УДК 573.86+530.182+621.318.134

ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ — АНАЛОГОВ ВРЕМЕННЫ́Х СОЛИТОНОВ — В АКТИВНОМ КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С КЛИСТРОНОМ-УСИЛИТЕЛЕМ И СПИН-ВОЛНОВОЙ ЛИНИЕЙ ПЕРЕДАЧИ

С. В. Гришин[1], *Б. С. Дмитриев*[1], *Т. М. Медведева*[2], *Д. В. Романенко*[*1], *В. Н. Скороходов*[1], *И. В. Сысоев*[1], *М. В. Сысоева*[3], *Ю. П. Шараевский*[1]

[1] Саратовский национальный исследовательский госуниверситет им. Н. Г. Чернышевского, г. Саратов;
[2] Институт высшей нервной деятельности и нейрофизиологии РАН, г. Москва;
[3] Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, г. Саратов, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования режимов генерации импульсных сигналов — аналогов временны́х солитонов — в распределённом активном кольцевом резонаторе с пролётным клистроном-усилителем и спин-волновой линией передачи. Солитоноподобные импульсы формируются в условиях трёхволнового параметрического распада поверхностной магнитостатической спиновой волны, когда клистрон-усилитель работает в малосигнальном режиме. Показано, что параметрическая турбулентность обусловливает хаотическую природу генерируемых структур, которая подтверждается проведёнными оценками старшего показателя Ляпунова по экспериментальным временны́м рядам. Помимо этого, демонстрируется возможность управления фазовой когерентностью, временем автокорреляции и отношением шум/сигнал генерируемых хаотических солитоноподобных импульсов за счёт изменения тока пучка и ускоряющего напряжения клистрона-усилителя.

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних четырёх десятилетий не ослабевает интерес к кольцевым автоколебательным системам микроволнового диапазона с внешней запаздывающей обратной связью, демонстрирующим сложную динамику, включая режимы генерации динамического хаоса и солитонов огибающей [1–7]. Открытие динамического хаоса определило новую парадигму в области естественных наук, а оба нелинейных феномена — динамический хаос и солитоны — являются на сегодняшний день традиционными объектами исследования в теории самоорганизации и образования структур [8, 9]. Солитоны представляют собой асимптотически устойчивые состояния динамической системы, возникающие в результате развития в ней неустойчивости (модуляционной, параметрической, взрывной и других) [10–12]. Напротив, отличительной особенностью динамического хаоса является неустойчивость каждой траектории хаотического аттрактора вследствие развития в системе неустойчивости по Ляпунову [13]. До настоящего времени кольцевые автоколебательные системы с запаздывающей обратной связью микроволнового диапазона, содержащие вакуумные усилители с кубической нелинейностью, такие как усилители на лампе бегущей волны или клистроны-усилители, исследовались в основном для получения хаотических режимов генерации [14–20]. В то же время использование в цепи обратной связи пассивных нелинейных устройств, например в виде распределённой спин-волновой линии передачи, обладающей, как и вакуумные усилители, кубической нелинейностью, приводило не только к появлению у автоколебательной системы хаотической динамики [21–23], но и к генерации солитонов огибающей [24–28], включая хаотические солитоны [29–31].

Как известно [32], распределённая автоколебательная система с запаздывающей обратной связью представляет собой активный кольцевой резонатор, в котором могут существовать только

[*] dmitrii.romanenk@mail.ru

периодические в пространстве волны, укладывающиеся в нём целое число раз. Спектр волновых чисел такого резонатора k_n находится из условия $k_n = 2\pi nl$ (где l — длина резонатора, n — целое число) и определяет спектр его нормальных частот f_n, частотная расстройка Δf между которыми обратно пропорциональна времени задержки $\tau_{\rm rg}$ сигнала в цепи обратной связи ($\tau_{\rm rg} \sim 1/\Delta f$). Кольцевой резонатор с запаздывающей обратной связью можно рассматривать как искусственно созданную распределённую среду, обладающую характерными (собственными) частотами.

Впервые влияние резонансных свойств активного кольцевого резонатора на процесс формирования светлых и тёмных солитонов огибающей было экспериментально исследовано в работе [24]. В ней в цепи обратной связи резонатора использовалась ферромагнитная плёнка, в которой распространялись магнитостатические спиновые волны (МСВ) [33]. Ферромагнитная плёнка является нелинейной диспергирующей средой, которая обладает кубической нелинейностью, связанной с зависимостью продольной компоненты вектора намагниченности от амплитуды приложенного высокочастотного магнитного поля, и волноводной дисперсией. При подаче в активный кольцевой резонатор периодической последовательности прямоугольных радиоимпульсов с длительностями порядка нескольких десятков наносекунд из них формировались либо светлые, либо тёмные солитоны огибающей спиновых волн в зависимости от того, в какой из областей, с «притягивающей» или «отталкивающей», нелинейностью находились спектральные компоненты импульсно-модулированного сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала [1]. Если спектральные компоненты находились с высокочастотной стороны (справа) от нормальных мод кольцевого резонатора (в области с притягивающей нелинейностью), то формировались светлые солитоны огибающей, если с низкочастотной стороны (слева) от указанных мод (в области с отталкивающей нелинейностью) — тёмные солитоны огибающей. Периодические последовательности светлых и тёмных солитонов огибающей генерировались за один обход сигнала по кольцу, а их длительность не превышала времени прохождения через ферромагнитную плёнку.

Изменения огибающей могут происходить и на временны́х интервалах, значительно превышающих время прохода сигнала по цепи обратной связи. Такие медленные изменения огибающей наблюдаются, например, в активных кольцевых резонаторах с ферромагнитными плёнками при параметрической трёхволновой распадной неустойчивости МСВ [27–29, 31, 34, 35], а также в кольцевых резонаторах с усилителями на лампе бегущей волны и пролётными клистронами-усилителями, работающими на падающем участке амплитудной характеристики [14, 15, 19, 20]. Проведённые экспериментальные исследования показали, что использование в цепи обратной связи дополнительных резонансных элементов, осуществляющих частотную селекцию спектральных компонент сложно-модулированного СВЧ сигнала, позволяет сформировать последовательности солитоноподобных импульсов, длительности которых намного превышают время прохода сигнала по кольцу [27–29, 31, 36]. Такие импульсные сигналы являются аналогами временны́х солитонов, которые формируются в оптических световодах за счёт установления баланса между временно́й дисперсией и кубической (керровской) нелинейностью оптоволокна [37, 38]. В связи с этим для получения подобных импульсов в микроволновом диапазоне представляют интерес активные кольцевые резонаторы, выполненные на основе многорезонаторных пролётных клистронов-усилителей, т. к. последние могут использоваться одновременно и как резонансные, и как нелинейные элементы для генерации солитоноподобных импульсов [11, 39, 40]. Помимо этого, наличие у клистрона-усилителя нескольких управляющих параметров (тока пучка и ускоряющего напряжения) позволяет управлять характеристиками импульсных последовательностей [36], что является важным при использовании источников импульсных сигналов в системах передачи

[1] Отметим, что вид нелинейности определяется знаком произведения коэффициента дисперсии D и коэффициента нелинейности N, которые входят в нелинейное уравнение Шредингера: при $DN < 0$ имеет место «притягивающая» нелинейность, а при $DN > 0$ — «отталкивающая» [11].

информации и радиолокации.

В данной работе на примере спин-волнового генератора с клистроном-усилителем демонстрируется возможность формирования хаотических импульсных сигналов — аналогов временны́х оптических солитонов — при работе спин-волновой линии передачи в условиях параметрической трёхволновой распадной неустойчивости поверхностной МСВ (ПМСВ), а клистрона-усилителя — в малосигнальном режиме. Одновременно с этим демонстрируется управление хаотическими свойствами таких солитоноподобных импульсов за счёт изменения тока пучка и ускоряющего напряжения клистрона-усилителя.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАКЕТ

Экспериментальный макет исследуемой кольцевой автоколебательной системы (см. рис. 1) состоит из последовательно соединённых пятирезонаторного пролётного клистрона-усилителя средней мощности типа КУ-134Е и спин-волновой линии передачи, охваченных цепью внешней положительной обратной связи. Бóльшая часть мощности СВЧ сигнала с выхода пролётного клистрона возвращается обратно в кольцо, а другая (меньшая) часть через микрополосковые противонаправленные ответвители поступает на входы анализатора спектра E4408B и осциллографа реального времени Infiniium DSO81004B (Agilent Technologies). Осциллограф характеризуется полосой пропускания 10 ГГц и используется для анализа как временны́х рядов с СВЧ заполнением, так и огибающей сигнала. В первом случае частота дискретизации сигнала выбирается равной 10 Гвыб/с, а во втором случае — 25 Мвыб/с. В обоих случаях глубина памяти 2 млн точек. Управление режимами генерации СВЧ сигнала осуществляется за счёт изменения тока пучка I и ускоряющего напряжения U_0 клистрона-усилителя.

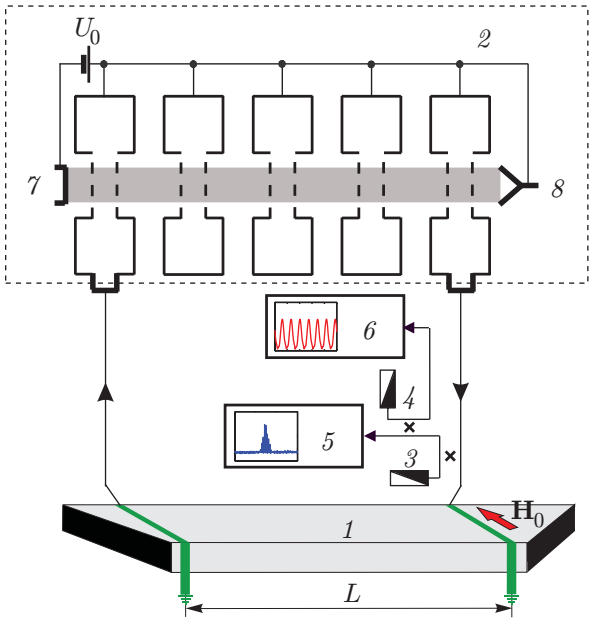

Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: *1* — спин-волновая линия передачи, *2* — пятирезонаторный пролётный клистрон-усилитель, *3*, *4* — направленные ответвители, *5* — анализатор спектра, *6* — осциллограф реального времени, *7* — электронная пушка, *8* — коллектор

Спин-волновая линия передачи состоит из входного и выходного микрополосковых проводников, которые, находясь на расстоянии $L = 6$ мм друг относительно друга, используются для возбуждения и приёма ПМСВ, распространяющейся в плёнке железо-иттриевого граната. Последняя имеет следующие геометрические размеры: ширина 4 мм, длина 10 мм и толщина 65 мкм. Её намагниченность насыщения $M_0 = 1\,750/(4\pi)$ Гс. Использование в эксперименте достаточно толстых плёнок железо-иттриевого граната связано с необходимостью получения меньших значений времени задержки сигнала, чем обеспечивают тонкие плёнки из того же материала [41]. Уменьшение времени задержки сигнала позволяет увеличить частотную отстройку между собственными модами кольцевого резонатора и, как следствие, избежать многомодовой генерации вблизи порога параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ. Это даёт возможность сформировать последовательности импульсных сигналов в одномодовом режиме генерации.

При проведении экспериментальных исследований внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$

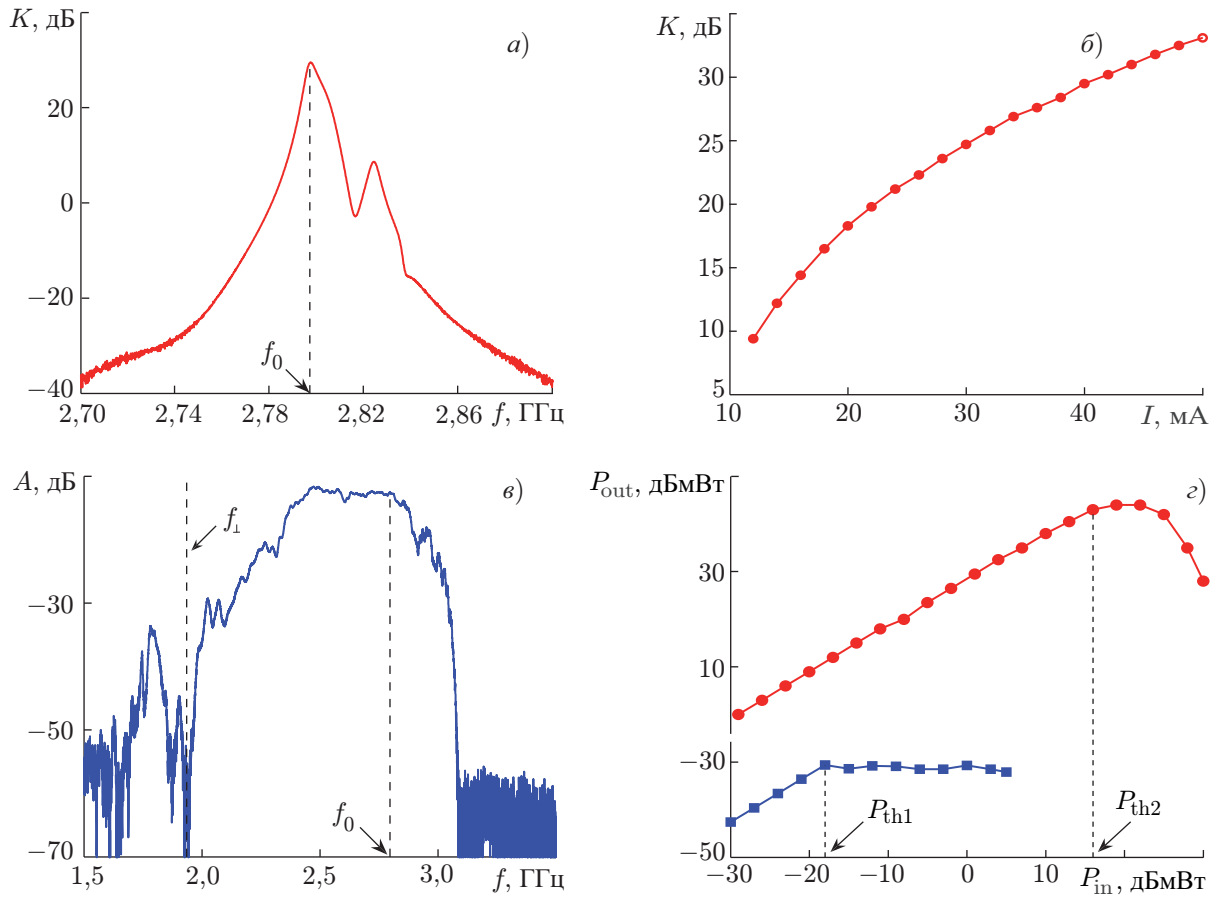

Рис. 2. Амплитудные характеристики клистрона-усилителя (*а*, *б*, *г*) и спин-волновой линии передачи (*в*, *г*) в виде зависимостей коэффициента усиления клистрона от частоты (*а*) и тока пучка (*б*); коэффициента ослабления спин-волновой линии передачи от частоты (*в*), а также мощности выходного сигнала, прошедшего через клистрон-усилитель (символы •) и спин-волновую линию передачи (символы ■), от уровня мощности входного сигнала (*г*). Амплитудные характеристики клистрона-усилителя получены при $U_0 = 2\,269$ В (*а*, *б*, *г*), $I = 40$ мА (*а*, *г*), $f_0 = 2\,797$ МГц (*б*, *г*) и $P_{\rm in} = -30$ дБмВт (*а*, *б*). Амплитудные характеристики спин-волновой линии передачи отвечают $H_i = 240$ Э (*в*, *г*), $P_{\rm in} = -30$ дБмВт (*в*), $f_0 = 2\,797$ МГц и волновому числу ПМСВ $k = 285$ см$^{-1}$ (*г*)

прикладывается касательно к поверхности плёнки железо-иттриевого граната и перпендикулярно к направлению распространения ПМСВ. Величина поля H_0=200 Э выбирается таким образом, чтобы, во-первых, возбуждаемые в плёнке ПМСВ имели низкий уровень потерь в диапазоне рабочих частот клистрона-усилителя и во-вторых, величина магнитного поля H_0 была меньше порогового значения $H_{\rm th} = 4\pi M_0/3$, при превышении которого параметрическая трёхволновая распадная неустойчивость ПМСВ отсутствует [33].

На рис. 2*а* приведена амплитудно-частотная характеристика клистрона-усилителя, измеренная в малосигнальном режиме. Она имеет два ярко выраженных резонансных пика, наличие которых связано с частотной расстройкой резонаторов клистрона-усилителя. Основному пику соответствует центральная частота клистрона-усилителя $f_0 = 2\,797$ МГц и максимальное значение коэффициента усиления K, которое при значениях тока пучка I=40 мА и ускоряющего напряжения $U_0 = 2\,269$ В имеет величину $K \sim 30$ дБ. Как следует из представленных на рис. 2*б* результатов, коэффициент усиления клистрона растёт с увеличением тока пучка и достигает максимального значения $K \sim 33$ дБ при $I = 50$ мА. В отличие от клистрона-усилителя, амплитудно-

частотная характеристика спин-волновой линии передачи (см. рис. 2*в*) является более широкополосной, ограничиваясь снизу частотной отсечкой $f_{\perp}=\sqrt{f_H(f_H+f_M)}$ (где $f_H=\gamma H_{\rm i}$, $f_M=4\pi\gamma M_0$, $H_{\rm i}$ — внутреннее магнитное поле плёнки железо-иттриевого граната, $\gamma=2{,}8$ МГц/Э — гиромагнитное отношение), соответствующей длинноволновой области спектра ПМСВ, а сверху — частотами, на которых ещё возможно эффективное возбуждение коротковолновых ПМСВ. Видно, что минимальный уровень потерь находится в более высокочастотной (коротковолновой) области спектра ПМСВ вдали от её низкочастотной отсечки. В области центральной частоты клистрона-усилителя потери ПМСВ составляют величину порядка 12 дБ. Указанные особенности поведения амплитудно-частотной характеристики обусловлены зависимостью внутреннего магнитного поля как от поля размагничивания $\mathbf{H}_{\rm d}$, так и от поля анизотропии $\mathbf{H}_{\rm a}$ ($\mathbf{H}_{\rm i}=\mathbf{H}_{\rm d}+\mathbf{H}_{\rm a}+\mathbf{H_0}$), возникающих из-за наличия анизотропии формы и ростовой анизотропии у магнонного волновода, выполненного на основе толстой плёнки железо-иттриевого граната. Поле размагничивания и поле анизотропии для данного волновода на основе железо-иттриевого граната имеют величины $H_{\rm d}=-12$ Э и $H_{\rm a}=52$ Э соответственно.

На рис. 2*г* приведены зависимости выходной мощности сигнала от его входной мощности для клистрона-усилителя и спин-волновой линии передачи на ПМСВ. Видно, что обе зависимости характеризуются наличием нелинейных участков, началу которых соответствуют разные пороговые уровни мощности входного сигнала: $P_{\rm th1}=-18$ дБмВт (для спин-волновой линии передачи) и $P_{\rm th2}=16$ дБмВт (для клистрона-усилителя)[2]. Из сравнения пороговых уровней мощности следует, что для клистрона-усилителя отклонение зависимости $P_{\rm out}(P_{\rm in})$ от линейной происходит при гораздо больших значениях входной мощности, чем для спин-волновой линии передачи. В нелинейном режиме для обеих зависимостей наблюдается ограничение мощности выходного сигнала, что в случае с клистроном-усилителем обусловлено перегруппировкой электронов в пучке, а для спин-волновой линии передачи связано с параметрическим возбуждением поверхностной МСВ коротковолновых спиновых волн на вдвое меньших частотах. Отметим, что при проведении экспериментальных исследований с активным кольцевым резонатором мощность циркулирующего в кольце сигнала всегда меньше порогового значения $P_{\rm th2}$, т. е. клистрон-усилитель всегда работает в малосигнальном режиме.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТОКА ПУЧКА КЛИСТРОНА-УСИЛИТЕЛЯ

Известно, что генерация сигнала в активном кольцевом резонаторе возникает при выполнении амплитудных и фазовых условий [32]. В нашем случае для выполнения амплитудных условий необходимо, чтобы усиление клистрона K компенсировало общий уровень потерь сигнала в кольце A, т. е. $G=K(I)-A\geq 0$ (где G — коэффициент усиления кольца), а набег фазы сигнала в кольце был кратен 2π. Такая ситуация реализуется при определённых значениях тока пучка клистрона-усилителя. На рис. 3 приведены результаты экспериментального исследования режимов генерации, полученные в одномодовом режиме вблизи порога трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ при различных значениях тока пучка клистрона. Так, при токе пучка $I=$ $=12{,}5$ мА ($G=0$; см. рис. 3*а*, левый столбец) в кольце генерируется монохроматический сигнал на частоте, практически соответствующей частоте f_0. В этом случае мощность сигнала на входе спин-волновой линии передачи не превышает порогового значения $P_{\rm th1}$, у амплитуды огибающей сигнала отсутствует временна́я зависимость, а фаза огибающей слабо нарастает во времени (см. рис. 3*а*, центральный столбец). Изображающая точка на фазовой плоскости (см. рис. 3*а*,

[2] Пороговые уровни мощности $P_{\rm th1}$ и $P_{\rm th2}$ определяются по отклонению зависимости $P_{\rm out}(P_{\rm in})$ на 1 дБ от линейного закона.

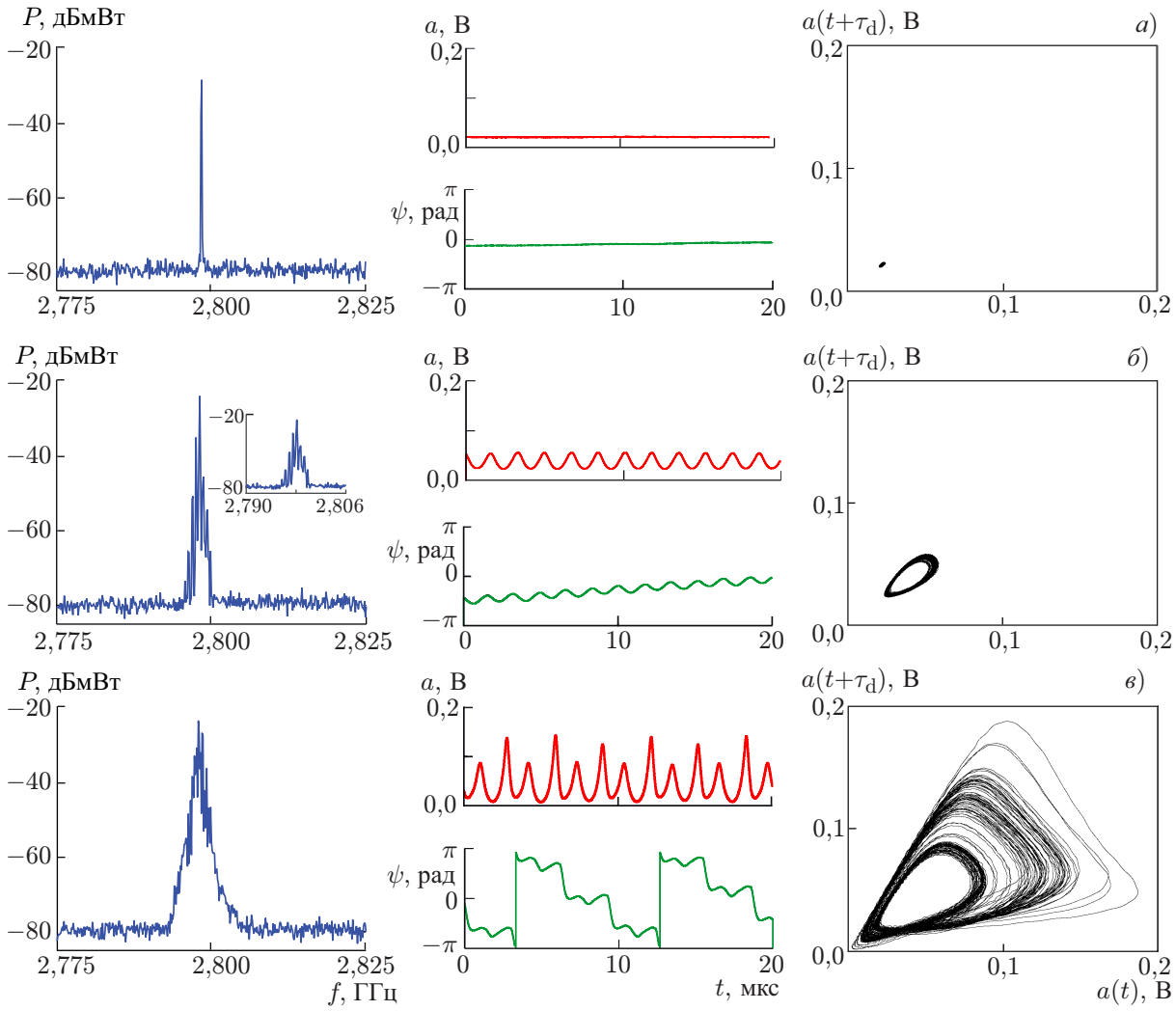

Рис. 3. Спектры мощности (левый столбец), временны́е реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t+\tau_{\rm d}))$ (правый столбец) сигнала, генерируемого в одномодовом режиме вблизи порога параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ при различных значениях тока пучка клистрона-усилителя I: 12,5 мА (*а*), 16 мА (*б*) и 18 мА (*в*). Результаты получены при ускоряющем напряжении $U_0 = 2\,269$ В

правый столбец) является неподвижной и представляет собой аттрактор, характерный для одночастотного режима генерации.

Амплитудные и фазовые профили огибающей были рассчитаны на основе экспериментальных временны́х рядов, к которым вначале применялась цифровая обработка для фильтрации шумов квантования, а затем — преобразование Гильберта. В результате математической обработки СВЧ заполнение было исключено из дальнейшего рассмотрения, а фаза ψ огибающей определялась как $\psi = \psi_0 - \omega_{\rm c} t$ [42], где ψ_0 — полная фаза сопряжённого по Гильберту сигнала, $\omega_{\rm c}$ — частота, соответствующая частоте «центра масс» спектра СВЧ сигнала. Отметим, что определение мгновенной фазы через сопряжённый по Гильберту сигнал является корректным даже в случае генерации в резонаторе хаотического сигнала, т. к. его спектр содержит выделенную частоту, для которой можно ввести понятие мгновенной фазы [43]. Фазовые портреты были построены по обработанным временны́м рядам с использованием теоремы Такенса [44], которая применяется для

реконструкции аттракторов по экспериментальным временны́м рядам. При реконструкции время задержки $\tau_{\rm d}$ устанавливалось равным удвоенному значению времени задержки сигнала в кольце ($\tau_{\rm d} = 2\tau_{\rm rg} \approx 240$ нс).

Увеличение тока пучка до $I = 16$ мА (см. рис. 3*б*) приводит к росту коэффициента усиления кольца до $G = 5$ дБ и, как следствие, к возрастанию уровня мощности сигнала на входе спин-волновой линии передачи. Режим одночастотной генерации сменяется режимом многочастотной генерации (см. рис. 3*б*, левый столбец), а при дальнейшем увеличении тока пучка клистрона — режимом узкополосной хаотической генерации (см. рис. 3*в*, левый столбец). При $I = 16$ мА (см. вставку на рис. 3*б*, левая колонка) в спектре СВЧ сигнала в результате параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ формируется шумоподобный пьедестал шириной около 5 МГц, на фоне которого отчётливо видны ярко выраженные пики, соответствующие как частоте несущей, так и частотам сателлитов, возникшим в результате модуляции спиновыми волнами ПМСВ. Возникновение шумоподобного пьедестала в спектре сигнала обусловлено стохастической природой спиновых волн [34, 45], приводящей к изменению их частоты автомодуляции во времени. Модуляция огибающей в этом случае является квазипериодической (см. рис. 3*б*, центральный столбец) с частотой, равной $f_{\rm am1} \approx 600$ кГц. Как следует из результатов, представленных на рис. 3*б* (правый столбец), положение равновесия в фазовом пространстве становится неустойчивым, и в его окрестности рождается предельный цикл. При $I = 18$ мА ($G = 7$ дБ) наблюдается генерация СВЧ сигнала со сплошным спектром, ширина которого составляет величину около 12 МГц (см. рис. 3*в*, левый столбец). Спектр такого сигнала имеет выделенную частоту (частоту несущей), практически совпадающую с центральной частотой клистрона-усилителя. Во временно́м представлении (см. рис. 3*в*, центральный столбец) модуляция сигнала становится более глубокой, что приводит к формированию хаотической импульсной последовательности, в которой присутствуют импульсы с большими и малыми амплитудами, характеризующиеся различными длительностями. Так, длительность импульсов большой амплитуды, измеренная по половине пикового значения, равна $T_{\rm d} \sim 500$ нс и не превышает длительность импульсов малой амплитуды с $T_{\rm d} \sim 600$ нс. Фаза внутри таких импульсов претерпевает незначительные изменения. В фазовом пространстве (см. рис. 3*в*, правый столбец) число траекторий, посещающих его определённую область, возрастает и возникает странный хаотический аттрактор.

Известно, что генерация импульсных последовательностей в активных кольцевых резонаторах, работающих в режиме синхронизации мод, приводит к установлению определённых фазовых соотношений между модами [46]. В исследуемом нами активном кольцевом резонаторе при токах пучка $I < 30$ мА импульсные последовательности формируются на частоте одной кольцевой моды за счёт самосинхронизации гармоник частоты автомодуляции спиновых волн, имеющих стохастическую природу [34, 45]. Для визуализации фазового синхронизма гармоник частоты $f_{\rm am1}$ была построена итерационная диаграмма для фаз, значения которых определялись на аттракторе в сечении Пуанкаре [43]. В этом случае значениям амплитуды огибающей, лежащим на секущей плоскости аттрактора, ставились в соответствие значения фазы, рассчитанные с использованием преобразования Гильберта. Результаты таких построений приведены на рис. 4. На итерационной диаграмме, соответствующей режиму амплитудной модуляции сигнала (см. рис. 4*а*), линия постоянного уровня фаз содержит участки, где значения фазы сгущаются или, наоборот, разряжаются. Наличие таких участков свидетельствует о квазипериодичности процесса. При токе пучка $I = 18$ мА (см. рис. 4*б*), когда в кольце формируется последовательность хаотических импульсов (см. рис. 3*в*), на итерационной диаграмме наблюдается «размазывание» отображения для фаз аттрактора, что указывает на неустойчивость в трансверсальном направлении. В этом случае линия постоянного уровня фаз отсутствует, но имеются две ясно различимые области, покрытые дискретными значениями фазы. Хотя отображение для фаз и становится размытым, диапазон

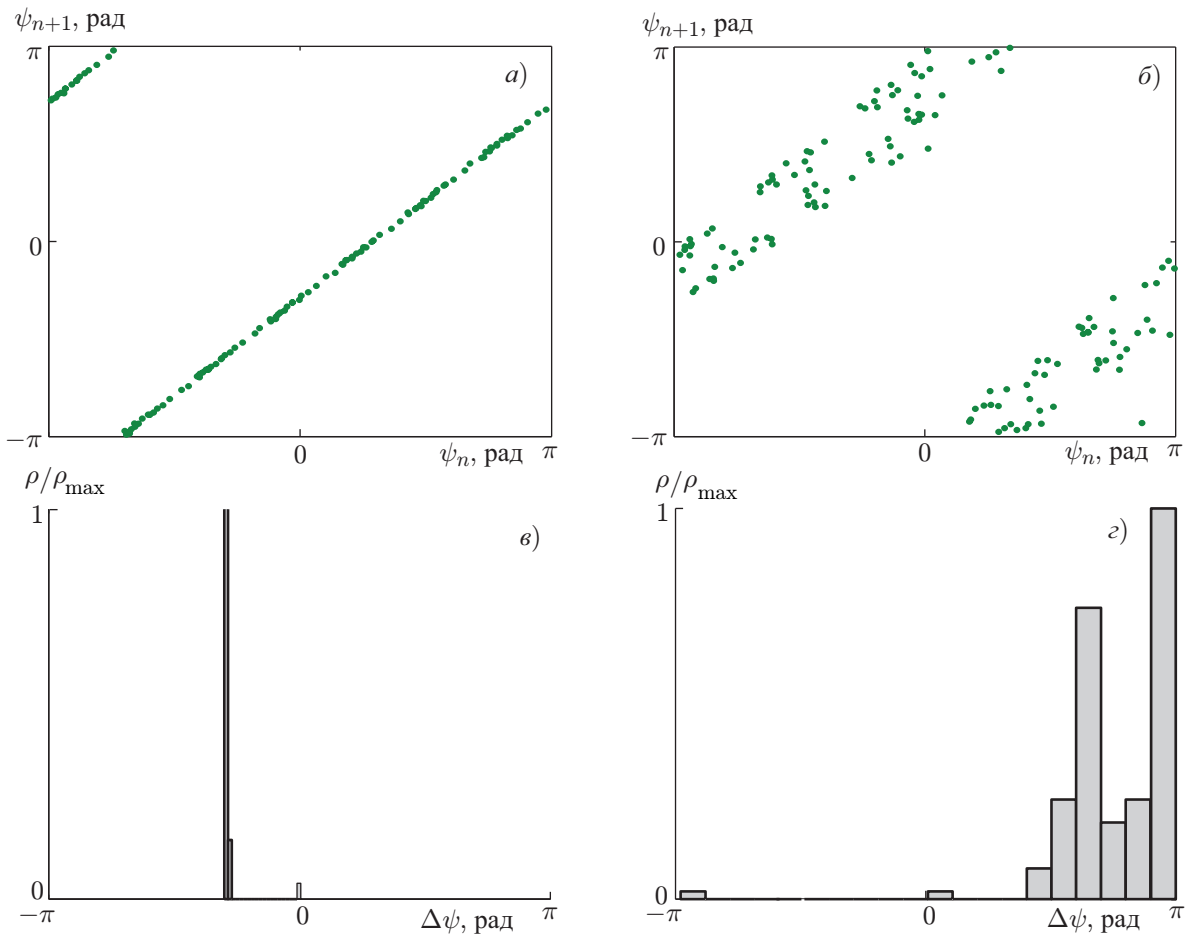

Рис. 4. Итерационные диаграммы фазы огибающей (*а*, *б*) и гистограммы распределения фазового сдвига между максимальными значениями амплитуды огибающей (*в*, *г*), построенные для двух значений тока пучка I клистрона-усилителя: 16 мА (*а*, *в*) и 18 мА (*б*, *г*)

флуктуаций фазы ограничен и не покрывает всю область допустимых значений. В результате при $I = 18$ мА фазовая самосинхронизация гармоник частоты автомодуляции f_{am1} нарушается, однако это нарушение не является полным.

На рис. 4 в нижней строке показаны гистограммы распределения фазовых сдвигов $\Delta\psi$ между точками, лежащими на плоскости в сечении Пуанкаре. Видно, что для квазипериодического процесса существуют два ярко выраженных максимума, один из которых (при нулевом фазовом сдвиге) имеет меньшую вероятность появления по сравнению с дополнительным максимумом (см. рис. 4*в*). При хаотизации огибающей диапазон значений фазового сдвига расширяется и занимает уже некоторую область, находящуюся вдали от нулевого значения (см. рис. 4*г*). Это свидетельствует о том, что генерируемые импульсные последовательности являются некогерентными.

В сильно запороговом режиме, когда при I=21 мА усиление кольца имеет значение $G = 9$ дБ (см. рис. 5*а*), в системе по-прежнему генерируется сигнал на частоте доминантной кольцевой моды. Увеличение тока пучка клистрона-усилителя приводит к расширению спектра, что обусловлено увеличением частоты автомодуляции f_{am1} с ростом уровня мощности сигнала на входе спин-волновой линии передачи. Во временно́м представлении генерируется хаотическая последовательность импульсов с различными амплитудами, профили фазы внутри которых являются чирпированными. Однако среди импульсов данной последовательности можно выделить импуль-

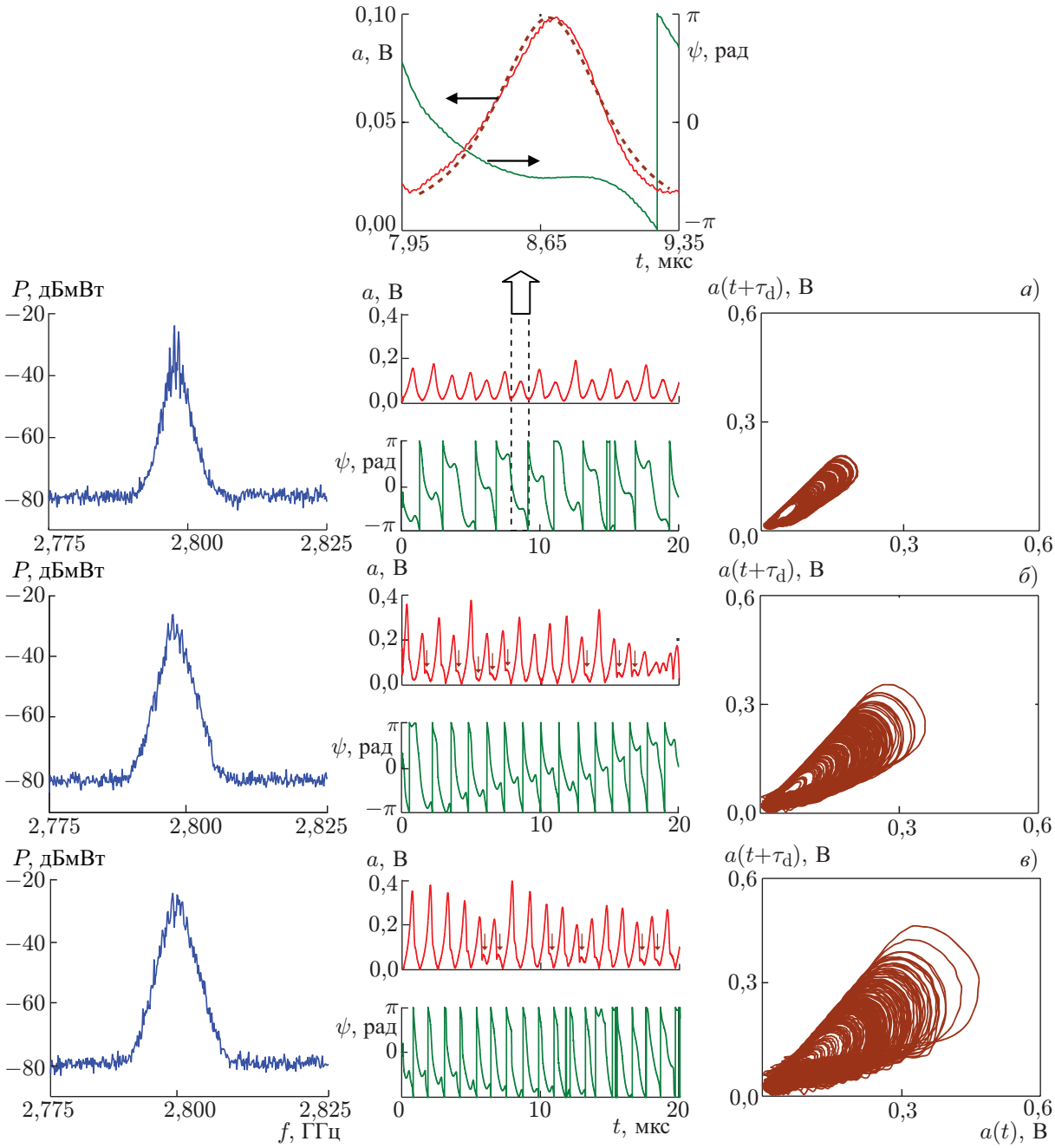

Рис. 5. Спектры мощности (левый столбец), временны́е реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t+\tau_{\rm d}))$ (правый столбец) сигнала, генерируемого в одномодовом режиме вдали от порога параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ при различных значениях тока пучка клистрона-усилителя I: 21 мА (*а*), 25 мА (*б*) и 29 мА (*в*). Результаты получены при ускоряющем напряжении $U_0 = 2\,269$ В

сы с определённой амплитудой (один из них на рис. 5*а* выделен штриховыми линиями), профиль фазы внутри которых имеет плато, характерное для светлого солитона, движущегося с постоянной скоростью [47] [3]. На рис. 5*а* в увеличенном масштабе (см. вставку на спектрограмме) пока-

[3] Присутствие на фазовом профиле временно́го интервала с постоянным (не меняющимся во времени t) уровнем

заны амплитудный и фазовый профили такого импульса, выделенного на временно́й реализации штриховыми линиями. Здесь же для сравнения представлен амплитудный профиль консервативного светлого солитона, описываемый функцией гиперболического секанса, с которой у генерируемого в системе импульса наблюдается неплохое соответствие. Отметим, что длительность такого солитоноподобного импульса, измеренная по половине от пикового значения амплитуды, равна $T_{\rm d} \sim 650$ нс, что значительно превышает время обхода сигналом по кольца. Данный факт указывает на то, что генерация в кольце импульсных последовательностей обусловлена исключительно параметрической трёхволновой распадной неустойчивостью ПМСВ и временно́й дисперсией кольцевого резонатора [31]. Кроме того, формирование солитоноподобных импульсов, являющихся аналогами временны́х солитонов, наблюдается только при определённом пиковом значении амплитуды, которое соответствует порогу формирования светлого солитона.

При $I = 25$ мА, когда $G = 12$ дБ (см. рис. 5*б*), и $I = 29$ мА, когда $G = 14{,}5$ дБ (см. рис. 5*в*), спектр сигнала продолжает расширяться. Во временно́м представлении генерируются хаотические последовательности импульсных сигналов с амплитудным и фазовым профилями, отличными от профилей консервативного светлого солитона. Пиковая амплитуда таких импульсов заметно увеличивается, а их длительность уменьшается. Помимо этого, на срезе некоторых импульсов наблюдаются едва заметные «пички» (отмечены стрелками на рис. 5*б* и *в*), которые появляются из-за наличия в системе нового временно́го масштаба и частоты модуляции $f_{\rm am2} = 3{,}2$ МГц. Возникновение указанных «пичков» обусловлено развитием в ферромагнитной плёнке либо трёхволновых процессов слияния спиновых волн [45], либо индуцированной модуляционной неустойчивости ПМСВ в условиях сосуществования трёх- и четырёхволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий [48]. На фазовой плоскости плотность траекторий в области малых значений амплитуды возрастает, что приводит к частичному «замазыванию» тонкой структуры хаотического аттрактора. Последнее обстоятельство связано с увеличением размерности системы.

На итерационных диаграммах (см. рис. 6) при указанных выше значениях тока пучка величина фазового сдвига между импульсами по-прежнему флуктуирует в некоторой области значений. Однако с увеличением тока пучка эти области стремятся занять положение, совпадающее с диагональю плоскости (см. рис. 6*в*). При этом гистограмма распределения приобретает более симметричный вид и характеризуется уже одним ярко выраженным максимумом, который при достижении током пучка значения $I = 26$ мА практически соответствует нулевому фазовому сдвигу (см. рис. 6*е*). Данный факт свидетельствует о том, что импульсные последовательности становятся более когерентными, чем, например, при $I = 18$ мА (см. рис. 4*г*), когда вероятность появления нулевых фазовых сдвигов между импульсами является минимальной.

Как следует из результатов, представленных на рис. 7, дальнейшее увеличение тока пучка/коэффициента усиления кольца ($I = 32$ мА, $G = 15{,}7$ дБ; $I = 36$ мА, $G = 17{,}5$ дБ и $I = 40$ мА, $G = 19{,}4$ дБ) обусловливает развитие в автоколебательной системе нелинейной конкуренции мод. В результате ограничения роста амплитуды ПМСВ на частоте доминантной кольцевой моды за счёт трёхволнового параметрического распада возникает генерация сигнала на частоте соседней кольцевой моды (см. рис. 7, левый столбец), отстоящей от частоты доминантной моды на величину $\Delta f = 1/\tau_{\rm rg} \approx 8{,}3$ МГц, которая не соответствует частоте модуляции $f_{\rm am2}$ ($\Delta f \gg f_{\rm am2}$). Спектр сигнала на частоте соседней кольцевой моды также является шумоподобным из-за развития трёхволнового параметрического распада ПМСВ. В двухмодовом режиме плотность траекторий в области малых значений амплитуды продолжает возрастать, а при токах пучка $I > 32$ мА тонкая структура аттрактора полностью «замазывается».

Для подтверждения хаотической природы генерируемых импульсных последовательностей

фазы свидетельствует о том, что мгновенная частота здесь остаётся постоянной ($\partial\psi/\partial t = \text{const}$). Если волновой пакет предполагается достаточно узким, то его групповая скорость также является постоянной величиной.

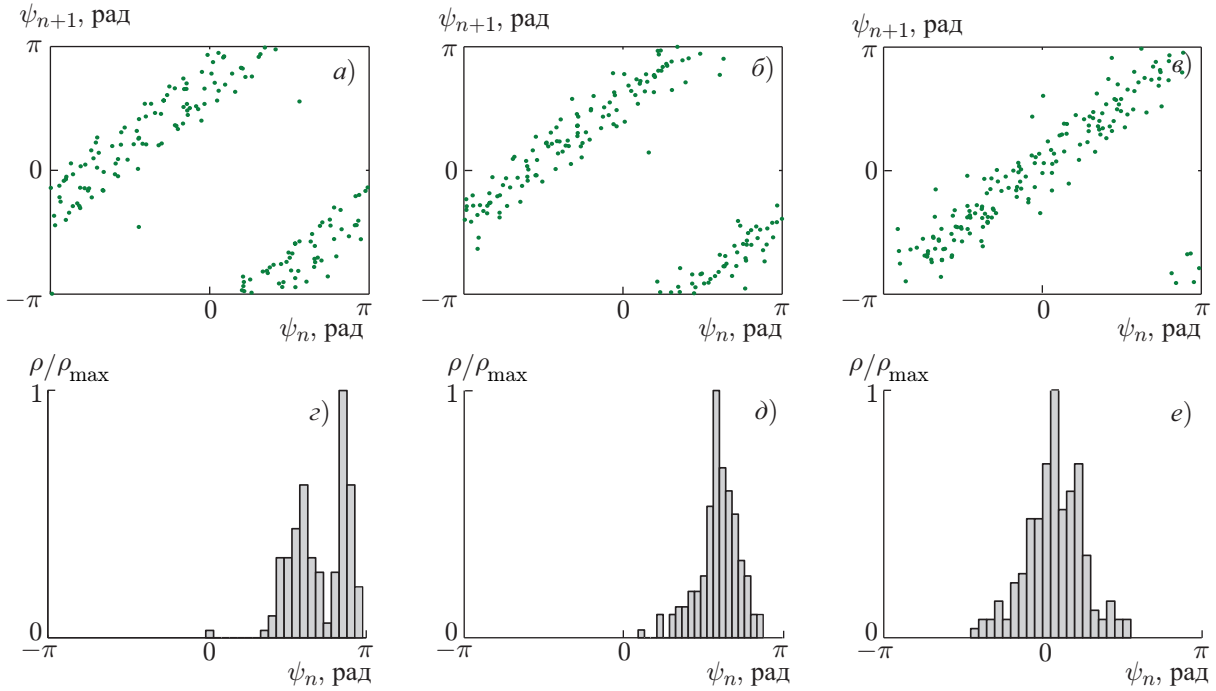

Рис. 6. Итерационные диаграммы фазы огибающей (*а*, *б*, *в*) и гистограммы распределения фазового сдвига между точками, лежащими в сечении Пуанкаре (*г*, *д*, *е*), построенные для трёх значений тока пучка I клистрона-усилителя: 21 мА (*а*, *г*), 23 мА (*б*, *д*) и 26 мА (*в*, *е*)

проведена оценка старшего показателя Ляпунова Λ по экспериментальным временны́м рядам. Поскольку ряды, содержащие СВЧ заполнение, имели относительно небольшое число характерных временны́х масштабов (не более 200), для оценки показателя Λ использовался метод, адаптированный для коротких временны́х рядов [49] [4]. Для проверки адекватности работы метода была проведена оценка этого показателя по длинным временны́м рядам, которые в отсутствие СВЧ заполнения содержали порядка 10^4 характерных временны́х масштабов. Длинные временны́е ряды были получены с использованием полупроводниковой детекторной головки (Pasternack PE8012), которая выделяла огибающую сигнала.

На рис. 8*а* приведены зависимости старшего показателя Ляпунова от тока пучка клистрона-усилителя, рассчитанные как по коротким временны́м рядам с СВЧ заполнением, которое было исключено из рассмотрения при их дальнейшей математической обработке, так и по длинным временны́м рядам, полученным с помощью детекторной головки. Из представленных на рис. 8*а* результатов расчёта следует, что в одномодовом режиме вблизи порога трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ, где при малых значениях тока пучка клистрона ($I \sim 18$ мА) наблюдается десинхронизация гармоник частоты f_{am1} (см. рис. 4*г*), старший показатель Ляпунова становится положительным, но ещё далёк от максимально возможного в системе значения. Этот показатель становится максимальным в одномодовом режиме, вдали от порога P_{th1}, при токе пучка клистрона $I \sim 25$ мА, где фазовые сдвиги распределены вокруг нулевого значения (см. рис. 6*е*). При переходе к двухмодовому режиму генерации, когда $I > 29$ мА, показатель Λ начинает уменьшать-

[4] Отметим, что данный метод пригоден для расчёта только одного старшего показателя Ляпунова и имеет существенно меньшие требования к объёму выборки, чем метод Вольфа [50]. Тестирование метода как на эталонных моделях, так и на экспериментальных временны́х рядах показало большу́ю стабильность результатов, которые в отличие от результатов, полученных методом Вольфа, мало отличались от реализации к реализации при варьировании как размерности, так и лага вложения.

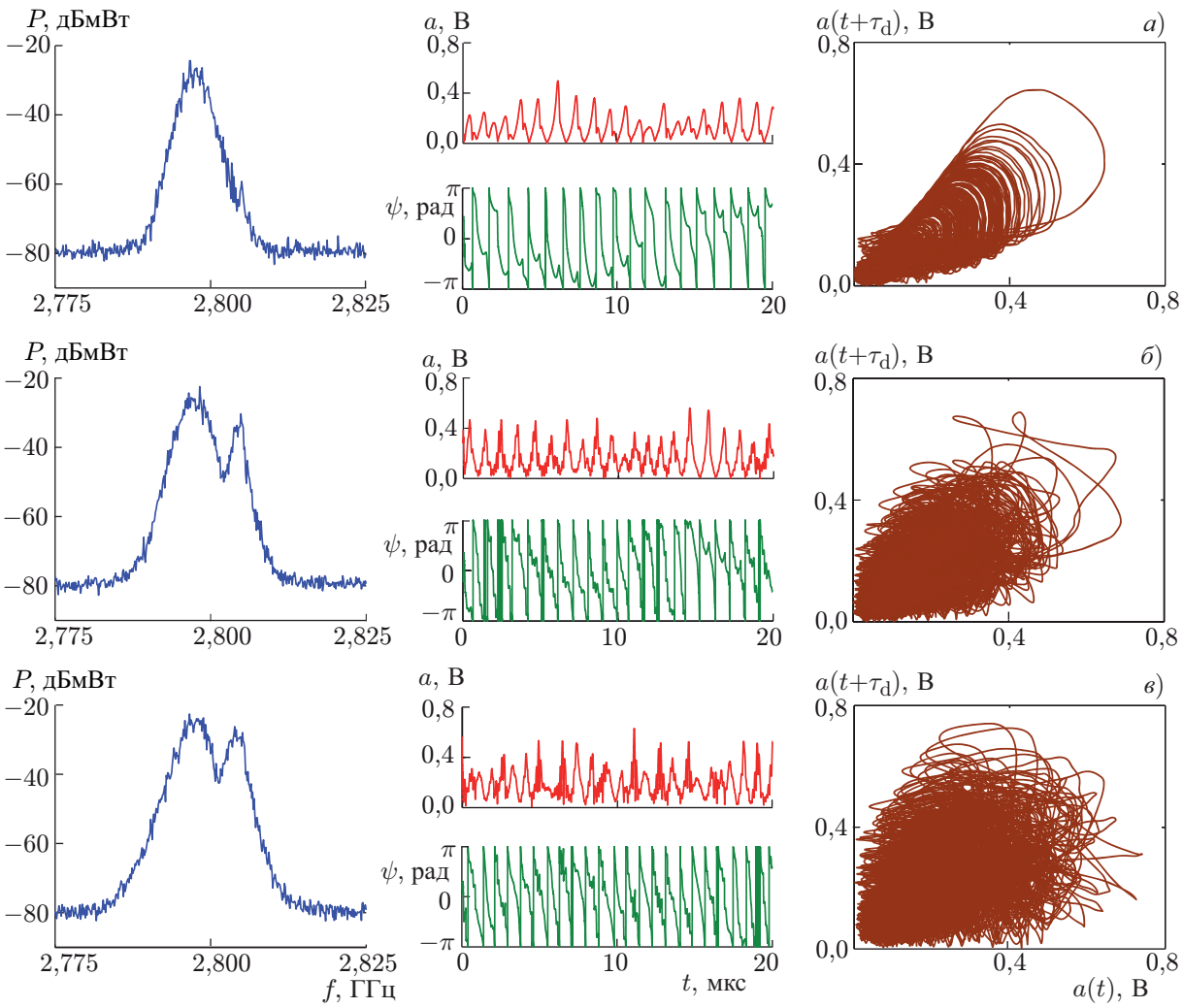

Рис. 7. Спектры мощности (левый столбец), временны́е реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t+\tau_{\rm d}))$ (правый столбец) сигнала, генерируемого в двухмодовом режиме при различных значениях тока пучка клистрона-усилителя I: 32 мА (*а*), 36 мА (*б*) и 40 мА (*в*). Результаты получены при ускоряющем напряжении $U_0 = 2\,269$ В

ся с увеличением тока пучка до значений, которые наблюдались в одномодовом режиме вблизи порога $P_{\rm th1}$. Отметим, что зависимости старшего показателя Ляпунова от тока пучка клистрона, полученные по коротким и длинным экспериментальным временны́м рядам, имеют качественно схожий вид и во многих случаях весьма близки, что указывает на адекватность и надёжность полученных оценок.

На рис. 8*а* также приведены результаты аппроксимации одной из зависимостей $\Lambda(I)$ полиномом третьей степени. Полученная зависимость характеризуется ярко выраженным экстремумом, которому соответствует максимальное значение $\Lambda = 1{,}209$ мкс$^{-1}$ при токе пучка $I = 25$ мА. Изменение тока пучка в интервале значений от 21 до 30 мА (интервал значений тока показан на рис. 8*а* штриховыми линиями) приводит к уменьшению показателя Λ на величину не более 10 % от максимального значения. Отметим, что хотя в указанном интервале значений тока пучка коэффициент усиления клистрона меняется на 6 дБ (см. рис. 2*б*), это не приводит к существенному изменению показателя Λ, что указывает на устойчивость генерируемого хаотического сигнала к изменению усиления в системе.

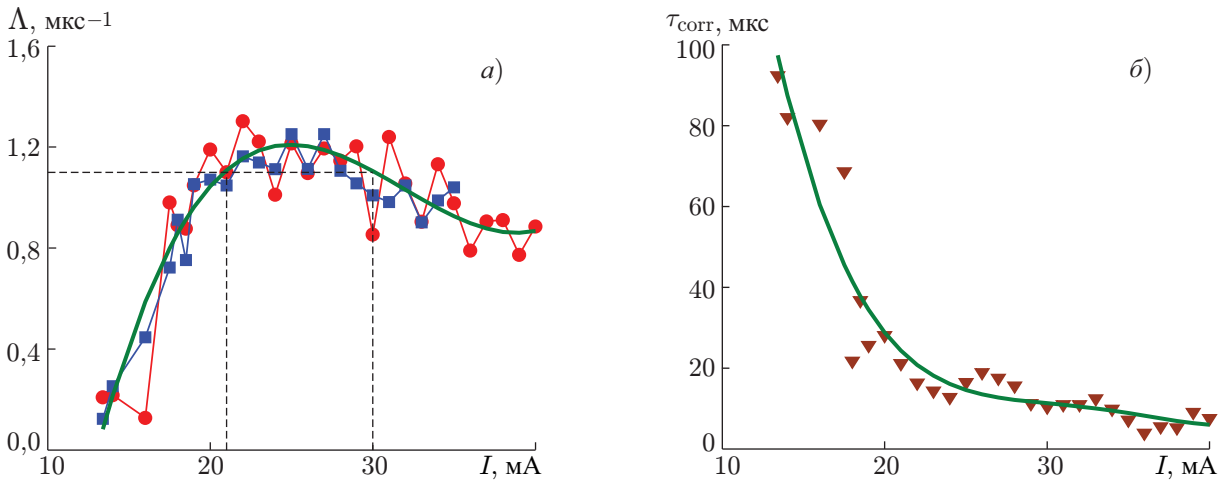

Рис. 8. Зависимости (*а*) старшего показателя Ляпунова Λ и (*б*) времени автокорреляции $\tau_{\rm corr}$ от тока пучка I клистрона-усилителя, рассчитанные по коротким (символы • и ▼) и длинным (■) экспериментальным временны́м рядам. Толстые (зелёные) сплошные линии соответствуют аппроксимациям зависимостей $\Lambda(I)$ и $\tau_{\rm corr}(I)$, рассчитанным по коротким временным рядам с длиной ряда $T = 200$ мкс

Помимо оценки старшего показателя Ляпунова, был проведён расчёт времени автокорреляции $\tau_{\rm corr}$ по экспериментальным временны́м рядам. Расчёт проводился с помощью выражения

$$\tau_{\rm corr} = \frac{1}{R(0)} \int\limits_0^T |R(\tau)|\,{\rm d}\tau, \tag{1}$$

где $R(\tau) = \int_0^{T-\tau}[A(t)-m][A(t+\tau)-m]\,{\rm d}t$ — автокорреляционная функция, $A(t)$ — исходная временна́я реализация, τ — временно́й сдвиг, T — длительность временно́й реализации, m — среднее значение $A(t)$. Результаты расчёта с использованием (1) приведены на рис. 8*б*. На этом же рисунке представлена аппроксимация зависимости $\tau_{\rm corr}(I)$ полиномом четвёртой степени. Как и следовало ожидать, в одномодовом режиме увеличение тока пучка приводит к тому, что свойства подобия у огибающей автокорреляционной функции начинают проявляться на меньших временны́х масштабах. Функция $\tau_{\rm corr}(I)$ резко убывает, а при переходе к двухмодовому режиму это уменьшение становится более плавным. Таким образом, в отличие от старшего показателя Ляпунова, зависимость времени автокорреляции от тока пучка клистрона не имеет ярко выраженного экстремума.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ КЛИСТРОНА-УСИЛИТЕЛЯ

Известно, что пролётный клистрон, помимо усиления, может осуществлять эффективное управление набегом фазы СВЧ сигнала [51]. На рис. 9*а* показана зависимость набега фазы СВЧ сигнала от ускоряющего напряжения, измеренная на центральной частоте клистрона. Видно, что при варьировании ускоряющего напряжения клистрона-усилителя на величину порядка 10 % набег фазы изменяется примерно на π. Такое поведение набега фазы указывает на возможность использования клистрона-усилителя в кольцевом генераторе не только в качестве резонансного активного элемента, но и как эффективного электронного фазовращателя для управления частотой генерации СВЧ сигнала. Для подтверждения данного предположения на рис. 9*б* приведена зависимость частотной расстройки $\Delta f_{\rm M}{=}f_{\rm c} - f_0$ между центральной частотой спектра хаотиче-

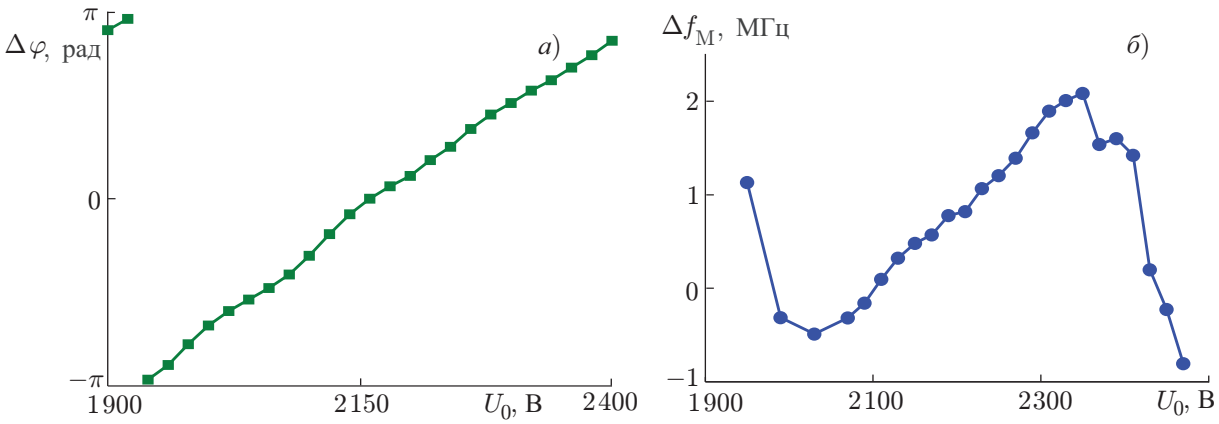

Рис. 9. Экспериментальные зависимости (*а*) набега фазы $\Delta\varphi$ монохроматического СВЧ сигнала на частоте $f_0 = 2\,797$ МГц, прошедшего через клистрон-усилитель, и (*б*) частотной расстройки $\Delta f_{\rm M}$ между центральной частотой спектра хаотического СВЧ-сигнала и центральной частотой клистрона от его ускоряющего напряжения U_0. Обе зависимости получены при токе пучка $I = 30$ мА

ского СВЧ сигнала [5] и центральной частотой клистрона от его ускоряющего напряжения. Видно, что величина частотной расстройки может изменяться от нуля до максимальной величины порядка 2 МГц, причём зависимость $\Delta f_{\rm M}(U_0)$ не является линейной.

На рис. 10 приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие управление режимами генерации хаотических импульсных сигналов за счёт перестройки их несущей частоты с помощью изменения ускоряющего напряжения клистрона. Из представленных на рис. 10*а* результатов следует, что при малых значениях ускоряющего напряжения генерируется импульсная последовательность, период следования импульсов в которой является хаотическим. Частота автомодуляции, отвечающая данному временно́му масштабу, соответствует частотной расстройке между центральной частотой параметрически возбуждённого спин-волнового пакета и половинным значением частоты ПМСВ [45]. Она характеризуется усредненным на длине реализации значением, равным $f_{\rm am1} \approx 930$ кГц. Помимо указанного временно́го масштаба, есть ещё один характерный временно́й масштаб, связанный с появлением «пичков» (показаны стрелками) на срезе некоторых импульсов. Возникновение указанных «пичков», как и в режиме управления током (см. рис. 5*б* и *в*), связано с развитием в ферромагнитной плёнке либо трёхволновых процессов слияния спиновых волн, либо индуцированной модуляционной неустойчивости ПМСВ в условиях сосуществования трёх- и четырёхволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий. При выбранных значениях тока пучка и ускоряющего напряжения процесс генерации «пичков» является нестабильным во времени, поэтому они не наблюдаются на срезе каждого импульса. Временно́й интервал между «пичками» и пиковыми значениями основных импульсов определяется частотой автомодуляции $f_{\rm am2} \approx 3{,}3$ МГц. Помимо этого центральная частота шумоподобного спектра генерируемого СВЧ сигнала отстроена от центральной частоты клистрона на $\Delta f_{\rm M} = 570$ кГц. Величина $\Delta f_{\rm M}$ практически в 6 раз меньше частоты автомодуляции $f_{\rm am2}$, поэтому $f_{\rm am2} \gg \Delta f_{\rm M}$. На фазовой плоскости данному режиму генерации соответствует хаотический аттрактор.

При увеличении ускоряющего напряжения клистрона-усилителя (см. рис. 10*б*) частотная расстройка между центральной частотой спектра хаотического СВЧ сигнала и центральной частотой клистрона-усилителя увеличивается до $\Delta f_{\rm M} = 2$ МГц. В этом случае наблюдается переход от одиночной хаотической импульсной последовательности к двум хаотическим импульсным последовательностям через бифуркацию удвоения периода. Одна из двух последовательностей состоит

[5] Центральная частота хаотического СВЧ сигнала определялась как частота «центра масс» его спектра.

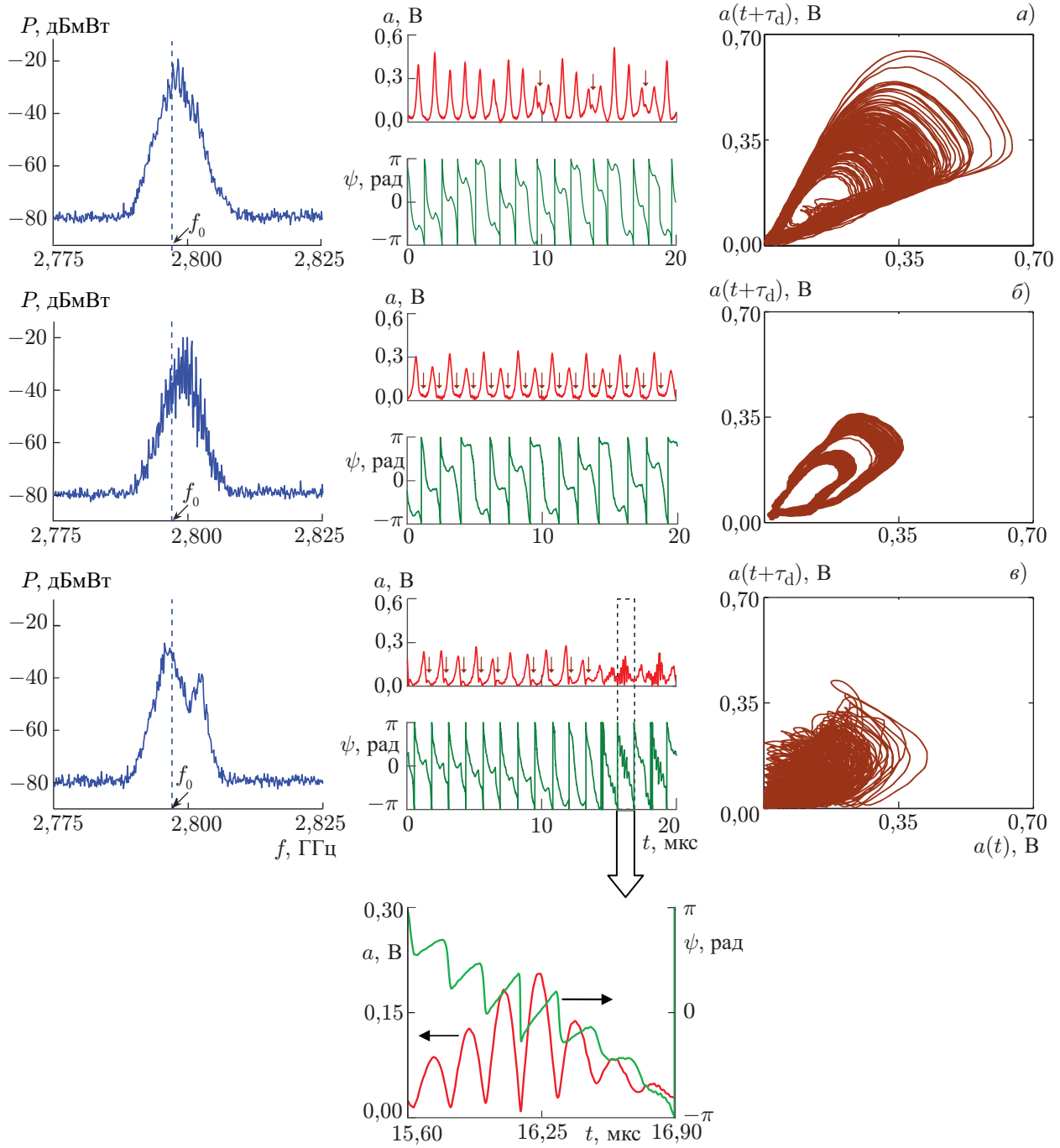

Рис. 10. Спектры мощности (левый столбец), временны́е реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t+\tau_d))$ (правый столбец) хаотического сигнала, генерируемого при различных значениях ускоряющего напряжения U_0 клистрона-усилителя: 2 170 В (*а*), 2 330 В (*б*) и 2 470 В (*в*). Результаты получены при токе пучка $I = 30$ мА

из импульсов большей амплитуды, а другая — из импульсов меньшей амплитуды. Обе последовательности характеризуются приблизительно одинаковыми частотами автомодуляции $f_{\mathrm{am1}} \approx$ $\approx$ 419 кГц и сдвинуты друг относительно друга на величину $f_{\mathrm{am1}}/2$. Кроме того, увеличение частотной расстройки между центральной частотой спектра хаотического СВЧ сигнала и цен-

тральной частотой клистрона-усилителя приводит к стационарной генерации «пичков», которые присутствуют на срезе импульсов как большой, так и малой амплитуды (отмечены стрелками на рис. 10*б, в*). В этом случае частота автомодуляции $f_{\mathrm{am2}} \approx 2{,}3$ МГц становится близкой по значению к частотной расстройке Δf_{M} ($f_{\mathrm{am2}} \sim \Delta f_{\mathrm{M}}$). Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения (см. рис. 10*в*) обусловливает рост частоты автомодуляции f_{am2}, которая принимает значение $f_{\mathrm{am2}} \approx 6{,}2$ МГц. Одновременно с этим из-за нелинейной конкуренции мод начинает генерироваться сигнал на частоте соседней кольцевой моды, отстроенной от частоты доминантной моды на величины $\Delta f = 6{,}4$ МГц. Частотные масштабы Δf и f_{am2} являются близкими по величине ($f_{\mathrm{am2}} \sim \Delta f$), в результате чего в спектре СВЧ сигнала происходит синхронизация частоты сателлита $f_{\mathrm{sat}} = f_{\mathrm{c}} - f_{\mathrm{am2}}$ с частотой соседней кольцевой моды f_{01}, т. к. $f_{\mathrm{sat}} \approx f_{01}$. Однако данный процесс является нестабильным во времени. В результате временна́я реализация содержит последовательности диссипативных структур в виде параметрических импульсов с «пичками» на их срезах, которые перемежаются с многопиковыми структурами, образованными в результате биения двух кольцевых мод. Такие многопиковые структуры (амплитудный и фазовый профили одной из таких многопиковых структур приведены на вставке к рис. 10*в*) состоят из параметрических импульсов, в которые «вложены» более короткие импульсы, формирующиеся в результате биения мод. По внешнему виду они напоминают многосолитонные комплексы, которые наблюдались ранее в кольцевой автоколебательной системе с насыщающимся поглотителем [52]. На фазовой плоскости тонкая структура аттрактора полностью «замазывается» из-за увеличения размерности хаотического сигнала. Что касается частотной расстройки между центральной частотой спектра хаотического СВЧ сигнала и центральной частотой клистрона-усилителя, то она при выбранных значениях параметров автоколебательной системы уменьшается до величины $\Delta f_{\mathrm{M}} \approx -805$ кГц. В этом случае $f_{\mathrm{am2}} \gg \Delta f_{\mathrm{M}}$.

Из представленных на рис. 11 итерационных фазовых диаграмм следует, что при выбранных значениях ускоряющего напряжения значения фазы флуктуируют, а покрываемая ими область значений при $U_0 = 2\,170$ В существенно шире, чем при $U_0 = 2\,330$ В. Об этом свидетельствуют статистические результаты, представленные на рис. 11*в* и *г* в виде гистограмм распределения фазового сдвига. Сужение области допустимых значений фазовых сдвигов между соседними импульсами при $U_0 = 2\,330$ В указывает на то, что в этом случае генерируемые импульсы более коррелированы по фазе, чем при $U_0 = 2\,170$ В. Однако в обоих случаях импульсы являются сильно некогерентными из-за преобладающего фазового сдвига примерно на $\pi/2$. Картина меняется, когда в автоколебательной системе развивается двухмодовый режим. В этом случае, как следует из результатов, представленных на рис. 11*д*, наибольшей вероятностью обладают фазовые сдвиги, значения которых близки к нулю. Это приводит к генерации более когерентных импульсов. Однако одновременно с этим происходит расширение интервала допустимых значений фазовых сдвигов. Таким образом, при $U_0 = 2\,470$ В генерируются сильно некоррелированные по фазе импульсы, вероятность появления среди которых когерентных диссипативных структур выше, чем в предыдущих двух случаях.

На рис. 12*а* приведены зависимости старшего показателя Ляпунова от величины ускоряющего напряжения клистрона-усилителя, рассчитанные как по коротким, так и по длинным временны́м рядам. Из представленных результатов следует, что зависимости $\Lambda(U_0)$, полученные с использованием временны́х рядов разной длительности, соответствуют не только качественно, но и количественно. В случае коротких рядов зависимость $\Lambda(U_0)$ обладает более ярко выраженным глобальным экстремумом (максимумом) при $U_0 = 2\,170$ В. При данном значении напряжения, как следует из результатов, представленных на рис. 11*в*, генерируется последовательность сильно некогерентных импульсов. Этот режим кардинальным образом отличается от ситуации, рассмотренной ранее для зависимости $\Lambda(I)$, у которой глобальный экстремум (максимум) соответствует

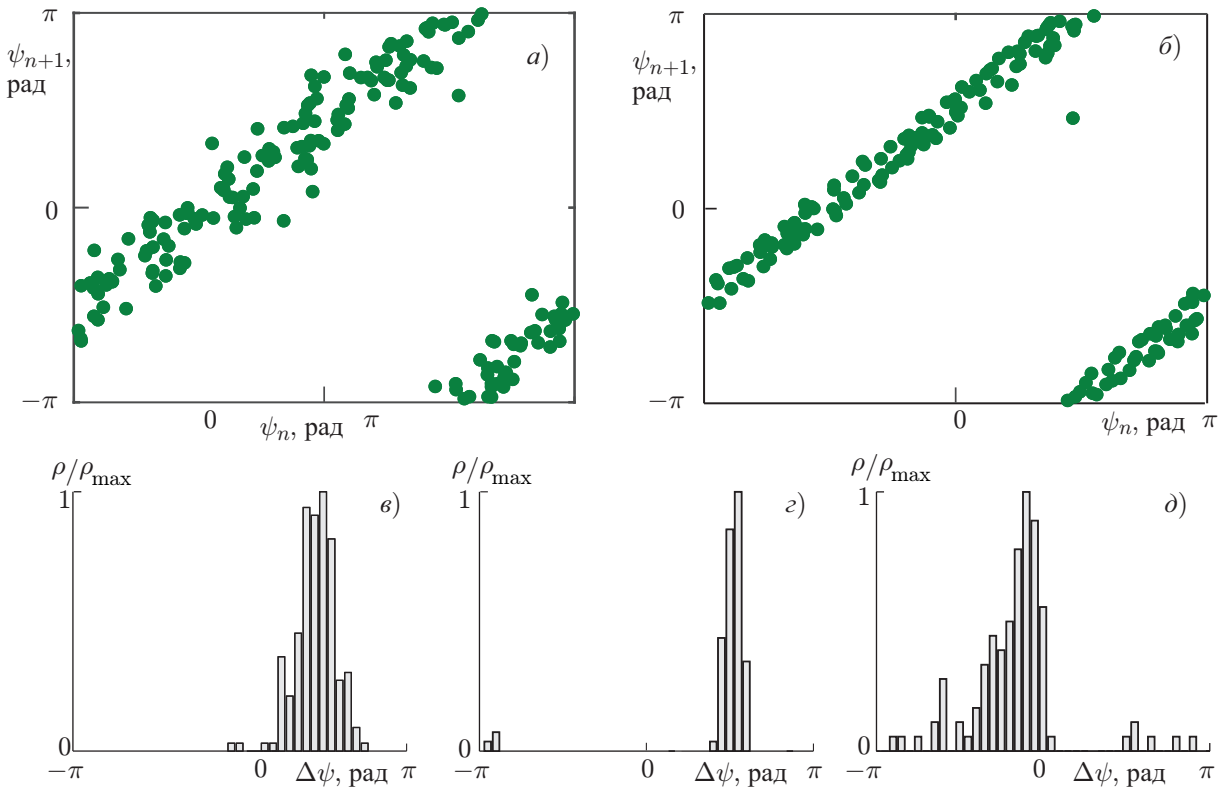

Рис. 11. Итерационные диаграммы фазы огибающей (*а*, *б*) и гистограммы распределения фазового сдвига между точками, лежащими в сечении Пуанкаре (*в*, *г*), а также между соседними пиковыми значениями амплитуды (*д*), построенные для трёх значений ускоряющего напряжения U_0 клистрона-усилителя: 2 170 В (*а*, *в*), 2 330 В (*б*, *г*) и 2 470 В (*д*)

режиму генерации наиболее когерентных импульсов.

Однако наиболее важные результаты, на наш взгляд, приведены на рис. 12*б*. Здесь показаны зависимости времени автокорреляции и отношения шум/сигнал (NSR) от ускоряющего напряжения клистрона-усилителя. Видно, что при $U_0 = 2\,330$ В на зависимости $\tau_{\rm corr}(U_0)$ есть ярко выраженный максимум, в котором время автокорреляции более чем в 4 раза превышает своё минимальное значение. В то же время на зависимости $\mathrm{NSR}(U_0)$ вблизи указанного выше значения ускоряющего напряжения наблюдается ярко выраженный минимум, в котором NSR меньше своего максимального значения более чем на 4 дБ. В этом случае ускоряющее напряжение соответствует максимальной величине расстройки $\Delta f_{\rm M}$ (см. рис. 9*б*), при которой частота одного из сателлитов, находящегося в спектре СВЧ сигнала, практически совпадает с центральной частотой клистрона-усилителя, т. е. $f_{\rm sat} = f_{\rm c} - f_{\rm am2} \approx f_0$.

Представленные на рис. 12*б* зависимости напоминают по виду характеристики, присущие когерентному резонансу, который был открыт в системах, возбудимых шумом [53]. Хотя исследуемая нами система является автономной автоколебательной системой, наличие в ней нескольких видов нелинейных спин-волновых взаимодействий, имеющих разные временны́е масштабы, приводит к результатам, аналогичным тем, которые были получены ранее для возбудимых систем. В нашем случае, как и в случае возбудимых систем, генерируются хаотические импульсные последовательности, на которые, в отличие от возбудимых систем, оказывает влияние не внешнее шумовое воздействие, а дополнительная частота автомодуляции $f_{\rm am2}$, которая появляется в автоколебательной системе либо за счёт трёхволновых процессов слияния, либо вследствие индуциро-

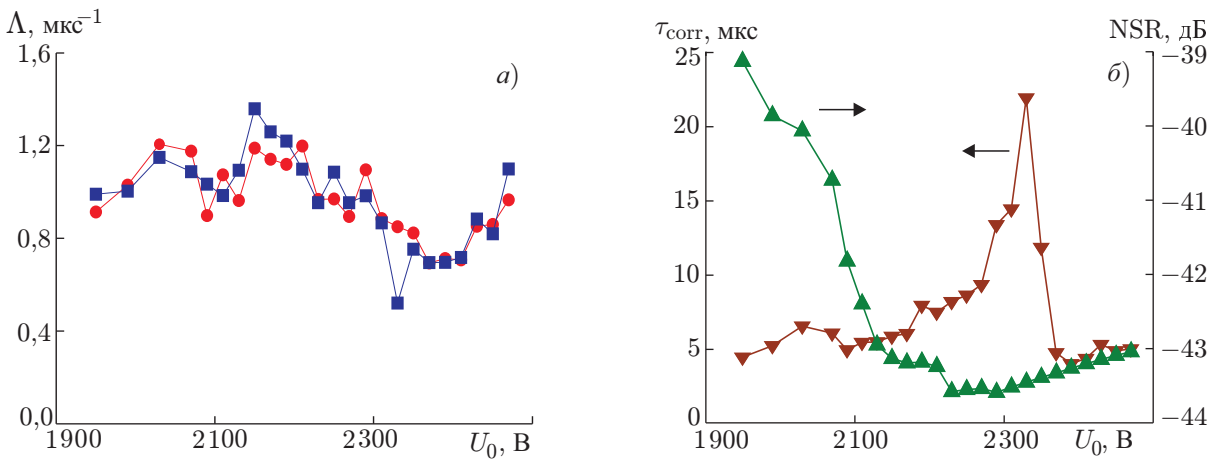

Рис. 12. Зависимости (*а*) старшего показателя Ляпунова Λ, (*б*) времени автокорреляции τ_{corr} (символы ▼) и отношения шум/сигнал NSR (▲) от ускоряющего напряжения U_0 клистрона-усилителя, рассчитанные по коротким (•, ▲, ▼) и длинным (■) экспериментальным временны́м рядам

ванной модуляционной неустойчивости ПМСВ. Управляющим параметром в исследуемой нами системе является не внешний шумовой сигнал, а частотная расстройка Δf_M между центральной частотой спектра хаотического СВЧ сигнала и центральной частотой клистрона-усилителя, с помощью которой осуществляется управление интенсивностью дополнительных сателлитов, частота которых f_{sat} связана с частотой f_{am2}.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённых экспериментальных исследований продемонстрирована возможность формирования импульсных сигналов (являющихся аналогами временны́х солитонов) в активном кольцевом резонаторе с клистроном-усилителем и спин-волновой линией передачи, работающей в условиях параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ. Установлено, что старший показатель Ляпунова, рассчитанный по экспериментальным временны́м рядам, является положительным, что свидетельствует о хаотической природе генерируемых диссипативных структур. Кроме того, показано, что при изменении тока пучка клистрона-усилителя солитоноподобные импульсы являются некогерентными вблизи порога параметрической трёхволновой распадной неустойчивости ПМСВ, где старший показатель Ляпунова имеет минимальное значение. Максимальное же его значение наблюдается в запороговом режиме, когда вероятность появления нулевого фазового сдвига между импульсами является максимальной, а сами солитоноподобные импульсы становятся более когерентными. В отличие от режима управления током изменение ускоряющего напряжения клистрона-усилителя при фиксированном токе пучка приводит к тому, что максимальному значению старшего показателя Ляпунова соответствует режим генерации некогерентных импульсов. Помимо этого, при изменении ускоряющего напряжения продемонстрирована возможность перестройки центральной частоты генерации относительно центральной частоты клистрона-усилителя. Установлено, что зависимости времени автокорреляции и отношения шум/сигнал в этом случае имеют ярко выраженный экстремум (максимум/минимум), который наблюдается при совпадении частоты дополнительного сателлита f_{sat}, рождённого в спектре СВЧ сигнала в результате либо трёхволновых процессов слияния спиновых волн, либо индуцированной модуляционной неустойчивости ПМСВ, с центральной частотой клистрона-усилителя. Аналогичный экстремум отсутствует на зависимости $\tau_{corr}(I)$, которая убывает с увеличением тока пучка.

Полученные в работе результаты представляют несомненный интерес для изучения механизмов хаотической фазовой синхронизации спектральных компонент многочастотных сигналов, генерируемых в кольцевых автоколебательных системах, и имеют практическую направленность, связанную с разработкой на базе таких систем автономных источников импульсных сигналов для хаотических систем связи и локации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18–02–00666) и стипендий Президента Российской Федерации для поддержки молодых учёных (СП-2823.2016.5 и СП-3605.2018.4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А. С., Кислов В. Я. Стохастические колебания в радиофизике и электронике. М.: Наука, 1989. 278 с.
2. Дмитриев А. С., Панас А. И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. М.: Физматлит, 2002. 252 с.
3. Залогин Н. Н., Кислов В. Я. Широкополосные хаотические сигналы. М.: Радиотехника, 2006. 208 с.
4. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот в 2 томах. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы / под ред. А. А. Короновского, Д. И. Трубецкова, А. Е. Храмова. М.: Физматлит, 2009. 392 с.
5. Дмитриев А. С., Ефремова Е. В., Максимов Н. А., Панас А. И. Генерация хаоса. М.: Техносфера, 2012. 424 с.
6. Magnonics. From fundamentals to applications / Ed. by S. O. Demokritov and A. N. Slavin. Topics in Applied Physics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013. V. 125. 262 p.
7. Recent advances in magnetic insulators — from spintronics to microwave applications / ed. by M. Wu, A. Hoffmann. Solid State Physics. Amsterdam: Elsevier, 2013. V. 64. 392 p.
8. Haken H. Synergetics. Introduction and advanced topics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2004. 764 p.
9. Трубецков Д. И., Мчедлова Е. С., Красичков Л. В. Введение в теорию самоорганизации открытых систем. М.: Физматлит, 2002. 200 с.
10. Островский Л. А., Потапов А. И. Введение в теорию модулированных волн. М.: Физматлит, 2003. 400 с.
11. Кившарь Ю. С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
12. Ахмедиев Н. Н., Анкевич А. Диссипативные солитоны. М.: Физматлит, 2008. 504 с.
13. Кузнецов С. П. Динамический хаос. М.: Физматлит, 2001. 296 с.
14. Кислов В. Я. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 8. С. 1 683.
15. Кузнецов С. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 12. С. 1 410.
16. Кац В. А., Трубецков Д. И. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 39, № 3. С. 116.
17. Кац В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 2. С. 161.
18. Анисимова Ю. В., Воронцов Г. М., Залогин Н. Н. и др. // Радиотехника. 2000. № 2. С. 19.
19. Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д., Рыскин Н. М., Шигаев А. М. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 5. С. 604.
20. Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д., Клокотов Д. В., Рыскин Н. М. // Журн. техн. физики. 2003. Т. 73, № 7. С. 105.

21. Wu M., Hagerstrom A. M., Eykholt R., et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102, No. 23. Art. no. 237203.
22. Кондрашов А. В., Устинов А. Б., Калиникос Б. А., Benner H. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, № 11. С. 81.
23. Гришин С. В., Гришин В. С., Храмов А. Е., Шараевский Ю. П. // Журн. техн. физики. 2008. Т. 78, № 5. С. 89
24. Kalinikos B. A., Kovshikov N. G., Patton C. E. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75, No. 2. P. 265.
25. Kalinikos B. A., Scott M. M., Patton C. E. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, No. 20. P. 4 697.
26. Ustinov A. B., Kalinikos B. A., Demidov V. E., Demokritov S. O. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80, No. 5. Art. no. 052405.
27. Grishin S. V., Beginin E. N., Sharaevskii Yu. P., Nikitov S. A. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103, No. 2. Art. no. 022408.
28. Grishin S. V., Beginin E. N., Morozova M. A., et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 115, No. 5. Art. no. 053908.
29. Бегинин Е. Н., Гришин С. В., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 10. С. 743.
30. Wang Z., Hagerstrom A., Anderson J. Q., et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107, No. 11. Art. no. 114102.
31. Гришин С. В., Голова Т. М., Морозова М. А. и др. // Журн. эксперимен. теорет. физики. 2015. Т. 148, № 4 (10). С. 714.
32. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
33. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993. 311 с.
34. Демидов В. Е., Ковшиков Н. Г. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 7. С. 66.
35. Демидов В. Е., Ковшиков Н. Г. // Журн. техн. физики. 1999. Т. 69, № 8. С. 100.
36. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 2. С. 62.
37. Hasegawa A., Tappert F. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. P. 142.
38. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J.P. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 1 095.
39. Гришин С. В., Скороходов В. Н., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 9. С. 32.
40. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Скороходов В. Н., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 17. С. 9.
41. Гришин С. В., Гришин В. С., Романенко Д. В., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 19. С. 51.
42. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977. 608 с.
43. Анищенко В. С., Астахов В. В., Вадивасова Т. Е. и др. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. Москва—Ижевск: Инст. компьют. исслед., 2003. 544 с.
44. Takens F. // Lecture Notes in Math. 1981. V. 898. P. 336.
45. Гришин С. В., Шараевский Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89, № 2. С. 59.
46. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов. Квантовая радиофизика. Т. 2. М.: Сов. радио. 1975. 496 с.
47. Nash J. M., Kabos P., Staudinger R., Patton C. E. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83, No. 5. P. 2 689.
48. Черкасский М. А., Ковшиков Н. Г., Калиникос Б. А. // Физика твёрдого тела. 2010. Т. 52, № 10. С. 1 981.
49. Rosenstein M. T., Collins J. J., de Luca C.J. // Phys. D. 1993. V. 65. P. 117.
50. Wolf A., Swift J.B., Swinney H. L., Vastano J. A. // Phys. D. 1985. V. 16. P. 285.

51. Гришин С. В., Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д. и др. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 8. С. 824.
52. Grishin S. V., Dmitriev B. S., Moskalenko O. I., et al. // Phys. Rev. E. 2018. V. 98, No. 2. Art. no. 022209.
53. Pikovsky A. S., Kurths J. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, No. 5. P. 775.

Поступила в редакцию 7 июня 2018 г.; принята в печать 30 января 2019 г.

GENERATION OF THE PULSE SIGNALS, WHICH ARE ANALOGS OF TEMPORAL SOLITONS, IN AN ACTIVE RING RESONATOR WITH A KLYSTRON AMPLIFIER AND A SPIN-WAVE TRANSMISSION LINE

S. V. Grishin, B. S. Dmitriev, T. M. Medvedeva, D. V. Romanenko, V. N. Skorokhodov, I. V. Sysoev, M. V. Sysoeva, and Yu. P. Sharaevskii

We present the results of experimental studies of the generation modes of the pulse signals, which are analogs of the time solitons, in a distributed active ring resonator with a drift klystron amplifier and a spin-wave transmission line. The soliton-like pulses are formed under the conditions of the three-wave parametric decay of a surface magnetostatic spin wave when the klystron amplifier operates in a small-signal regime. Parametric turbulence is shown to cause the chaotic nature of generated patterns, which is confirmed by evaluations of the maximum Lyapunov exponent from experimental time series. Besides, the opportunity to manage the phase coherence, the autocorrelation time, and the noise-to-signal ratio of the generated chaotic soliton-like pulses by varying the beam current and accelerative voltage of the klystron amplifier is demonstrated.