со случаем 1 ($\tau = 25.5$) увеличивается примерно в 4 раза, как и следует из соотношения (13).

Заметим, что выбрав параметр τ отрицательным, можно получить монотонное уменьшение разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ в области синхронизации, что может быть весьма удобным для диагностики синхронизации по реальным данным. Это иллюстрирует рис. 2, кривые 3, 4, которые построены при временных сдвигах $\tau = -10.8$ и -55.5 соответственно. Хорошо видно, что качественно динамика фазы подобна вышеописанной, однако в областях синхронизации различного порядка характер изменения фазы меняется на противоположный. Также хорошо видно, что увеличение абсолютной величины τ , как и выше, приводит к увеличению диапазона изменения величин разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ в области синхронизации (ср. диапазон изменения разности фаз на кривых 3 и 4).

2.2. Влияние шумов и неточности определения базового временного масштаба на примере генератора Ван-дер-Поля

Отметим, что реальные экспериментальные данные (особенно при анализе живых систем) характеризуются определенным уровнем шумов во временном ряде, которые искажают полезный сигнал. Кроме того, не всегда удается достаточно определить характеристики (например, основную частоту) автономной динамики исследуемых биологических систем. В частности, приме-

нительно к анализу сердечно-сосудистой и респираторной систем человека практически невозможно изучить автономную динамику ССС человека, так как эти две системы постоянно находятся во взаимодействии друг с другом, даже в режимах произвольного дыхания. Следовательно, не существует возможности точно определить автономную частоту ритмов ССС того или иного пациента. В этом случае возникает важная проблема оценки того, насколько предложенный метод устойчив к анализу синхронизации по временным рядам в присутствии аддитивных шумов и неточности определения частот основных ритмов в исследуемой системе.

Рассмотрим, как и выше, для анализа этих проблем модель асимметричного генератора Ван-дер-Поля (1), находящегося под внешним воздействием с линейной модуляцией частоты (4). Для анализа влияния шумов на диагностику синхронизации будем рассматривать суммарный временной сигнал

$$x_n(t) = x(t) + D\xi(t), \quad (15)$$

где $x(t)$ — решение автономного уравнения асимметричного Ван-дер-Поля (1), $\xi(t)$ — аддитивный источник шума с нулевым средним и равномерным распределением в диапазоне $[-0.5, 0.5]$, D — интенсивность шума. Для моделирования шумового источника $\xi(t)$ использовался стандартный генератор случайных последовательностей, описанный в [39].

Рассматривалась возможность диагностики синхронного режима при различных интенсивностях аддитивного шума, маскирующего эффект синхронизации. Характерный вид временных рядов (15) в режиме синхронизации для различных величин интенсивности аддитивного шума показан на рис. 3, а. Видно, что шум значительно изменяет сигнал, однако вид вейвлетного спектра при этом искажается несильно. Так, на рис. 3, б показан амплитудный вейвлетный спектр при $\sigma = 2\pi$ для сигнала с интенсивностью аддитивного шума $D = 10$. Сравнив рис. 3, б с рис. 1, построенным для временного ряда без шума, можно увидеть, что несмотря на искажение вейвлетного спектра основные особенности динамики системы сохраняются; в частности, в вейвлетном спектре четко прослеживается динамика временного масштаба s_0 (отмечен на рис. 3, б штрихпунктиром), соответствующего первой гармонике основной частоты f_0 колебаний генератора Ван-дер-Поля, а также эффект затягивания частоты при синхронизации (1:1), показанный стрелкой на рис. 3, б. Поэтому использование вейвлетного преобразования для определения фазы гармоник сигнала позволяет эффективно выделять режимы синхронизации из зашумленных временных рядов.

На рис. 3, с показаны рассчитанные разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) с использованием временного сдвига $\tau = 25.5$ и материнского вейвлета с параметром $\sigma = 2\pi$ для различных интенсивностей шума D . Хорошо видно, что зависимость разности фаз от времени становится все более изрезанной, однако для всех интенсивностей шума удается выделить интервал времени, в течение которого

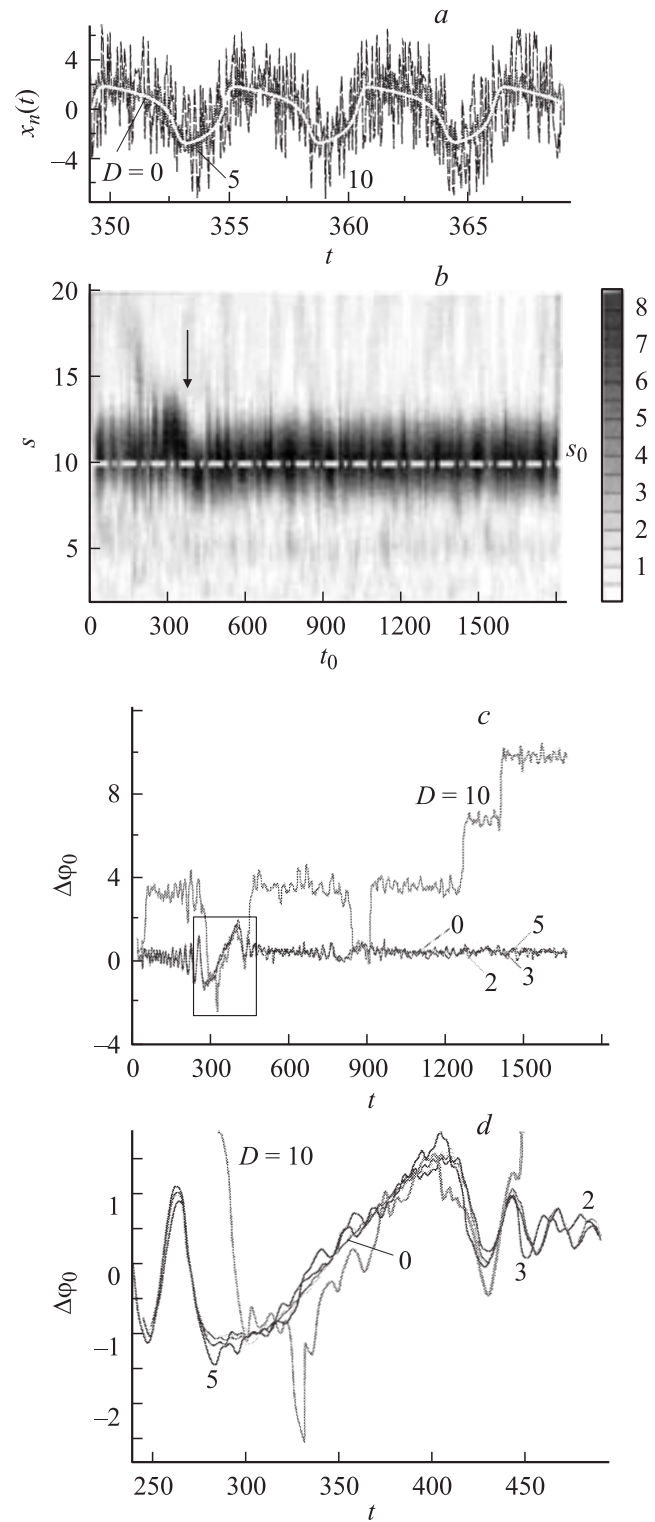


Рис. 3. (а) Характерный отрезок временного ряда суммарного сигнала $x_n(t)$ генератора Ван-дер-Поля в режиме синхронизации 1:1 при различной интенсивности D аддитивного шума (15). (б) Вейвлетный спектр $|W(s, t_0)|$ суммарного сигнала $x_n(t)$ при интенсивности аддитивного шума $D = 10$; $\alpha = 1.0$, $K = 0.2$, $\sigma = 2\pi$. (с) Зависимости разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6), построенные при различной интенсивности аддитивного шума (отмечена на рис. рядом с соответствующими зависимостями).

наблюдается близкое к монотонному изменение разности фаз, которое численно равно изменению разности фаз, вычисленному по данным без аддитивного шума (см. увеличенный фрагмент временного интервала, соответствующего режиму синхронизации (1:1) на рис. 3, *d*). Таким образом, присутствие аддитивного шума с достаточно большой интенсивностью не мешает проводить диагностику возникновения режима синхронизации с помощью предложенного метода по унивариантным временным данным. При очень большой интенсивности шума $D = 10$ наличие синхронной динамики видно не столь отчетливо (рис. 3, *c, d*); но здесь следует отметить, что в последнем случае амплитуда шума превышает амплитуду полезного сигнала почти в два раза. Отметим также, что при очень большой интенсивности шума (рис. 3, *c*, кривая, соответствующая интенсивности шума $D = 10$) наблюдается медленное нарастание разности фазы в течение режимов асинхронных колебаний. Данный эффект определяется наличием шума и соответственно искажениями динамики мгновенных фаз первой гармоники под действием шумового источника по сравнению со случаем $D = 0$. При большой интенсивности шума $D > 5$ режимы синхронизации высоких порядков становятся неразличимыми за счет флуктуаций фазы, амплитуда которых становится сравнимой с величиной монотонного изменения фазы. Одним из решений данной проблемы является использование для анализа разности фаз (6) различных значений параметра τ , что может улучшить разрешение метода. В последнем случае, как было показано в разд. 2.1, изменение разности фаз в области синхронизации становится большим, а амплитуда флуктуации разности фаз за счет аддитивного шума остается неизменной. Поэтому существует возможность диагностики возникновения режимов синхронизации более высоких порядков.

Рассмотрим теперь вопрос о диагностике синхронизации колебаний при неточном задании временного масштаба s , вдоль которого рассчитывается динамика разности фаз. Как уже обсуждалось выше, такая проблема возникает, когда собственную частоту автономных колебаний определить точно оказывается сложно в силу тех или иных причин. Рассмотрим поведение разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$, определяемой на временном масштабе $s_1 = s_0 + \Delta s$, где Δs — отстройка временного масштаба s относительно базового масштаба s_0 автономных колебаний. Полученные результаты анализа динамики разности фаз на различных временных масштабах представлены на рис. 4. Расчет проведен для случая суммарного сигнала (15) с интенсивностью шума $D = 3$ и временным сдвигом $\tau = 25.5$. При небольших отстройках $\Delta s < 0.5-1.0$ динамика разности фаз в целом аналогична случаю точной настройки на базовой временной масштаб s_0 . При больших величинах Δs , как видно из рис. 4, наблюдается рост разности фаз с течением времени. Вместе с тем в областях синхронизации (отмечены стрелками на рисунке) четко выделяется монотонное изменение разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ на частоте, близкой к

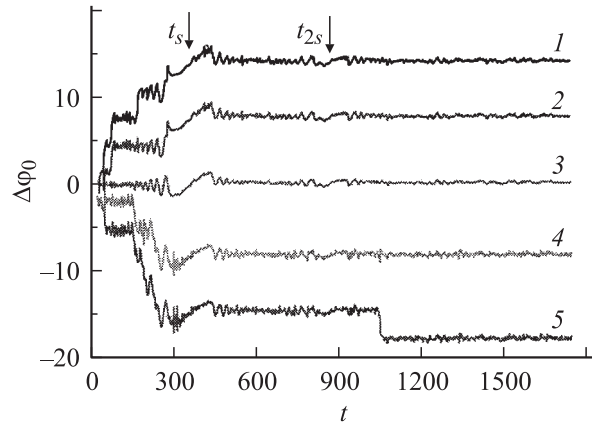


Рис. 4. Динамика разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ на временном масштабе $s_1 = s_0 + \Delta s$, соответствующем „неточной“ настройке масштабов, вдоль которых проводится анализ разности фаз, от $s_0 = 1/f_0 = 10.28$ автономного генератора Ван-дер-Поля. Кривые соответствуют следующим анализируемым временным масштабам: 1 — $s_1 = 11.46 > s_0$, 2 — $s_1 = 11.24 > s_0$, 3 — $s_1 = s_0 = 10.28$, 4 — $s_1 = 8.55 < s_0$, 5 — $s_1 = 8.52 < s_0$.

основной частоте автономного генератора. Поэтому для диагностики синхронизации с помощью предложенного метода достаточно знать приближенное значение основного временного масштаба s_0 (частоты f_0) автономной динамики исследуемого автогенератора.

Таким образом, основываясь на полученных результатах рассмотрения модельной системы, можно сделать вывод о том, что предложенный метод диагностики синхронизации обладает значительной устойчивостью по отношению к шумам и неточностям, что обусловливается во многом свойствами непрерывного вейвлетного преобразования.

2.3. Сравнение случая синхронизации и просачивания внешнего сигнала на примере генератора Ван-дер-Поля

Кратко остановимся теперь на проблеме диагностики ситуации просачивания внешнего сигнала в исследуемый временный ряд. Данная проблема подробно обсуждалась в работе [18] применительно к анализу физиологических данных. Как уже обсуждалось во введении, системы, задающие основной сердечный ритм и ритм медленной регуляции кровяного давления, можно рассматривать как автогенераторы под внешним воздействием, в качестве которого выступает дыхание [17,26]. Однако при частотах дыхания, близких к 0.1 Hz, т.е. к собственной частоте ритма регуляции кровяного давления, становится сложным отличить синхронизацию этих двух процессов от эффекта присутствия респираторной компоненты в сигнале variability сердечного ритма ($R-R$ -интервалов), используемом нами для анализа медленных колебаний давления крови. Динамика сердечно-сосудистой системы человека является результатом сложного взаимодействия многих физиологиче-

ских процессов [40], при близких частотах которых разделение их вклада в вариабельность сердечного ритма становится проблематичным. Поэтому весьма важным является поиск методов, позволяющих разделить ситуации синхронизации автогенератора внешним сигналом и просачивания внешнего сигнала в регистрируемый сигнал без взаимодействия с генератором. В работе [18] была показана принципиальная важность использования для решения данной проблемы внешнего воздействия с переменной частотой. Рассмотрим кратко, как применить метод диагностики синхронизации по унвариантным данным для анализа ситуации просачивания сигнала без синхронизации генератора. В качестве модели просачивания сигнала рассмотрим суммарный сигнал x_{Σ} вида (5).

На рис. 5 показаны зависимости разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ от времени для случая синхронизации и просачивания внешнего воздействия, построенные для сигналов в отсутствие ($D = 0$) и в присутствии аддитивного шума с интенсивностью $D = 3$. Сравнение случая синхронизации (кривые 1 и 2 соответственно для случаев $D = 0$ и 3) и просачивания внешнего сигнала (кривые 3 и 4 для случаев $D = 0$ и 3) показывает, что во втором случае разность фаз практически не изменяется с течением времени (и соответственно с изменением частоты внешнего сигнала, аддитивно складываемого с сигналом генератора (5)). В случае просачивания $\Delta\varphi_0(t) \approx \Delta\varphi_{1,2} = \text{const}$ во все моменты времени вне зависимости от близости частоты внешнего сигнала к частоте автономных колебаний генератора. В случае синхронизации на зависимости $\Delta\varphi_0(t)$ будет наблюдаться уже знакомая нам картина монотонного изменения разности фаз в области синхронизации.

Диагностика ситуаций синхронизации и просачивания внешнего сигнала в регистрируемый выходной сигнал без наличия синхронизации в данном случае оказывается особенно простой в отличие от ранее предложенного метода [18], когда рассматривалась разность фаз между внешним сигналом и откликом исследуемой неавтономной системы на переменной частоте внешнего воздействия. В последнем случае необходимо анализировать форму зависимости разности фаз $\Delta\varphi(t)$ от времени в моменты времени, когда имеет место совпадение частот внешнего воздействия и автономных колебаний генератора (см. подробнее [18]), что представляется весьма сложной задачей в случае временных рядов отклика системы в присутствии высокого уровня шумов.

Таким образом, предложен метод диагностики синхронизации, основанный на измерении разности фаз вида (6) на частоте собственных колебаний автогенератора при использовании линейно изменяющейся частоты внешнего воздействия. Мгновенная фаза анализируемой гармоники вводится с помощью непрерывного вейвлетного преобразования с комплексным морле-вейвлетом. Основной особенностью метода является возможность анализа синхронизации колебаний с использованием единственного скалярного временного ряда (унвариантных данных) отклика автоколебательной системы на

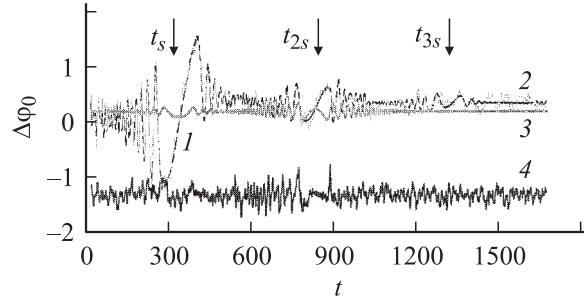


Рис. 5. Зависимости разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ от времени для случая синхронизации генератора Ван-дер-Поля внешним сигналом с амплитудой $K = 0.2$ и просачивания с амплитудой внешнего воздействия $R = 0.2$. Параметр временного сдвига $\tau = 25.5$.

внешнее воздействие. Предложенный метод диагностики синхронизации колебаний оказывается устойчивым к наличию паразитных шумов в исследуемом временном ряде отклика генератора, а также может быть использован при незнании точных характеристик автономной динамики исследуемой системы. Оба последних условия типичны для анализа физиологических данных, поэтому предложенный метод может быть эффективным при анализе взаимодействия автоколебательных систем биологической природы. Также, используя предложенный метод, возможно отличить ситуацию синхронизации автоколебаний от случая просачивания внешнего сигнала в регистрируемый сигнал, под которым понимается суммирование сигналов без изменения частоты автоколебаний.

Условием применимости предложенного метода, как следует из проведенного анализа, является возможность использования внешнего воздействия с изменяющейся по известному закону частотой. Возможность реализации первого условия определяется исследуемой системой и постановкой эксперимента.

3. Анализ синхронизации хаотических автоколебаний по унвариантным данным на примере генератора Рёсслера

В предыдущем разделе был проведен детальный анализ предложенного нового метода анализа синхронизации по унвариантным (скалярным) данным на примере синхронизации периодических автоколебаний в асимметричном генераторе Ван-дер-Поля (1). Рассмотрим теперь особенности использования нового метода диагностики синхронизации по скалярным данным при воздействии внешнего сигнала на хаотические автоколебания. В качестве исследуемой модели будем рассматривать генератор Рёсслера в режиме хаотических колебаний под внешним периодическим воздействием с переменной частотой. Генератор Рёсслера (2) в автономном режиме

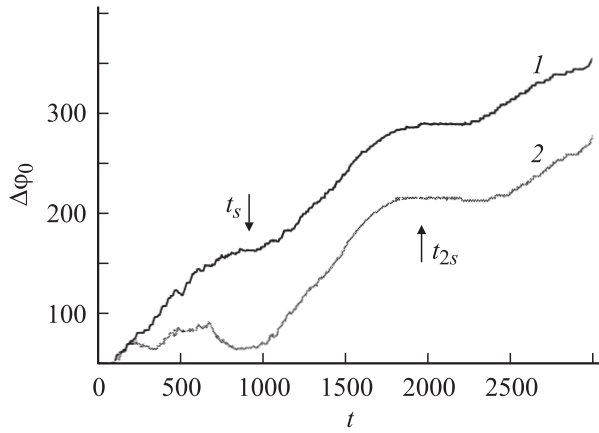


Рис. 6. Динамика разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) на временном масштабе s_0 , соответствующем первой гармонике базовой частоты $f_0 = 0.1631$ автономных хаотических колебаний генераторов Рёсслера (2). Различные зависимости соответствуют расчету мгновенных фаз с помощью материнского морле-вейвлета $\sigma = 2\pi$ с параметром временного сдвига $\tau = 12.2$ для двух амплитуд внешнего воздействия: 1 — $K = 1.5$, 2 — 3.

демонстрирует хаотические колебания с ярко выраженной базовой частотой $f_0 = 0.163$ и высоким шумовым пьедесталом, на фоне которого выделяются вторая $2f_0$ и третья $3f_0$ гармоники базовой частоты.

Рассмотрим два случая с различной амплитудой $K = 1.5$ и 3.0 внешнего воздействия с перменной частотой (4). Как и выше, для введения фазы первой гармоники частоты f_0 воспользуемся непрерывным вейвлетным преобразованием отклика хаотического автогенератора на внешнее воздействие. Разность фаз будет строиться вдоль постоянного временного масштаба $s_0 = 6.135$, соответствующего фурье-частоте $f_0 = 0.163$ в спектре автономного генератора Рёсслера. Будем рассматривать вейвлетное преобразование с материнским морле-вейвлетом с параметром $\sigma = 2\pi$.

Динамика соответствующих разностей фаз $\Delta\varphi_0(t)$ (6) приведена на рис. 6. Стрелками на графиках показаны моменты времени, когда частота внешнего воздействия становится близкой к частоте автономных колебаний и ее второй гармонике (интервалы времени, когда в неавтономной системе наблюдается режим захвата базовой частоты колебаний, режим синхронизации). Хорошо видно, что в случае хаотического сигнала в режимах отсутствия синхронизации (когда частота внешнего воздействия далека от частоты автономных колебаний) на зависимостях $\Delta\varphi_0(t)$ наблюдается быстрый дрейф разности фаз. В области синхронизации разность фаз стабилизируется и монотонно изменяется на величину, близкую к величине, определяемой соотношением (14). Подобное поведение разности фаз определяется флуктуациями фазы хаотического сигнала, что и приводит к изменению величины разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ в области асинхронной динамики генератора.

Таким образом, при использовании предложенного метода диагностики хаотической синхронизации по универсальным данным в режимах хаотических автоколебаний в режимах асинхронной динамики возможно ожидать быстрого измерения разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$, в то время как в области синхронизации величина изменения разности фаз должна удовлетворять условиям (13) или (14). При этом характер изменения разности фаз в области асинхронной динамики может быть различен (ср. кривые 1 и 2 на рис. 6, построенные при различных амплитудах внешнего воздействия).

4. Анализ синхронизации ритмов вардиоваскулярной и респираторной систем человека по универсальным данным variability сердечного ритма

Остановимся теперь на анализе взаимодействия ритмов кардиоваскулярной и респираторной части человека по универсальным данным variability сердечного ритма, которые представляют собой последовательности $R-R$ -интервалов, выделенных из ЭКГ исследуемых добровольцев. Методика экспериментального исследования была описана нами в разд. 1.

На рис. 7, а показан характерный временной ряд $R-R$ -интервалов, полученный из ЭКГ добровольцев с дыханием при линейно растущей частоте. Ряд $R-R$ -интервалов не эквидистантный, т. е. временной интервал T_i между отдельными отсчетами в ряде $R-R$ -интервалов не постоянен, поэтому была разработана методика осуществления непрерывного вейвлетного преобразования временного ряда с неэквидистантными временными отсчетами. На рис. 7, b и 7, c приведены вейвлетные спектры $|W(s, t_0)|_0$ построенные по ряду $R-R$ -интервалов для дыхания с линейно растущей частотой, с материнскими морле-вейвлетами соответственно для параметров $\sigma = 2\pi$ и 16. Вейвлетное преобразование с большим параметром σ обеспечивает лучшее разрешение по частоте [36], что позволяет более точно выделить динамику временных масштабов, соответствующих ритму 0.1 Hz и внешнему сигналу дыхания с изменяющейся частотой. Следует отметить, что при вейвлетном преобразовании с $\sigma = 2\pi$ шкала временных масштабов совпадает с периодами фурье-преобразования и измеряется в секундах. При осуществлении вейвлетного преобразования с $\sigma = 16$ временные масштабы перемасштабируются в соответствии с соотношением [36]

$$s = \frac{\sigma + \sqrt{\sigma^2 + 2}}{4\pi f}, \quad (16)$$

где s — временные масштабы вейвлетного преобразования и f — частоты преобразования Фурье, поэтому оси ординат на рис. 7, b и c не совпадают.

Как видно из рис. 7, b, c, вейвлетные спектры $|W(s, t_0)|$, построенные с различными параметрами σ ,

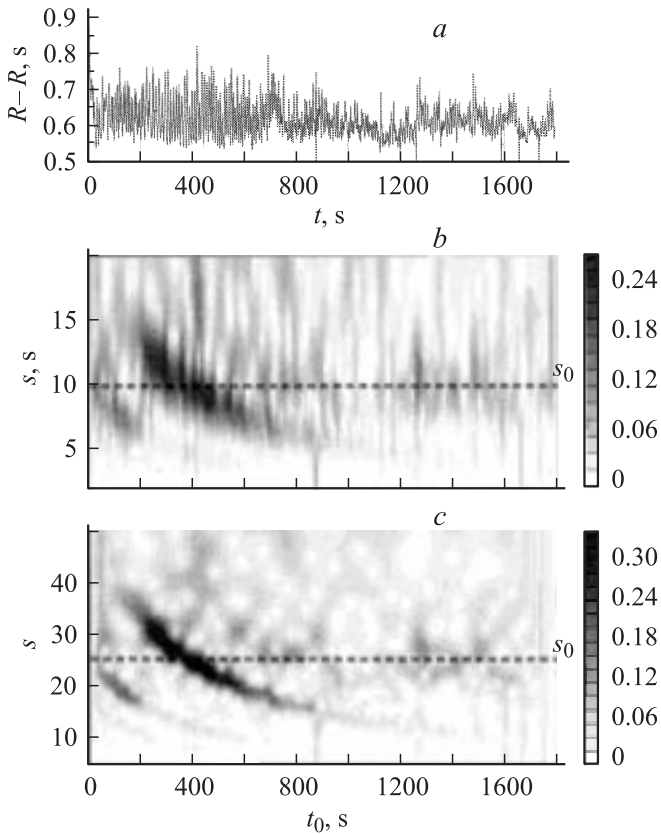


Рис. 7. Типичный временной ряд $R-R$ -интервалов для случая дыхания с линейно растущей частотой (а) и его вейвлетные спектры, построенные с материнскими морле-вейвлетами параметром $\sigma = 2\pi$ (b) и $\sigma = 16$ (c). Штриховая линия отмечает временной масштаб s_0 , соответствующей частоте $f_0 = 0.1$ Hz мэйровской волны, вдоль которой рассчитывается разность фаз $\Delta\varphi_0(t)$.

временного ряда $R-R$ -интервалов при дыхании с линейно меняющейся частотой демонстрируют высокоамплитудный сигнал, соответствующий переменной частоте дыхания. Мощность ритма с частотой $f_0 = 0.1$ Hz или соответственно с характерным временным масштабом (периодом) $T = 10$ s (мэйровской волны) мала по сравнению с амплитудой внешнего сигнала и на рис. 7, b, c выражена слабо.

Следуя предложенному методу (6), будем анализировать разность фаз $\Delta\varphi_0(t) = \varphi_{s_0}(t) - \varphi_{s_0}(t - \tau)$ на временном масштабе s_0 (отмечен на рис. 7, b, c штриховыми линиями), соответствующем частоте мэйровской волны и определяемом с помощью соотношения (16).

На рис. 8 представлены зависимости разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ между гармониками частоты мэйровской волны по ряду $R-R$ -интервалов, построенные при выборе различных параметров τ временного сдвига.

Из рисунка видно, что существуют интервалы времени (а следовательно, и диапазоны частот, так как частота внешнего воздействия линейно увеличивается с ростом времени), в течение которых на зависимостях разности фаз от времени наблюдаются области, где разность фаз

в среднем изменяется почти по линейному закону (соответствующие области отмечены стрелками на рис. 8). Последнее свидетельствует об установлении режимов синхронизации различного порядка в соответствующих интервалах времени (диапазонах частот). За пределами областей синхронизации разность фаз быстро изменяется с течением времени, что определяется, как и в случае генератора Рёсслера (ср. с рис. 6), сложной хаотической динамикой в кардиоваскулярной системе человека.

На рис. 8 можно выделить три области синхронизации различного порядка, наблюдающиеся в различных временных интервалах. Во-первых, в диапазоне 200–500 s наблюдается область синхронизации 1:1 (отмечена символом А на рис. 8), когда частота дыхания близка к частоте 0.1 Hz мэйровской волны. Во-вторых, в диапазоне 1050–1200 s имеет место синхронизация 1:2 (отмечена символом В на рис. 8), когда частота дыхания становится близкой к частоте второй гармоники 0.2 Hz мэйровской волны. Наконец, в диапазоне времен 1380–1520 s (область С на рис. 8) на зависимостях разности фаз от времени также выделяется участок монотонно изменяющейся разности фаз, который соответствует синхронизации 2:5. В этом случае частота внешнего воздействия (дыхания с переменной частотой) равна 0.25 Hz.

Отметим, что области синхронизации различного порядка четко выделяются на всех зависимостях разности фаз, построенных с помощью различных вейвлетов, что свидетельствует о корректности вывода о возникновении режимов синхронизации между ритмом дыхания и ритмом медленной регуляции артериального давления.

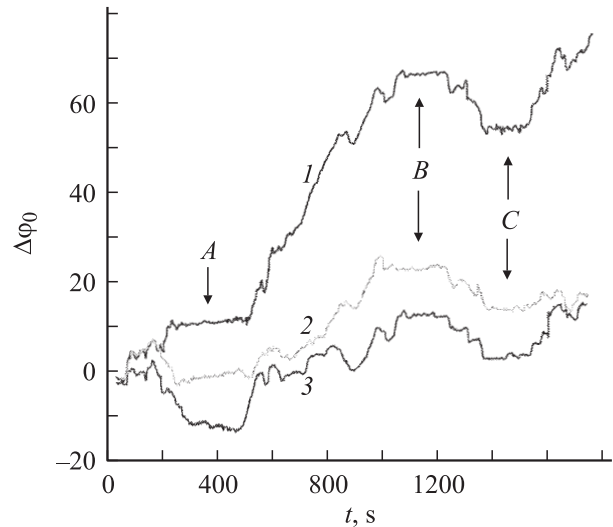


Рис. 8. Динамика разности фаз $\Delta\varphi_0(t)$ на временном масштабе s_0 , соответствующем частоте $f_0 = 0.1$ Hz мэйровской волны, рассчитанной по последовательности $R-R$ -интервалов для дыхания с линейной увеличивающейся частотой. Кривые соответствуют расчету разностей фаз с различными временными сдвигами τ : 1 — $\tau = 10$ (в качестве материнского вейвлета использовался морле-вейвлет с $\sigma = 2\pi$); 2 — 16.42 ($\sigma = 16$); 3 — -5.25 s ($\sigma = 2\pi$).

Зависимости разности фаз, построенные для различных параметров материнского вейвлета, подчиняются закономерностям, выявленным при изучении синхронизации асимметричного генератора Ван-дер-Поля внешним воздействием с переменной частотой. В частности, увеличение параметра метода τ приводит к увеличению диапазона монотонного изменения разности фаз при прохождении частоты внешнего сигнала области синхронизации (это четко видно из рис. 8 при сравнении кривых 1 и 2 в области синхронизации 1:1 (область А)). При выборе величины $\tau = -5.25$ s характер изменения разности фаз меняется — величина $\Delta\varphi_0(t)$ убывает с ростом времени, что позволяет в данном случае более четко выделять области синхронной динамики (см. рис. 8, кривая 3, область А).

Таким образом, можно сделать вывод, что в нескольких временных диапазонах (и соответственно в нескольких частотных диапазонах) динамика дыхания, проявляющегося в сигнале $R-R$ -интервалов, влияет на внутренний ритм мэйровской волны ССС человека. Были обнаружены три области синхронизации различных порядков: (1:1), (1:2) и (2:5).

Важно отметить, что предложенный метод демонстрирует весьма высокую чувствительность: по анализу одного скалярного временного ряда удается выделить три области синхронизации различного порядка. В нашей ранней работе [18] на основе метода анализа разности фаз вейвлетных преобразований ряда $R-R$ -интервалов и дыхания вдоль переменного временного масштаба, соответствующего линейно растущей частоте внешнего воздействия (дыхания), удалось выделить только простейший тип синхронизации (1:1), который соответствует совпадению частот дыхания и мэйровской волны. Поэтому предложенный в настоящей статье метод позволил провести более точный и детальный анализ синхронизации ритмов сердечно-сосудистой и респираторной системы человека, чем это было сделано в предыдущих работах.

Заключение

В работе предложен новый метод, позволяющий осуществлять диагностику синхронизации автоколебаний внешним воздействием, по универсальным данным (по единственному скалярному временному ряду, характеризующему отклик исследуемой системы на внешнее воздействие). Суть метода заключается в анализе разности мгновенных фаз в различные моменты времени, вводимой с помощью непрерывного вейвлетного преобразования с материнским морле-вейвлетом, на временном масштабе, соответствующем базовой частоте автономных колебаний исследуемой автоколебательной системы. При этом необходимым условием реализации метода является использование внешнего воздействия с модулирующей частотой, предложенное ранее в работах [17,18]. Тестирование предложенного метода на модельных примерах показывает его эффективность при

диагностике синхронизации по скалярному сигналу в присутствии высокого уровня зашумленности и при неточной настройке на базовый масштаб.

Также показано, что с помощью предложенного метода можно эффективно различать ситуации, при которых воздействие на систему приводит к синхронизации автоколебаний от ситуаций, при которых такое воздействие не приводит к синхронизации (и может быть, вообще обходит динамику системы, не влияя на нее — просачивание внешнего сигнала в регистрируемый сигнал). Важность разработки эффективных методов выделения синхронизации или просачивания сигнала применительно к анализу физиологических данных отмечалась в работах [5,18].

С помощью предложенного метода было проведено изучение взаимодействия ритмов сердечно-сосудистой и респираторной систем человека при дыхании с линейно растущей частотой путем анализа рядов $R-R$ -интервалов, полученных из экспериментальных рядов электрокардиограмм. Исследование показало, что ритм дыхания активно влияет на динамику медленной регуляции кровяного давления с частотой 0.1 Hz. В частности, с помощью предложенного метода были обнаружены три режима синхронизации различных порядков: (1:1), (1:2) и (2:5). Последний результат представляется весьма важным, так как позволяет более глубоко понять динамику и взаимодействие ритмов в таких важных физиологических подсистемах человека, как сердечно-сосудистая и респираторная системы, а также разработать новые методы диагностики заболеваний сердечно-сосудистой системы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 03-02-17593 и 05-02-16273) и Президентской программой поддержки Ведущих научных школ РФ (проект НШ-4167.2006.2). А.Е.Х. благодарит за поддержку CRDF, проект Y2-P-06-06. М.Д.П. благодарит за финансовую поддержку INTAS, проект 03-55-920. А.Е.Х. и А.А.К также благодарят ФНП „Династия“ за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Блехман И.И. Синхронизация динамических систем. М.: Наука, 1971.
- [2] Блехман И.И. Синхронизация в природе и технике. М.: Наука, 1981.
- [3] Ликовский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление: М.: Техносфера, 2003.
- [4] Boccaletti S., Kurths J., Osipov G., Valladares D.L., Zhou C. // Phys. Rep. 2002. Vol. 366. P. 1.
- [5] Meinecke F.C., Ziehe A., Kurths J., Müller K.-R. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. P. 084 102.
- [6] Храмов А.Е., Короновский А.А. // Chaos. 2004. Vol. 14 (3). P. 603–610.
- [7] Храмов А.Е., Короновский А.А., Куровская М.К., Москаленко О.И. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71 (5). P. 056 204.

- [8] Pecora L.M., Carroll T.L. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64 (8). P. 821–824.
- [9] Pecora L.M., Carroll T.L., Jonson G.A., Mar D.J. // Chaos. 1997. Vol. 7 (4). P. 520.
- [10] Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2000. Vol. 10 (10). P. 2291–2305.
- [11] Boccaletti S., Pecora L.M., Pelaez A. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. P. 066 219.
- [12] Rulkov N.F., Sushchik M.M., Tsimring L.S., Abarbanel H.D.I. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51 (2). P. 980–994.
- [13] Pyragas K. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54 (5). R4508–R4511.
- [14] Tass P.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81 (15). P. 3291–3294.
- [15] Tass P.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90 (8). P. 088 101.
- [16] Anishchenko V.S., Balanov A.G., Janson N.B., Igosheva N.B., Bordyugov G.V. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2000. Vol. 10 (10). P. 2339–2348.
- [17] Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I., Gridnev V.I., Bodrov M.B., Bespyatov A.B. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 041 913.
- [18] Hramov A.E., Koronovskii A.A., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73 (2). P. 026 208.
- [19] Chavez M., Adam C., Navarro, Boccaletti S., Martinerie J. // Chaos. 2005. Vol. 15. P. 023 904.
- [20] Храмов А.Е., Короновский А.А., Левин Ю.И. // ЖЭТФ. 2005. Е. 127 (4). С. 886–897.
- [21] Hramov A.E., Koronovskii A.A. // Phys. D. 2005. Vol. 206 (3–4). P. 252–264.
- [22] Malpas S. // Am. J. Physiol. Heart Circ. Physiol. 2002. Vol. 282. P. H6–H20.
- [23] Stefanovska A., Hočič M. // Prog. Theor. Phys. Supp. 2000. Vol. 139. P. 270–282.
- [24] Schäfer C., Rosenblum M.G., Abel H.-H., Kurths J. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 857–870.
- [25] Bračič-Lotrič M., Stefanovska A. // Phys. A. 2000. Vol. 283. P. 451–461.
- [26] Rzeżynski S., Janson N.B., Balanov A.G., McClintock P.V.E. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. P. 051 909.
- [27] Hramov A.E., Koronovskii A.A., Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D. // Proc. of Int. Symp. „Topical Problems of Nonlinear Wave Physics“. Part 1. N. Novgorod, 2005. P. 33.
- [28] Короновский А.А., Пономаренко В.И., Прохоров М.Д., Храмов А.Е. // РИЭ. 2007. Т. 52. № 5.
- [29] Janson N.B., Balanov A.G., Anishchenko V.S., McClintock P.V.E. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 036 211.
- [30] Rossberg A.G., Bartholomé K., Voss H.U., Timmer J. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. P. 154 103.
- [31] Janson N.B., Balanov A.G., Anishchenko V.S., McClintock P.V.E. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 036 212.
- [32] Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Bespyatov A.B., Bodrov M.B., Gridnev V.I. // Chaos, Solitons & Fractals. 2005. Vol. 23. P. 1429.
- [33] Rössler O.E. // Phys. Lett. A. 1976. Vol. 57 (5). P. 397–398.
- [34] Короновский А.А., Храмов А.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79 (7). С. 391–395.
- [35] *Wavelets in Physics* Cambridge: Cambridge University Press / Ed. by J.C. Van den Berg. 2004.
- [36] Короновский А.А., Храмов А.Е. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Физматлит, 2003.
- [37] Grossman A. and Morlet J. // SIAM J. Math. Anal. 1984. Vol. 15 (4). P. 273.
- [38] Adler R. Proc. IRE. 1949. Vol. 34 (6). P. 351.
- [39] Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.T. *Numerical Recipes*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [40] Bassingthwaight J.B., Liebovitch L.S., West B.J. *Fractal Physiology*. New York: Oxford University Press, 1994.