

УДК 621.385

СИНХРОНИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЁННЫХ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ

Д. И. Трубецков, А. А. Короновский, А. Е. Храмов

Представлены результаты исследования явления синхронизации в распределённых электронно-волновых автоколебательных средах со встречной (обратной) волной. Выявлены общие закономерности возникновения классической синхронизации в распределённых системах. Предложены методы увеличения ширины полосы синхронизации путём использования распределённого ввода сигнала в пространство взаимодействия с помощью связанных линий передачи. Изучены переходные процессы в неавтономных режимах автоколебаний, в частности, обнаружен эффект сверхбыстрого установления режима синхронизации. Показана возможность установления режимов хаотической синхронизации в гирогенераторе со встречной волной при воздействии на подобную систему детерминированного хаотического сигнала. Исследованы совместные режимы колебаний в системе двух распределённых генераторов со связанными волноведущими системами.

ВВЕДЕНИЕ

Автоколебательная система, на которую воздействует внешний сигнал, может принципиально по-разному вести себя в зависимости от амплитуды и частоты этого сигнала. Наиболее фундаментальное явление, наблюдаемое в этом случае, — синхронизация автоколебаний.

Большинство проведённых исследований явления синхронизации автоколебаний, как правило, касаются простейших моделей с малым числом степеней свободы, представляющих собой либо разностные уравнения (отображения), либо обыкновенные дифференциальные уравнения, либо цепочки или решётки связанных отображений и дифференциальных уравнений. Работ, посвящённых исследованию явления синхронизации в моделях распределённых автоколебательных систем, описываемых уравнениями в частных производных, существенно меньше.

Данная работа посвящена обсуждению результатов исследования неавтономных автоколебаний и явления классической и хаотической синхронизации в такой эталонной для теории волновых процессов и сверхвысокочастотной электроники системе как взаимодействующие электронный поток и встречная (обратная) электромагнитная волна. Автономная динамика подобных электронно-волновых систем в настоящее время хорошо изучена, выявлены некоторые общие закономерности и конкретные особенности нелинейных процессов в них (см., например, [1–3]). Поэтому неравновесные активные системы, в которых имеет место взаимодействие электронов-осцилляторов со встречными электромагнитными волнами, являются весьма удобным объектом для исследования явления синхронизации в распределённых автоколебательных системах.

Исследование влияния внешних сигналов на автоколебательные системы СВЧ электроники представляется весьма важным, т. к. позволяет решить целый ряд прикладных задач, среди которых стабилизация частоты и фазы ВЧ излучения мощных генераторов, возможность получения близкой к одночастотной генерации или, наоборот, установление режимов шумовой генерации, фазировка мощных генераторов для повышения выходной мощности путём сложения излучения (фазированные антенные решётки на сверхмощных СВЧ генераторах (см., например, [4–8])), в ряде случаев — повышение к. п. д. и мощности выходного излучения [9–12] неавтономных СВЧ систем.

В частности, изучение процессов синхронизации и неавтономной динамики в неравновесных системах типа винтовой электронный пучок—электромагнитная волна является важным для мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) со встречной или обратной волной, которые являются

Д. И. Трубецков, А. А. Короновский, А. Е. Храмов

одними из перспективных устройств средней и большой мощности в миллиметровом диапазоне длин волн [13–20]. В настоящее время большой интерес вызывает управление характеристиками генерируемого излучения в МЦР с помощью внешнего управляющего сигнала [17, 21, 22]. Не менее важным представляется исследование влияния внешних сигналов на релятивистскую лампу обратной волны О-типа (РЛОВО), которая является одним из наиболее перспективных генераторов СВЧ излучения гигаваттного уровня мощности. Воздействие на РЛОВО внешнего сигнала позволит управлять частотными характеристиками генерации импульсов мощного СВЧ излучения.

Таким образом, в данной работе изложены результаты, представляющие особый интерес для исследователей как с фундаментальной, так и практической точки зрения.

Структура работы следующая. В первом разделе статьи даётся краткий обзор ранних исследований синхронизации в различных системах сверхвысокочастотной электроники. В разделе 2 с единых позиций формулируются изучаемые модели электронно-волновых систем с распределённым взаимодействием: гиролампы со встречной волной, ЛОВ О-типа, ЛОВ с поперечным полем. В разделе 3 рассматривается неавтономная динамика, включая режимы синхронизации, распределённой активной среды винтовой пучок—встречная электромагнитная волна (гирос-ЛВВ). В нём также изучается длительность установления режима синхронизации колебаний в гирос-ЛВВ. Особенности синхронизации автоколебаний в ЛОВ О-типа и в ЛОВ с поперечным полем обсуждаются в разделе 4. Раздел 5 посвящён обсуждению возможности расширения полосы синхронизации гиросгенератора со встречной волной путём применения распределённого ввода внешнего сигнала с использованием связанных волноведущих структур. Влияние внешнего хаотического сигнала на генерацию гирос-ЛВВ, а также возможность установления режимов хаотической синхронизации в распределённой активной среде исследуются в разделе 6. В последнем, седьмом разделе изучается взаимная синхронизация двух гирос-ЛВВ со связанными волноведущими системами.

1. РАННИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИНХРОНИЗАЦИИ РАСПРЕДЕЛЁННЫХ СИСТЕМ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Как уже обсуждалось во введении, неавтономная работа СВЧ генераторов с распределённым взаимодействием до настоящего времени была изучена недостаточно подробно. Имеется незначительное число исследований, относящихся к 60–70-м годам XX века, среди которых следует отметить работы М. С. Неймана [23], В. И. Канавца [9], Г. Н. Рапопорта [10], В. А. Солнцева [12], Б. Е. Железовского и Э. В. Кальянова [11].

Из этих работ можно сделать вывод, что отсутствие резонансных электродинамических систем в генераторах с распределённым взаимодействием позволяет добиться некоторых преимуществ по сравнению с другими СВЧ приборами в неавтономных режимах колебаний. Во-первых, отсутствие добротной колебательной системы позволяет осуществить внешнее воздействие при больших расстройках и получить широкие области синхронизации. Во-вторых, отсутствие накопления энергии внешнего СВЧ сигнала в резонансной системе, с определённым временем достижения порогового уровня и стабилизацией автоколебаний виртуального катода. Использование подобного «быстрого» воздействия на систему играет важную роль при управлении СВЧ генератором с помощью внешнего сигнала, что обсуждается подробнее в последующих разделах обзора. Можно показать, что время реакции χ на внешний сигнал генератора, связанного с резонансным контуром, определяется отношением уровня управляющего сигнала P_{ext} к уровню основного сигнала P_0 :

$$\chi \approx \frac{Q}{4\pi f} \sqrt{\frac{P_0}{P_{\text{ext}}}}, \quad (1)$$

где Q — нагруженная добротность, f — рабочая частота. Поэтому возможность управления частотой и фазой мощных СВЧ систем, генерирующих импульсы ультракороткой длительности ($1 \div 10$ нс), связана главным образом с уменьшением добротности электродинамической структуры и её работой в режимах бегущей волны, когда существует возможность существенно уменьшить величину χ .

Обсуждая вопросы синхронизации в сверхвысокочастотной электронике, нельзя не отметить, что наряду с исследованием синхронных режимов генераторов с длительным взаимодействием О-типа активно велось изучение синхронизации внешними СВЧ сигналами генераторов М-типа. Фазирование в магнетронных генераторах применяется главным образом для стабилизации их частоты, фазовой и амплитудной модуляции. Кроме того, параллельное включение магнетронов используется для увеличения мощности полезного выходного СВЧ сигнала. Наиболее подробно и систематично рассмотрение вопросов совместных колебаний магнетронных генераторов изложено в работе [24].

Отметим также, что в электронике больших мощностей в настоящее время значительное внимание уделяется проблеме взаимной синхронизации генераторов на виртуальном катоде. Это определяется тем, что дальнейшее повышение уровня выходной мощности устройств релятивистской СВЧ электроники лежит на пути создания фазированных антенных решёток, в которых в качестве модулей будут выступать сверхмощные генераторы. В качестве таких элементарных модулей предполагается использование генераторов на виртуальном катоде (см., например, [6–8, 25]). В этом направлении было проведено большое количество экспериментальных исследований [8, 26–28], однако теоретических работ, посвящённых анализу неавтономной динамики электронного потока с виртуальным катодом, существенно меньше.

Всё вышесказанное подтверждает существенную необходимость теоретического исследования явления синхронизации и особенностей неавтономной динамики распределённых автоколебательных систем СВЧ электроники.

2. ИЗУЧАЕМЫЕ МОДЕЛИ

Все электронно-волновые системы с распределённым взаимодействием электронов-осцилляторов со встречной (обратной) электромагнитной волной вдали от границы полосы пропускания электродинамической системы могут быть описаны единой достаточно общей математической моделью, которая включает в себя линейное уравнение возбуждения встречной волны в волноведущей системе током электронного пучка и нелинейные в общем случае уравнения, описывающие процессы в электронном пучке (активной среде) под действием ВЧ поля.

Уравнение возбуждения волноведущей структуры электронной волной записывается одинаково для всех систем со встречной (обратной) волной в виде

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \xi} = -AI, \quad (2)$$

где предполагается, что дисперсионное уравнение вблизи частоты «холодного» синхронизма $\hat{\omega}$ электронов-осцилляторов с волной в линии передачи можно линеаризовать и представить в виде

$$\omega \approx \hat{\omega} + \left(\frac{d\omega}{d\beta_0} \right)_{\omega=\hat{\omega}} [\beta_0(\omega) - \beta_0(\hat{\omega})]. \quad (3)$$

Здесь $(d\omega/d\beta_0)_{\omega=\hat{\omega}} = v_g(\hat{\omega})$ — групповая скорость волны на частоте синхронизма $\hat{\omega}$, параметр A представляет собой безразмерную длину пространства взаимодействия системы, $F = F(\xi, \tau)$ —

медленно меняющаяся комплексная безразмерная амплитуда поля в сечении пучка ($E(z, t) = \text{Re} \{F(\xi, \tau) E_0 \exp[j(\hat{\omega}t + \beta_0 z)]\}$), $I = I(\xi, \tau)$ — медленно меняющаяся амплитуда сгруппированного тока пучка, $\xi = \beta_0(\hat{\omega})\varepsilon z$ — безразмерная продольная координата, $\tau = \hat{\omega}\varepsilon(t - z/v_0)(1 + v_0/|v_g|)^{-1}$ — безразмерное время в движущейся с продольной скоростью электронного пучка v_0 системе координат, ε — параметр взаимодействия, имеющий различный вид для различных систем со встречной (обратной) волной [1, 3].

Для описания динамики активной среды (электронного потока) в каждом из возможных устройств со встречной (обратной) волной используются свои уравнения. В данной работе рассматриваются некоторые из подобных систем, для которых ниже сформулированы соответствующие уравнения для сгруппированного ВЧ тока I .

1. Гирогенератор со встречной волной (гирос-ЛВВ):

$$\frac{d\beta}{d\xi} - j\mu(1 - |\beta|^2)\beta = AF, \quad I = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta d\theta_0, \quad (4)$$

$$\beta(\xi = 0) = \exp(j\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi],$$

где β — комплексный радиус траекторий электронов винтового пучка, $\mu = v/(2\varepsilon c)$ — параметр неизохронности, характеризующий меру инерционности системы, ε — параметр взаимодействия, который для гирос-ЛВВ имеет вид [29]:

$$\varepsilon = \sqrt{I_0 K / (4V_0) (1 + v_{\perp 0}^2 / v_{\parallel}^2)} \ll 1.$$

Здесь K — коэффициент взаимодействия электронного пучка со встречной электромагнитной волной, $v_{\perp 0}$ — начальная поперечная скорость электронов, I_0 и V_0 — постоянные составляющие тока и ускоряющего напряжения электронного пучка.

2. Лампа обратной волны О-типа (ЛОВО):

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = -A^2 \text{Re} [F \exp(j\theta)], \quad I = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-j\theta) d\theta_0, \quad (5)$$

$$\theta(\xi = 0) = \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi}(\xi = 0) = 0,$$

где θ — фаза электрона в поле волны, $A = 2\pi CN$ — параметр, имеющий смысл безразмерной длины пространства взаимодействия (увеличение параметра A может рассматриваться как рост тока электронного пучка), C — параметр усиления Пирса, N — электрическая длина лампы.

3. Среда с кубичной фазовой нелинейностью (ЛОВ с поперечным полем):

$$\frac{\partial I}{\partial \xi} + j|I|^2 I = -AF, \quad I(\xi = 0) = 0. \quad (6)$$

Это уравнение содержит единственную кубичную нелинейную функцию, описывающую в данном случае изменение фазы волны за счёт изменения продольной скорости электронов. Последняя уменьшается при передаче кинетической энергии продольного движения электронов встречной электромагнитной волне.

Простота электронно-волновой системы (2) и (6) с фазовой нелинейностью обусловлена тем, что все траектории электронов в ней можно считать идентичными в отличие от ЛОВ О-типа

и giro-ЛВВ, в которых имеет место инерционный механизм фазировки электронов. Именно идентичность всех траекторий электронов в пространстве взаимодействия позволяет достаточно просто описать динамику электронной волны.

Внешнее воздействие в системах со встречной (обратной) волной, если не оговаривается особо, подаётся на коллекторный конец системы со встречной волной:

$$F(\xi = 1) = F_{\text{ext}}(\tau), \tag{7}$$

и в простейшем случае представляет собой гармонический сигнал $F_{\text{ext}}(\tau) = F_0 \exp(j\Omega\tau)$, который характеризуется своей частотой Ω и амплитудой F_0 . Отметим, что частота Ω отсчитывается от частоты «холодного» синхронизма между электронной и электромагнитной волнами.

3. НЕАВТОНОМНАЯ ДИНАМИКА АКТИВНОЙ СРЕДЫ ВИНТОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУЧОК—ВСТРЕЧНАЯ ВОЛНА

3.1. Неавтономные режимы колебаний в giro-ЛВВ при воздействии внешнего гармонического сигнала

Обратимся к изучению синхронизации автоколебаний в giro-ЛВВ [30–34] путём численного интегрирования нелинейной нестационарной системы уравнений (2) и (4), описывающих взаимодействие винтового пучка со встречной электромагнитной волной. Рассмотрим влияние внешнего гармонического сигнала (7) на режимы стационарной генерации. Безразмерная длина системы полагалась равной $A = 3$, параметр неизохронности $\mu = 2$ (малая фазовая нелинейность, определяющая изменение фаз компонент ВЧ волны тока).

На рис. 1 представлено разбиение плоскости параметров (амплитуды F_0 и нормированной частоты Ω/ω_0 внешнего воздействия, где ω_0 — частота ВЧ генерации в стационарном автономном режиме) на области, соответствующие характерным режимам пространственно-временных колебаний в giro-ЛВВ при стационарной генерации.

При близости частоты внешнего воздействия Ω к собственной частоте ω_0 стационарной генерации автономной системы в генераторе имеет место режим синхронизации, когда частота выходного сигнала ω определяется частотой Ω внешнего воздействия, а амплитуда выходного поля после окончания переходного процесса устанавливается постоянной: $F(\xi = 0, \tau) = \text{const}$. Синхронизация колебаний наблюдается при сколь угодно малой амплитуде F_0 внешнего сигнала, а область синхронизации симметрично расширяется при отстройке частоты Ω от ω_0 с увеличением F_0 . При выходе из области синхронизации с изменением параметров внешнего сигнала, как видно из рис. 1, имеет место сложная картина перестройки колебательных режимов генератора.

При пересечении границы области синхронизации на карте режимов (см. рис. 1; [32]) система переходит в режим биений, который характеризуется тем, что амплитуда выходного сигнала генератора $|F(\xi = 0, \tau)|$ начинает зависеть от времени. При этом возникают режимы как периодической, так и хаотической модуляции. В последнем случае амплитуда ВЧ поля ведёт себя

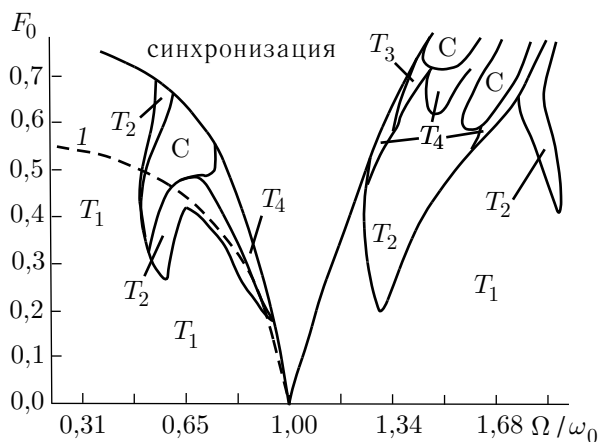


Рис. 1

нерегулярно, демонстрируя колебания со сплошным спектром. На карте режимов области периодической модуляции амплитуды выходного сигнала обозначены символами T_i , где индекс i соответствует периоду модуляции, области хаотической модуляции — символом С.

Из рис. 1 видно, что режимы периодической автомодуляции с единственной базовой частотой $f_A = 1/T_A$, где T_A — период модуляции, возникают при небольших амплитудах внешнего воздействия F_0 . С ростом F_0 при определённых частотах Ω внешнего воздействия наблюдается явление удвоения периода модуляции выходного поля (области T_2 и T_4 на карте режимов). При больших амплитудах внешнего воздействия на карте режимов наблюдается несколько областей хаотической автомодуляции. Переход к ним происходит из режимов периодической автомодуляции после одного или двух удвоений периода модуляции T_A . При больших F_0 переход к режимам хаотической модуляции выходного ВЧ поля происходит жёстким образом на границе области синхронизации (см. рис. 1).

Модуляция амплитуды поля гиро-ЛВВ, возникающая при выходе из области синхронизации, является более сложным явлением, чем биения, которые наблюдаются при выходе из режимов синхронизации конечномерных автоколебательных систем резонансного типа (см., например, [35, 36]). Это определяется, в первую очередь, следующим явлением. Область захвата частоты ВЧ сигнала, в которой имеет место равенство базовой характерной частоты генерации частоте внешнего управляющего сигнала, существенно больше, чем область синхронизации, под которой понимается режим стационарной генерации, отмеченный на карте режимов (рис. 1) как область синхронизации. При больших частотах внешнего воздействия граница области захвата частоты ВЧ генерации совпадает с границей области модуляции выходного сигнала (и, соответственно, области синхронизации), а со стороны меньших частот (слева на рис. 1) частота внешнего воздействия, при которой имеет место захват частоты, лежит существенно левее границы области стационарной генерации. Граница области захвата частоты при меньших частотах нанесена на рис. 1 штриховой линией (линия 1).

Будем называть колебательный режим, в котором ВЧ автоколебания в распределённой системе происходят на частоте внешнего управляющего сигнала, но при этом возможны низкочастотные модуляционные колебания амплитуды поля, режимом квазисинхронизации. В этом режиме генерация СВЧ излучения имеет место на частоте $\omega_0 \approx \Omega$, а амплитуда выходного поля $|F|$ может медленно меняться во времени с временным масштабом порядка T_A .

Для иллюстрации явления квазисинхронизации на рис. 2 представлены спектры мощности выходного излучения, полученные при одинаковой расстройке частот входного сигнала и автономной генерации $\Omega/\omega_0 = 0,6$ и увеличивающейся амплитуде внешнего поля. Частоты в спектрах мощности на рис. 2 нормированы на частоту Ω внешнего воздействия (вертикальная штриховая линия обозначает частоту Ω).

Спектр мощности на рис. 2а, построенный при $F_0 = 0,15$, соответствует режиму асинхронных колебаний с модуляцией амплитуды поля. Базовая частота ω_b в спектре отличается от частоты внешнего воздействия (штриховая линия в спектре), одновременно в спектре наблюдаются модуляционные спектральные компоненты на частотах $\omega_b \pm \omega_A$, $\omega_b \pm 2\omega_A$ и $\omega_b \pm 3\omega_A$. Появление высших гармоник частоты модуляции свидетельствует о сложной форме модуляционных колебаний ВЧ поля.

С ростом амплитуды внешнего поля наблюдается усложнение формы колебаний (см. карту режимов на рис. 1) — возникают режимы сложно-периодической и хаотической модуляции амплитуды выходного поля. На рис. 2б представлен спектр мощности ВЧ поля, построенный при большей амплитуде внешнего сигнала ($F_0 = 0,55$). Из рисунка следует, что спектр мощности выходного ВЧ поля гиро-ЛВВ сплошной (что соответствует режиму хаотической генерации), шумовой пьедестал в нём сильно изрезанный, на фоне пьедестала наблюдается чётко

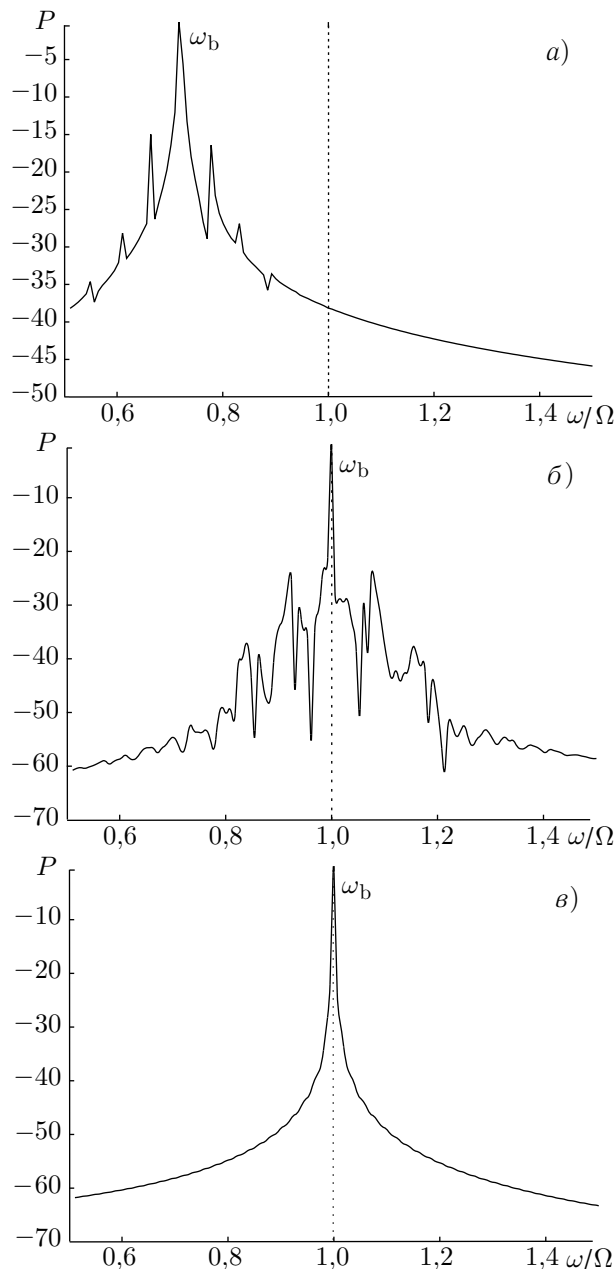


Рис. 2

выраженная базовая частота ω_b ВЧ генерации. Наиболее важно то, что базовая частота генерации равна частоте внешнего воздействия: $\Omega = \omega_b$. Спектр мощности, приведённый на рис. 2б, соответствует режиму квазисинхронизации автоколебаний в распределённой среде и является наглядной иллюстрацией характерного спектрального состава излучения системы в режиме захвата частоты генерации и низкочастотной модуляции амплитуды выходного сигнала. Спектр мощности на рис. 2в ($F_0 = 0,65$) соответствует режиму стационарной генерации на частоте внешнего воздействия — синхронизации колебаний. Из рисунка видно, что в спектре мощности наблюдается единственная спектральная компонента, соответствующая частоте внешнего воздействия ($\omega_b = \Omega$), т.е. в системе имеет место одночастотная генерация.

Таким образом, изменяя частоту внешнего сравнительно маломощного сигнала, возможно перестраивать частоту мощного выходного излучения системы в пределах ширины полосы квазисинхронизации.

Область квазисинхронизации исследуемой неавтономной системы соответствует области на карте режимов (см. рис. 1) между линией 1 и правой границей клюва синхронизации. Заметим, что линия 1 и граница области синхронизации не совпадают и при малых амплитудах внешнего воздействия F_0 , т.е. режим квазисинхронизации со сложным спектральным составом выходного излучения и с базовой частотой, равной частоте внешнего сигнала, наблюдается и при малых амплитудах внешнего воздействия. При выходе из области квазисинхронизации частота ВЧ генерации

при увеличении расстройки частот $|\Omega - \omega_0|$ стремится к частоте ω_0 автономной генерации.

Таким образом, можно говорить о расщеплении границы клюва синхронизации при воздействии внешнего гармонического сигнала на автоколебания в распределённой активной системе винтовой электронный пучок—встречная волна. Если под синхронизацией понимать установление колебаний на частоте управляющего воздействия Ω без дополнительных спектральных компонент в спектре мощности генерации (т.е. с не изменяющейся во времени амплитудой $|F|$), то граница области синхронизации соответствует области стационарной генерации на карте режимов (см. рис. 1). Другая ситуация складывается, если под синхронизацией понимать только захват базовой частоты ВЧ генерации в гиро-ЛВВ управляющим сигналом. Тогда область синхронизации занимает существенно большую область на плоскости управляющих параметров.

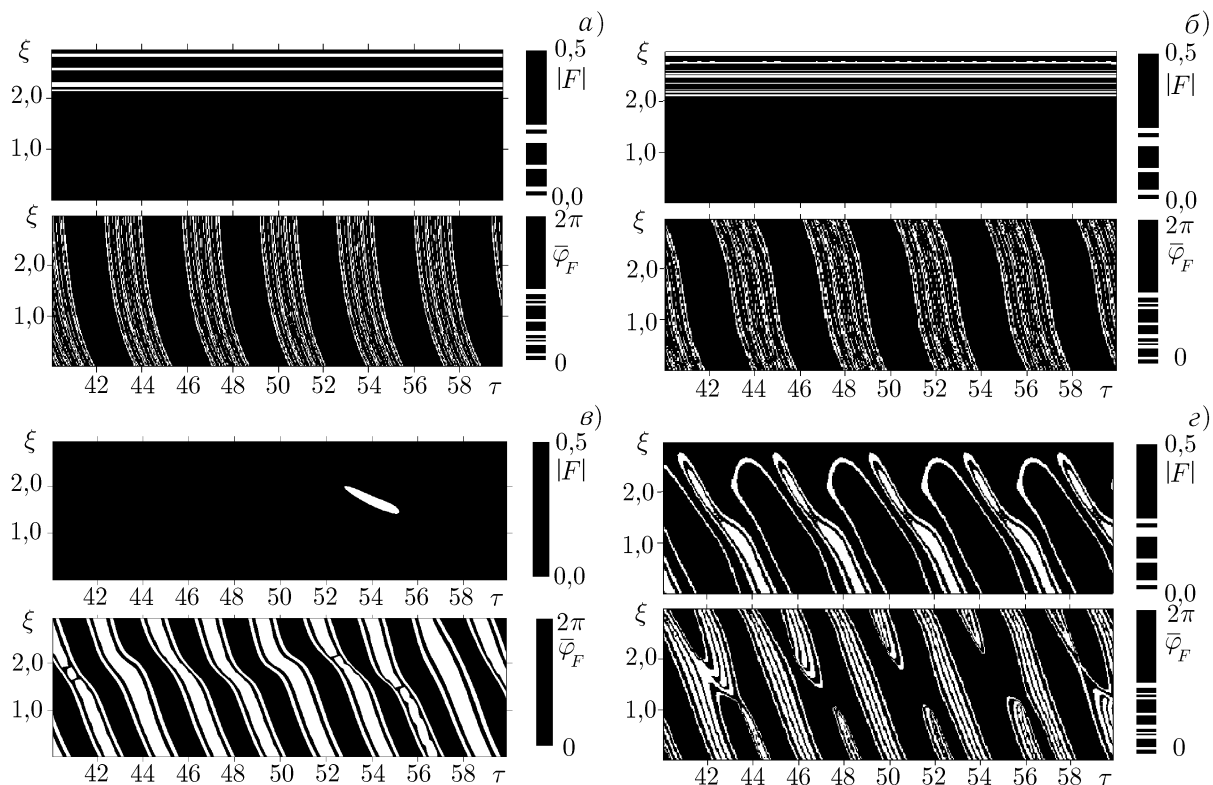


Рис. 3

3.2. Физические процессы в неавтономной gyro-ЛВВ

Рассмотрим физические процессы, сопровождающие перестройку режимов колебаний в gyro-ЛВВ под воздействием внешнего управляющего сигнала. Для этого необходимо, в первую очередь, следить за динамикой фазы поля в системе, т. к. именно она определяет частотные характеристики излучения. Так, частота ВЧ генерации определяется фазой $\varphi_F(\xi, \tau)$ поля и представляет собой поправку к частоте «холодного» синхронизма $\hat{\omega}$. Последняя может быть представлена в виде

$$\omega = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \varphi_F(0, \tau) / \tau. \quad (8)$$

В режимах одночастотной генерации функция

$$\bar{\varphi}_F(\xi, \tau) = \varphi_F(\xi, \tau) \bmod 2\pi \quad (9)$$

ведёт себя периодически с периодом $1/\omega$ (см. рис. 3а, на котором представлены проекции распределения поля $|F|$ и фазы поля $\bar{\varphi}_F$ на плоскость (ξ, τ) в режиме стационарной автономной генерации ($\mu = 2$). В режиме сложной динамики фазы $\bar{\varphi}_F(\tau)$ частота ω , находящаяся из соотношения (8), определяет характерную частоту ВЧ генерации. Квазисинхронизация колебаний, т. е. генерация высокочастотного излучения в гиролампе со встречной волной на частоте $\omega_0 = \Omega$, соответствует периодическим колебаниям фазы $\bar{\varphi}_F$ с частотой Ω . При этом амплитуда выходного ВЧ поля $|F|$ оказывается промодулированной НЧ колебаниями.

Рассмотрим поведение амплитуды и фазы поля F в gyro-ЛВВ в области синхронизации и вне её. На рис. 3б, в, г показаны пространственно-временные распределения амплитуды и фазы поля F , построенные в различных неавтономных режимах: рис. 3б соответствует $\Omega/\omega_0 = 1,14$;

$F_0 = 0,3$ (режим стационарной генерации, область синхронизации); рис. 3в — $\Omega/\omega_0 = 0,7$; $F_0 = 0,5$ (режим хаотической генерации, область квазисинхронизации); рис. 3г — $\Omega/\omega_0 = 0,8$; $F_0 = 0,3$ (режим периодической модуляции поля, отличный от режимов синхронизации и квазисинхронизации).

В режиме синхронизации колебания во всём пространстве взаимодействия происходят на частоте внешнего воздействия Ω . В режиме синхронизации на проекциях распределений амплитуды $|F(\xi, \tau)|$ и фазы $\bar{\varphi}_F(\xi, \tau)$ (рис. 3б) имеет место картина, идентичная наблюдаемой в случае автономных колебаний (см. рис. 3а), но на частоте $\omega = \Omega$. В режиме квазисинхронизации (рис. 3в) амплитуда поля ведёт себя во времени сложным нерегулярным образом, однако вид пространственно-временной динамики фазы поля аналогичен подобным распределениям в режиме синхронизации — почти периодическое изменение величины $\bar{\varphi}_F(\xi, \tau)$ с частотой внешнего воздействия.

В режимах, отличных от режимов квазисинхронизации или синхронизации (см. рис. 3г), как следует из анализа соответствующих пространственно-временных распределений, пространство взаимодействия можно условно разделить на две области. В первой, примыкающей к коллекторному концу системы $\xi = A$, колебания фазы $\bar{\varphi}_F$ происходят с частотой внешнего воздействия Ω . Далее в достаточно узкой области пространства взаимодействия происходит резкое изменение величины фазы поля $\bar{\varphi}_F$, которая практически скачком изменяется на π . В области вблизи выхода системы $\xi = 0$ колебания фазы имеют место на частоте ω , отличной от Ω . Таким образом, пространство взаимодействия неавтономной системы делится на две характерные области пространственно-временных колебаний — область, в которой характерная базовая частота колебаний ВЧ поля равна частоте управляющего сигнала, и область, в которой имеют место колебания с базовой частотой, отличной от частоты управляющего сигнала ($\omega_b \neq \Omega$). Эти две характерные области разделены узкой областью, в которой наблюдаются резкие скачкообразные изменения фазы поля $\bar{\varphi}_F$. С увеличением отстройки $\Omega - \Omega_s < 0$ от границы клова квазисинхронизации область пространства, в которой наблюдаются синхронные колебания, уменьшается.

Возникновение модуляции выходного поля неавтономной гиро-ЛВВ связано, во-первых, с запаздывающим характером обратной связи [37] и, во-вторых, с перегруппировкой электронов [3, 38–40], т. е. с амплитудной нелинейностью системы.

В режимах стационарной генерации характерные распределения амплитуды тока $|I(\xi)|$ и поля $|F(\xi)|$ вдоль пространства взаимодействия при стационарной генерации в автономном режиме имеют вид функций с одним максимумом. Это соответствует формированию в пространстве взаимодействия одного фазового сгустка. Падение величины тока $|I(\xi)|$ к концу пространства взаимодействия $\xi = A$ свидетельствует о разгруппировке фазового сгустка электронов. При малых амплитудах внешнего поля вид распределений тока и поля качественно не меняется — они сохраняют вид распределения с одним максимумом. При выходе из области синхронизации влияние внешнего поля сказывается в нарушении фазовых соотношений (соответствующих режиму стационарной генерации) между ВЧ током и полем. Как следствие этого, режим синхронизации со стационарными распределениями тока и поля вдоль системы теряет устойчивость. Это связано с возникновением дополнительной распределённой обратной связи: сгруппированный винтовой электронный пучок приходит к коллекторному концу системы $\xi = A$ со скоростью v_0 уже перегруппировавшись; возбуждаемое током сгруппированного пучка поле смещается со скоростью v_g к входу системы $\xi = 0$; сгруппированный в слабом поле пучок возбуждает теперь сильное поле, в котором пучок перегруппировывается. В результате вся картина повторяется с периодом T_A , который определяется как свойствами распределённой автоколебательной системы, так и характеристиками внешнего сигнала.

Введём длину синхронизации A_s (совпадающую с длиной области синхронных колебаний ВЧ

поля $\xi \in (A - A_s, A)$, на которой имеют место ВЧ колебания с базовой частотой, равной частоте внешнего воздействия Ω . Далее в области $\xi \sim A - A_s$ происходит разрушение режима синхронизации, которое связано с резкими скачками фазы поля и, как следствие, с изменением внутренней структуры пучка (фазовой перегруппировкой электронов-осцилляторов винтового пучка). Разрушение режима синхронизации на некоторой длине A_s определяется нарушением фазовых соотношений между волной тока и полем, приводящим к возникновению более сложной структуры пространственно-временных распределений поля. При фиксированных длине системы A и параметре неизохронности μ «паразитный» набег фазы поля, возникающий за счёт воздействия на систему управляющего сигнала с амплитудой F_0 и приводящий на длине A_s к разрушению режима колебаний на частоте внешнего воздействия, постоянен и не зависит от частоты внешнего воздействия. Обозначая «паразитный» набег фазы через $\Delta\varphi$, можно записать [32], что

$$\Delta\varphi = |\Omega - \omega_0| A_s / v_g. \quad (10)$$

С другой стороны, зависимость набег фазы $\Delta\varphi$ от амплитуды внешнего поля при малых F_0 может быть представлена как $\Delta\varphi = \bar{\chi} F_0$, где $\bar{\chi}$ — коэффициент, зависящий при фиксированной длине системы от параметра μ . Это связано с тем, что при небольшом увеличении амплитуды внешнего поля F_0 имеет место уменьшение фазовой разгруппировки и последующей перегруппировки электронов-осцилляторов винтового потока, приводящее к нарушению фазового соотношения $\Delta\varphi$ и, как следствие, сохранению режима синхронных колебаний на большей длине A_s .

Границе клюва синхронизации на плоскости (Ω, F_0) соответствует длина синхронизации, равная длине пространства взаимодействия: $A_s = A$, тогда из соотношения (10) следует

$$|\Omega_s - \omega_0| = (\chi v_g / A) F_0 = \mathcal{G}(A, \mu) F_0, \quad (11)$$

где частота Ω_s соответствует границе клюва синхронизации.

В рамках линейной теории в работе [31] была найдена зависимость коэффициента \mathcal{G} от параметров исследуемой модели. Соответствующее выражение имеет вид

$$\mathcal{G} = \frac{2}{A F_{\text{aut}}} \frac{1}{s(\Phi_0, A, \mu)} \frac{v_{\parallel} \varepsilon}{c} \left[\frac{\omega_c}{\omega} - \frac{v_{\parallel}}{v_p} \left(1 + \frac{v_p}{v_g} \right) \right]^{-1} \quad (12)$$

и справедливо при условии $F_0 \ll F_{\text{aut}}$, где F_{aut} — амплитуда выходного поля в автономном режиме. В формуле (12) введены следующие обозначения: $\Phi_0 = (b + \mu) \xi$ — относительный угол пролёта электронов-осцилляторов в пространстве взаимодействия, $b = (\omega + \beta_0 v_0 - \omega_c) / (k \varepsilon v_{\parallel})$ — параметр рассинхронизма, $k = \omega / c$, ω_c — электронная циклотронная частота,

$$s(\Phi_0, A, \mu) = \frac{\partial}{\partial \Phi_0} \arctg \left(\frac{A^2 \text{Im} \Psi(\Phi_0) + \mu A^3 \text{Im} \Theta(\Phi_0)}{1 + A^2 \text{Re} \Psi(\Phi_0) + \mu A^3 \text{Re} \Theta(\Phi_0)} \right),$$

функции $\Psi(\Phi_0)$ и $\Theta(\Phi_0)$ описывают линейную и квадратичную группировку соответственно [1, 41]. Как следует из численных результатов нестационарной теории (см. рис. 1), граница области синхронизации подчиняется соотношению (12) при амплитудах внешнего воздействия $F_0 \leq 0,3$. Зависимость $F_0(\Omega_s)$ является линейной и симметричной относительно частоты ω_0 автономной ВЧ генерации. Далее граница клюва синхронизации начинает отклоняться от линейной зависимости и теряет симметричность, что связано с нелинейностью функции $\varphi_0(F_0)$ при больших F_0 . Из соотношений (11) и (12) также следует, что ширина области синхронизации уменьшается с увеличением длины пространства взаимодействия A .

В заключение этого параграфа приведём некоторые оценки и сравним их с результатами экспериментальных исследований. Наиболее близкими к рассматриваемой здесь модели гиро-ЛВВ

являются эксперименты по синхронизации гирогенератора со встречной волной, изложенные в работе [21]. Пространство взаимодействия экспериментальной гиро-ЛВВ представляло отрезок регулярного круглого волновода с неизменным поперечным сечением. Слаборелятивистский винтовой электронный пучок формировался магнетронно-инжекторной пушкой. В лампе были предприняты специальные меры для предотвращения отражений электромагнитной волны от концов пространства взаимодействия. Эксперименты проводились при следующих параметрах лампы и пучка: ускоряющее напряжение $V_0 = 103$ кВ, ток пучка $I_0 = 5,8$ А, магнитное поле $14,52$ кГс, пич-фактор $v_{\perp}/v_{\parallel} = 0,9$, частота генерации $f_0 \sim 34$ ГГц. Винтовой электронный пучок взаимодействовал с волноводной модой TE_{11} . Внешний синхронизирующий сигнал вводился на коллекторном конце лампы. Таким образом, предположения, положенные в основу рассматриваемой в данной главе модели гиро-ЛВВ, полностью удовлетворяют экспериментальной макету, что делает корректным сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными исследованиями [21].

При воздействии внешнего сигнала с мощностью $P_0 = 2,7$ кВт на гиро-ЛВВ в режиме генерации с выходной мощностью $P_{\text{aut}} = 97,5$ кВт ($P_0/P_{\text{aut}} = 0,028$) наблюдалась синхронизация гиролампы с шириной полосы синхронизации более 100 МГц. Пересчёт безразмерных параметров исследуемой модели к размерным параметрам экспериментального макета показал, что при частоте автономной генерации $f_0 = 34$ ГГц теоретическая ширина полосы синхронизации равна $\Delta\omega = 1,07$, что в размерных величинах составляет порядка $\Delta f = 150$ МГц. Отсюда видно, что теоретические результаты хорошо подтверждаются экспериментальными данными.

3.3. Длительность установления режима синхронизации в гиро-ЛВВ

Остановимся теперь на важном с прикладной точки зрения вопросе о том, как быстро будет происходить процесс установления режима синхронизации (т. е. какова будет длительность переходного процесса) в активной среде винтовой пучок—встречная волна. Последнее очень важно при синхронизации систем, работающих в импульсном режиме, когда необходимо уменьшить длительность установления синхронного режима.

Рассмотрим вопрос о том, какое влияние оказывает начальная разность фаз ВЧ поля в режиме стационарной генерации и внешнего воздействия на время, за которое осуществляется синхронизация гиро-ЛВВ [42]. Предполагается, что внешнее воздействие вида $F_{\text{ext}}(\tau) = F_0 \exp[j(\Omega\tau + \varphi)]$ включается, когда в автономной гиро-ЛВВ завершается переходный процесс и устанавливается режим стационарной генерации. Начальная фаза внешнего сигнала φ меняется от 0 до 2π , тогда как момент времени, в который включается внешнее воздействие, остаётся фиксированным.

На рис. 4 показаны зависимости длительности D установления режима синхронизации от фазы φ , с которой подаётся внешний синхронизирующий сигнал, в различных сечениях ξ пространства взаимодействия лампы. Параметры исследуемой модели гиро-ЛВВ, при которых проводилось исследование, были выбраны следующими: $A = 3$; $\mu = 2$; $F_0/F_{\text{aut}} = 0,1$ и $\Omega/\omega_0 = 0,0154$.

Из рис. 4 следует, что длительность переходного процесса сильно зависит от начальной фазы входного сигнала и имеет чётко выраженные максимум и минимум, причём максимальная

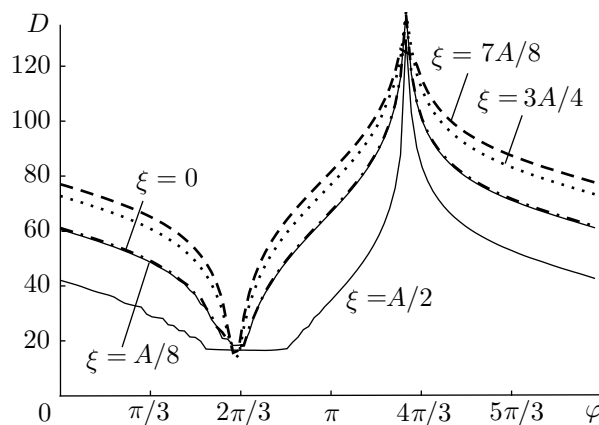


Рис. 4

и минимальная длительности установления режима синхронизации отличаются примерно на порядок. Минимальная длительность переходного процесса составляет величину $T_{\min} < 20$, которая соответствует всего $2 \div 3$ характерным временам τ_A запаздывания обратной связи распределённого генератора. Характерное время реакции системы на внешнее воздействие определяется длиной лампы A , групповой скоростью v_g распространения волны в волноведущей структуре и скоростью пучка v_0 . Внешнее поле распространяется навстречу пучку, модулируя винтовой электронный поток, который, в свою очередь, переносит эту информацию к входу (коллектору) со скоростью $v_{||}$, возбуждая в волноведущей системе встречную волну, поле которой складывается с внешним полем. В результате характерное время запаздывания обратной связи равно $\tau_A \approx A(1/v_g + 1/v_0)$, что в безразмерных переменных составляет величину $\tau_A \approx 6$. Последнее означает, что при оптимальной фазе внешнего поля происходит сверхбыстрая синхронизация распределённой автоколебательной системы со встречной волной, осуществляющей обратную связь. Максимальная длительность установления режима синхронизации составляет $T_{\max} > 20\tau_A$.

Сравнивая зависимости $D(\varphi)$ длительности переходного процесса, построенные для различных сечений пространства взаимодействия лампы (см. рис. 4), можно видеть, что в режиме сверхбыстрой синхронизации наблюдается практически одновременное установление синхронного режима во всём объёме активной среды. При начальных фазах φ внешнего поля, отличных от оптимальной, длительность переходного процесса различна в различных сечениях лампы. Наиболее короткий переходный процесс имеет место в середине пространства взаимодействия, при $\xi = A/2$.

Для качественного анализа явления сверхбыстрой синхронизации автоколебаний в активной распределённой среде можно использовать уравнение фазовой синхронизации, впервые сформулированное в работе Р. Адлера [43]:

$$d\Psi/d\tau + \omega_0 \kappa \sin \Psi - (\Omega - \omega_0) = 0, \quad (13)$$

где Ψ — сдвиг фаз между внешним полем и собственными колебаниями. В работе [31] уравнение синхронизации в форме (13) было получено применительно к гиро-ЛВВ. Коэффициент κ определяется как $\kappa = \mathcal{G}F_0/2$, где величина \mathcal{G} задаётся выражением (12). Заметим, что к уравнению синхронизации сводится анализ неавтономной динамики в самых различных системах. Например, это же уравнение описывает синхронизацию автоколебаний в генераторе Ван-дер-Поля [36] в предположении, что внешний сигнал изменяет только фазу колебаний, не изменяя их амплитуду. В последнем случае $\kappa = E/2$, где E — амплитуда внешнего воздействия [36, 44].

Длительность установления режима синхронизации в генераторе Ван-дер-Поля в зависимости от начальной фазы φ внешнего сигнала при задании параметров в области синхронизации, определяемая из уравнения (13) условием $|\omega_0 - \Omega| \leq \kappa$, имеет тот же вид. Таким образом, зависимость длительности переходного процесса от фазы φ внешнего сигнала как для простейшей неавтономной автоколебательной системы, так и для распределённого электронного генератора ведёт себя качественно одинаково [42].

Используя уравнение (13), несложно показать, что величина $\Delta\varphi$, определяющая разность фаз, соответствующих максимальному и минимальному времени установления переходного процесса, в зависимости от частоты внешнего воздействия в области синхронизации шириной $2\Delta\omega$ аналитически может быть записана в виде

$$\Delta\varphi = 2 \arcsin[(\omega_0 - \Omega)/\Delta\omega] + \pi. \quad (14)$$

Отсюда следует, что величина $\Delta\varphi$ определяется только частотной расстройкой $\omega_0 - \Omega$.

Зависимость $\Delta\varphi(\Omega)$ (14) для исследуемой распределённой автоколебательной системы была проанализирована при помощи численного моделирования. Для нахождения этой зависимости

рассчитывались длительности установления режима синхронизации $D(\varphi)$ для различных частот внешнего воздействия при приведённых выше прочих параметрах. Проведённый анализ показал [42], что оптимальные фазовые соотношения для достижения минимального времени установления синхронного режима в электронно-волновой автоколебательной среде с высокой степенью точности описывается уравнением (14), справедливым для различных неавтономных автоколебательных систем, которые могут быть сведены к уравнению синхронизации Адлера.

4. ОСОБЕННОСТИ ВЫНУЖДЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ О-ТИПА И ЛОВ С ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ

4.1. Влияние внешнего сигнала на автоколебания в активной среде электронный пучок—обратная электромагнитная волна (ЛОВО)

Согласно работе [45] система уравнений (2) и (4), описывающая взаимодействие винтового электронного пучка со встречной электромагнитной волной, при больших значениях параметра неизохронности $\mu \gg 1$ с точностью до коэффициентов приводится к уравнениям нелинейной нестационарной теории ЛОВ О-типа с малым коэффициентом усиления C , а при введении новых переменных $F' = -\sqrt[3]{\mu} F$, $\xi' = \sqrt[3]{\mu} \xi$, $\tau' = \sqrt[3]{\mu} \tau$ полностью переходит в уравнения (2) и (5) однопараметрической модели ЛОВО.

Исходя из нестационарной нелинейной модели (2) и (5), рассмотрим характерные особенности неавтономной динамики ЛОВО при наличии внешнего гармонического сигнала, подаваемого на вход лампы. На рис. 5а представлена карта режимов колебаний на плоскости управляющих параметров — нормированной частоты Ω/ω_0 и амплитуды F_0 внешнего сигнала, построенная при длине ЛОВ $A = 2,2$. При близости частоты Ω внешнего воздействия к частоте генерации ω_0 автономной системы ЛОВ демонстрирует режим синхронизации (отмечен на рис. 5а), в котором частота выходного сигнала ω определяется частотой Ω внешнего воздействия, а амплитуда $|F(\xi = 0, \tau)|$ после окончания переходного процесса устанавливается постоянной (стационарная генерация). Когда значения управляющих параметров соответствуют пересечению границы области синхронизации (сплошная линия на рис. 5а), имеет место переход системы в режим модуляции выходного сигнала. В этом случае амплитуда поля $|F|$ начинает периодически изменяться во времени.

При исследовании зависимости базовой частоты ω колебаний выходного поля от параметров внешнего сигнала было обнаружено, что область захвата частоты ω шире области стационарной генерации, которая отмечена на карте режимов как область синхронизации. Граница области захвата частоты нанесена на рис. 5а штриховой линией (кривая 1). При частотах внешнего воздействия, больших частоты автономной генерации ($\Omega/\omega_0 > 1$), область захвата частоты при малых амплитудах внешнего воздействия F_0 совпадает с границей области автомодуляции (и, соответственно, области синхронизации). Заметим, что линия 1 и граница области синхронизации в области меньших частот ($\Omega/\omega_0 < 1$) не совпадают и при малых амплитудах F_0 внешнего поля.

Режим колебаний неавтономной системы, соответствующий захвату частоты ω высокочастотной генерации, как и выше, назовём режимом квазисинхронизации. В этом режиме генерация ВЧ излучения имеет место на частоте $\omega \approx \Omega$, а амплитуда выходного поля $|F|$ может медленно меняться с характерным временным масштабом T_A . При выходе из области квазисинхронизации базовая частота генерации при увеличении отстройки частоты внешнего воздействия Ω от границы области квазисинхронизации Ω_s стремится к частоте автономной генерации.

В режиме асинхронных колебаний ЛОВО амплитуда выходного поля демонстрирует периодическую модуляцию. Модуляция амплитуды поля при малых F_0 возбуждается жёстко, т. е. на

границе клюва синхронизации амплитуда модуляционных колебаний выходного сигнала имеет конечное значение. При большой амплитуде управляющего сигнала модуляция возбуждается мягко, быстро достигая максимального значения. Далее при отстройке от границы клюва синхронизации амплитуда модуляционных колебаний медленно спадает. Частота модуляции ω_A при переходе через границу клюва синхронизации при малых F_0 возбуждается мягко, а при больших F_0 — жёстко.

Введём в каждой точке пространства взаимодействия частоту $\omega(\xi)$, определяемую в соответствии с формулой (8), в которую вместо фазы поля на выходе системы $\xi = 0$ будем подставлять величину $\varphi_F(\xi)$ в произвольной точке пространства взаимодействия ξ . Соответствующие расчёты зависимости $\omega = \omega(\xi)$ представлены на рис. 5б, который построен при $A = 2,2$; $F_0/F_{\text{aut}} = 0,3$. В режиме квазисинхронизации для частоты колебаний выполняется равенство $\omega(\xi) = \Omega$ во всём пространстве взаимодействия (см. рис. 5б) при этом амплитуда $|F|$ выходного сигнала медленно изменяется во времени.

В режимах, отличных от режима квазисинхронизации, пространственно-временная динамика вдоль лампы усложняется. В области, примыкающей к коллекторному концу системы $\xi = A$, происходят колебания на частоте внешнего воздействия, далее частота неавтономных колебаний быстро отстраивается от частоты Ω внешнего поля. Это подтверждает рис. 5б, на котором представлена зависимость базовой частоты ВЧ поля вдоль пространства взаимодействия в режимах неавтономной генерации, отличных от квазисинхронизации, при различных частотных расстройках $\omega_0 - \Omega$. Из рисунка видно, что пространство взаимодействия условно разделяется на две части. В первой, примыкающей к коллекторному концу системы $\xi = A$, колебания фазы φ_F происходят с частотой внешнего воздействия Ω . Далее в достаточно узкой области пространства взаимодействия происходит резкое изменение фазы поля φ_F , которая практически скачком изменяется на π . В области вблизи выхода системы $\xi = 0$ колебания фазы имеют место на частоте ω , отличной от Ω .

Анализ представленных на рис. 5б зависимостей $\omega(\xi)$ показывает, что с ростом расстройки длина синхронизации A_s уменьшается. Зависимость длины синхронизации A_s от расстройки частот автономных колебаний распределённой автоколебательной системы и внешнего сигнала показана на рис. 5в. При стремлении частоты Ω к частоте Ω_s , соответствующей границе клюва

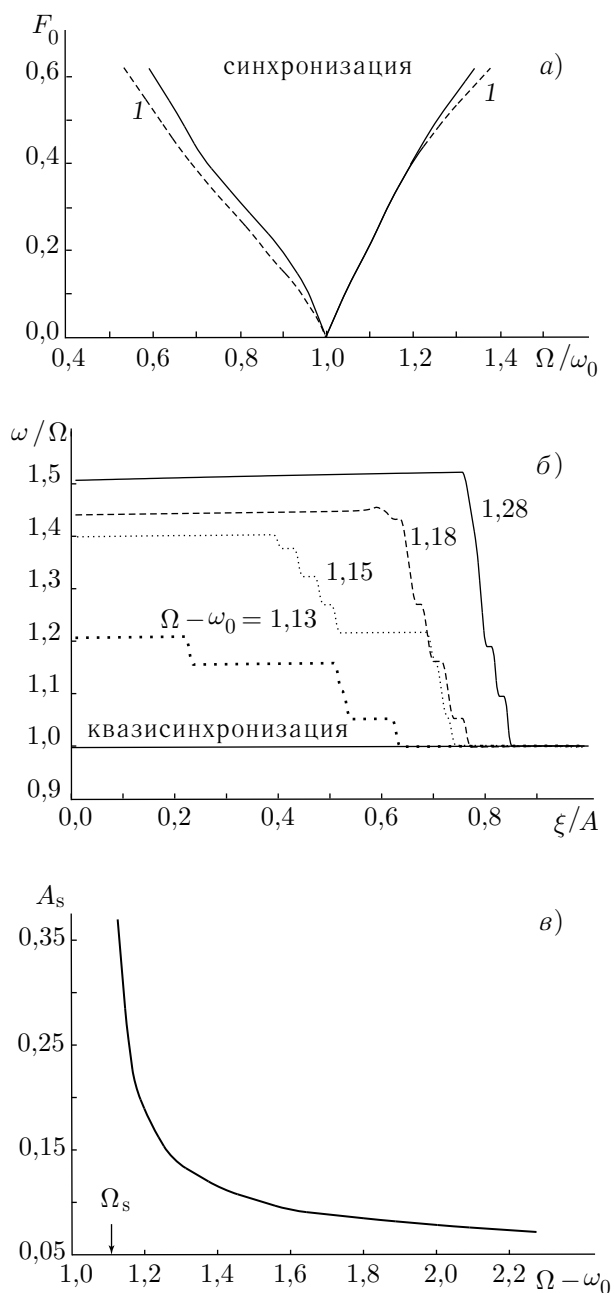


Рис. 5

синхронизации (отмечена на рис. 5б), длина синхронизации A_s стремится к длине A лампы. При больших расстройках $|\Omega - \omega_0|$ длина синхронизации A_s мала.

Резкие изменения частоты ω неавтономных автоколебаний (см. рис. 5б) определяются перегруппировкой электронного пучка, что соответствует достижению амплитудой первой гармоники сгруппированного тока $I(\xi)$ максимального значения на длине $\xi = A - A_s$ и далее уменьшению её значения в области $(A - A_s, A_s)$. Перегруппировка пучка приводит к скачкам фазы тока $I(\xi)$ и поля $F(\xi)$ в области $\xi \sim A - A_s$, влияние внешнего сигнала при выходе из области синхронизации проявляется в нарушении фазовых соотношений, соответствующих режиму стационарной генерации, между полем F и током I . В результате в системе на длине $A - A_s$ формируется дополнительная распределённая обратная связь и возникает модуляция ВЧ поля с периодом $T_A \sim 2(A - A_s)(1/v_0 + 1/v_g)$.

Отметим, что все результаты, полученные здесь в рамках одноволновой нестационарной модели (2) и (5), справедливы только при небольших амплитудах внешнего поля, вводимого на коллекторном конце системы, и малой расстройке частот внешнего гармонического сигнала и автономной генерации (именно такой случай рассматривается в работе). В противном случае для анализа неавтономной динамики ЛОВ необходимо воспользоваться более сложными моделями, например основанными на интегрировании уравнений Максвелла—Власова методом частиц [1, 46].

4.2. Синхронизация колебаний в системе с кубической фазовой нелинейностью (ЛОВ с поперечным полем)

Рассмотренные выше модели giro-ЛВВ и ЛОВО представляют собой системы, в которых преобладает «интегральный» механизм ограничения амплитуды колебаний, определяющийся нелинейностью, связанной с инерционной перегруппировкой электронов-осцилляторов (заметим, что в ЛОВО такой механизм является единственным). Другой возможный механизм ограничения амплитуды колебаний в системах типа электронный поток—встречная электромагнитная волна определяется нелинейным изменением фазы электронной волны из-за неизохронности электронов-осцилляторов, которое выражается в зависимости частоты колебаний от энергии осциллятора. Подобный механизм имеет место и в giro-ЛВВ, где он, однако, существенен только при малых значениях параметра неизохронности.

Для полноты анализа явления синхронизации в активных электронно-волновых средах со встречной волной рассмотрим систему со взаимодействующими встречными электромагнитной и электронной волнами с фазовой нелинейностью с учётом силовой группировки электронов.

Простейшей моделью системы с фазовой нелинейностью является электронно-волновая система с кубической фазовой нелинейностью [3, 47, 48]. В СВЧ электронике подобная модель соответствует такому прибору, как ЛОВ с поперечным полем (ЛОВПП) [48]. Для подобной системы нелинейное ограничение амплитуд волн связано с нелинейным смещением фазы электронной волны. В работе [3] отмечается, что ЛОВПП является простейшей известной нелинейной моделью системы взаимодействующих волн, в которой обнаружены сложные автоколебательные режимы. Это делает анализ явления синхронизации в ЛОВПП весьма важным с теоретической точки зрения для выяснения общих закономерностей неавтономной динамики распределённых активных сред со встречной волной. Автономная нелинейная динамика ЛОВПП, описываемая уравнениями (2) и (6), изучена в работах [3, 49, 50].

Рассмотрим воздействие внешнего гармонического сигнала на автоколебания в ЛОВ с поперечным полем при $A = 1,7$ (режим автономной стационарной генерации) [51]. Остановимся подробно только на основных особенностях неавтономной динамики ЛОВПП, отличающих её от рассмотренных выше электронно-волновых систем со встречной волной.

На рис. 6 представлена карта режимов на плоскости параметров — нормированных амплитуды F_0/F_{aut} и частоты Ω/ω_0 внешнего сигнала, на которой нанесены границы основных режимов неавтономных колебаний в ЛОВ с поперечным полем (здесь F_{aut} — амплитуда стационарной генерации в автономном режиме). Штриховая линия 1 на рис. 6 соответствует границе области захвата базовой частоты генерации внешним полем (режим квазисинхронизации), сплошная линия 2 — граница области стационарной генерации на частоте внешнего поля (режим синхронизации).

Из анализа карты режимов можно сделать следующие выводы.

Во-первых, форма границы области синхронизации для системы с фазовой нелинейностью имеет существенно более сложный вид, чем для систем, в которых преобладает механизм инерционной фазировки электронов. Из сравнения рис. 6 с рис. 1 и 5а, соответствующими воздействию гармонического сигнала на gyro-ЛВВ и ЛОВО, находящиеся в стационарных режимах генерации ВЧ излучения, следует, что с ростом амплитуды F_0 внешнего воздействия область синхронизации ЛОВ с поперечным полем теряет симметричность, свойственную области синхронизации gyro-ЛВВ и ЛОВО. Так, со стороны больших частот относительно частоты ω_0 автономной генерации наблюдается насыщение расширения области квазисинхронизации с увеличением амплитуды F_0 внешнего воздействия.

Во-вторых, в отличие от gyro-ЛВВ и ЛОВО явление квазисинхронизации колебаний возникает только при значительной мощности внешнего воздействия $|F_0|^2/|F_{\text{aut}}|^2 > 0,01 \div 0,02$, т. е. имеет пороговый по амплитуде внешнего сигнала характер. Напомним, что в системах с инерционной группировкой электронов явление квазисинхронизации наблюдалось и при малых амплитудах внешнего синхронизирующего воздействия.

Область, в которой имеет место захват базовой частоты колебаний при одновременной низкочастотной модуляции амплитуды выходного сигнала (т. е. область, заключённая между сплошной и штриховой линиями на рис. 6), имеет форму, существенно отличающуюся от соответствующих областей на карте неавтономных режимов колебаний ЛОВО и gyro-ЛВВ. Так, новым эффектом является возникновение в диапазоне частот $\Omega - \omega_0 < 0$ быстро расширяющейся области захвата частоты ВЧ генерации, в которой наблюдается модуляция амплитуды поля и сгруппированного тока (см. рис. 6).

Особенности возникающих режимов синхронизации автоколебаний в системе с фазовой нелинейностью отражаются и на сценариях разрушения режимов квазисинхронизации и синхронизации и перехода распределённой автоколебательной системы в асинхронный режим. На рис. 7 показаны характеристики (частота f_A и период T_A модуляционных колебаний амплитуды выходного поля) асинхронных режимов генерации, возникающих при выходе за границу области синхронизации на низкочастотной и высокочастотной границе клова синхронизации соответственно, построенные при амплитуде внешнего воздействия $F_0/F_{\text{aut}} = 0,1$. Из рисунка следует, что сценарий разрушения режима синхронизации на указанных границах области синхронизации принципиально различен. Так, на низкочастотной границе области синхронизации (рис. 7а) частота модуляции f_A амплитуды выходного поля равна нулю (соответственно, период T_A на грани-

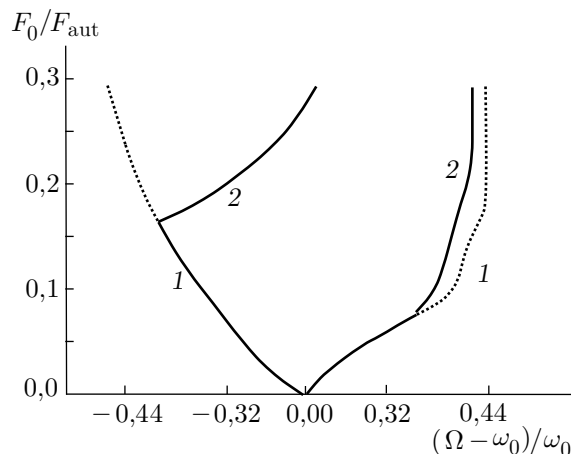


Рис. 6

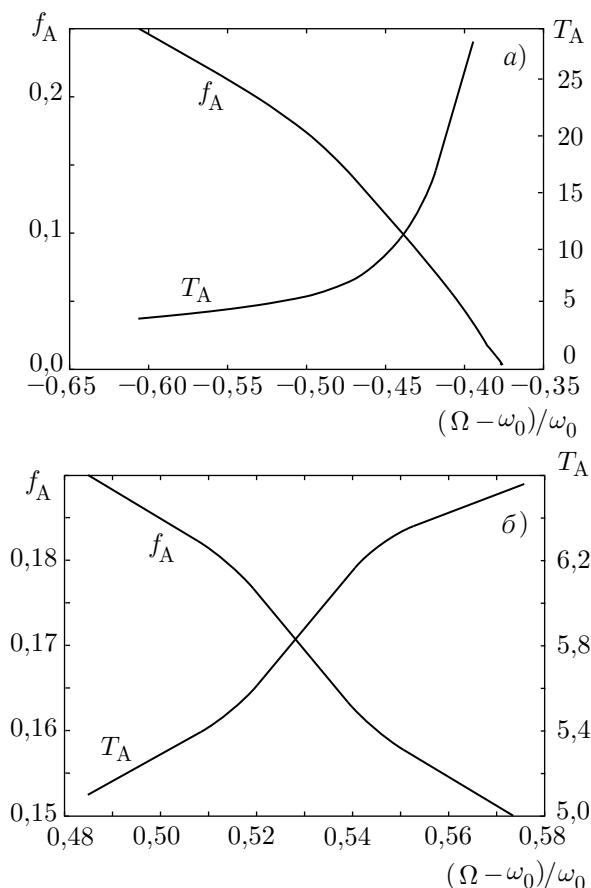


Рис. 7

це клова синхронизации стремится к бесконечности). С отстройкой частоты от границы области синхронизации в сторону меньших частот величина f_A растёт, а период модуляции соответственно падает. Противоположная картина наблюдается на высокочастотной границе области синхронизации (рис. 7б). Частота и период модуляции поля на границе клова синхронизации имеют конечное значение. При этом с отстройкой частоты внешнего поля частота модуляции f_A уменьшается, а период модуляции T_A — растёт. Таким образом, при разрушении синхронных колебаний на высокочастотной границе области синхронизации период и частота модуляции амплитуды поля ведут себя подобно соответствующим характеристикам ЛОВО, а на низкочастотной границе — подобно гиро-ЛВВ.

Заметим также, что в отличие от гиро-ЛВВ в ЛОВО и ЛОВПП при выходе из режима синхронизации не наблюдается усложнения периодических модуляционных колебаний (биений) амплитуды ВЧ поля с ростом амплитуды внешнего воздействия. Последнее определяется тем, что в ЛОВО и ЛОВПП не имеет места конкуренция между несколькими элементарными механизмами

нелинейности, которая приводит в гиро-ЛВВ к существенному усложнению неавтономных автоколебаний в асинхронном режиме генерации.

5. СИНХРОНИЗАЦИЯ ГИРО-ЛВВ РАСПРЕДЕЛЁННЫМ ВНЕШНИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ С ПОМОЩЬЮ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ

Среди наиболее важных особенностей явления синхронизации в распределённых электронно-волновых системах со встречной (обратной) волной, которые были выявлены и описаны выше, следует отметить возникновение режимов квазисинхронизации, связанных с усложнением спектрального состава выходного сигнала синхронизируемого СВЧ генератора [30–32], и усложнение пространственной динамики неавтономной распределённой системы [31, 32], которое заключается в формировании двух характерных областей пространства взаимодействия с различной частотой колебаний поля. Проведённый анализ показывает, что одним из способов расширения полосы синхронизации гиро-ЛВВ может стать поддержание режима синхронизации колебаний в распределённой активной среде винтовой электронный пучок—встречная волна путём воздействия управляющего сигнала вдоль всей длины системы (распределённое внешнее воздействие). Подобное распределённое воздействие можно реализовать за счёт применения распределённого ввода сигнала с помощью связанных волноведущих систем (СВС).

Гиро-ЛВВ со связанной волноведущей системой (гиро-ЛВВ СВС) была подробно изучена в ра-

ботах [52, 53], в которых были получены рабочие уравнения, описывающие процессы в подобной системе. Уравнения, описывающие динамику неавтономной gyro-ЛВВ СВС, включают в себя уравнения возбуждения каждой из волноведущих систем и уравнение движения электронов-осцилляторов винтового пучка и записываются [52, 53] как

$$\frac{\partial F_1}{\partial \tau} - \frac{\partial F_1}{\partial \xi} - j\alpha F_2 = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \beta d\theta_0, \quad \frac{\partial F_2}{\partial \tau} - \frac{\partial F_2}{\partial \xi} - j\alpha F_1 = 0, \quad (15)$$

$$d\beta/d\xi - j\mu(1 - |\beta|^2)\beta = F_1, \quad (16)$$

$$F_1(\xi = A) = 0, \quad F_2(\xi = A) = F_{\text{ext}}, \quad \beta(\xi = 0) = \exp(j\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad (17)$$

где предполагается, что винтовой пучок пропускается через первую из волноведущих систем. Начальные условия (17) определяют, что внешний гармонический сигнал $F_{\text{ext}} = F_0 \exp(j\Omega\tau)$ подаётся на вход $\xi = A$ второй из связанных волноведущих систем. В уравнениях (15)–(17) F_1 , F_2 — величины, пропорциональные амплитудам ВЧ полей в каждой из СВС, α — коэффициент связи волноведущих систем [52, 53].

Будем рассматривать синхронизацию gyro-ЛВВ распределённым воздействием при тех же значениях управляющих параметров, что и выше при исследовании синхронизации gyro-ЛВВ сигналом, вводимым на коллекторном конце лампы (сосредоточенное воздействие), а именно $\mu = 2$ и $A = 3$.

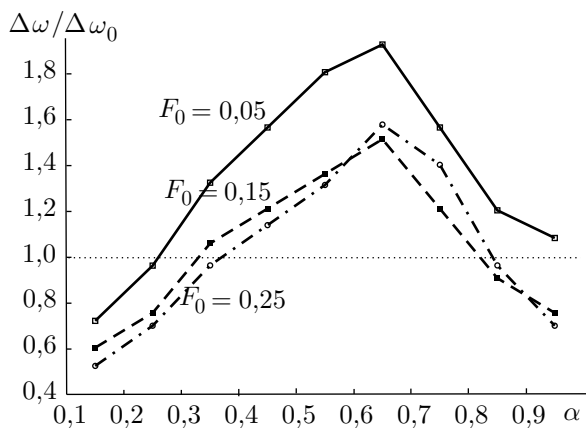


Рис. 8

На рис. 8 показаны зависимости нормированной ширины полосы синхронизации $\Delta\omega/\Delta\omega_0$ gyro-ЛВВ с распределённым вводом управляющего сигнала от коэффициента связи α между волноведущими системами, построенные для различных амплитуд внешнего воздействия F_0 . Нормировка ширины полосы синхронизации $\Delta\omega$ осуществлялась на ширину полосы квазисинхронизации $\Delta\omega_0$ при воздействии на gyro-ЛВВ сигналом, подаваемым на коллекторный конец лампы и имеющим такую же амплитуду F_0 (см. рис. 1, а также работы [30–32]). Напомним, что в режимах квазисинхронизации неавтономный gyroгенератор демонстрирует сложный спектральный состав выходного излучения, однако базовая

(несущая) частота генерации равна частоте внешнего воздействия. Многочастотность излучения является существенным недостатком, т. к. часто важно получить генерацию одночастотного излучения.

Как показал анализ синхронизации gyro-ЛВВ внешним распределённым воздействием, явление квазисинхронизации не наблюдается: в режимах захвата частоты автоколебаний в распределённой активной среде при распределённом воздействии всегда имеет место генерация на частоте внешнего воздействия.

Из рис. 8 следует, что при распределённом воздействии внешнего сигнала на gyro-ЛВВ ширина полосы синхронизации $\Delta\omega$ существенно расширяется в некотором диапазоне значений коэффициента связи α связанных волноведущих структур, через которые внешний сигнал воздействует на активную среду. При малых амплитудах внешнего воздействия расширение полосы синхронизации ($\Delta\omega > \Delta\omega_0$) имеет место в диапазоне коэффициентов связи $\alpha \in (0,25; 1,1)$. С ростом

амплитуды внешнего сигнала интервал параметров α , в котором наблюдается увеличение ширины полосы синхронизации, уменьшается: $\alpha \in (0,35; 0,8)$. Одновременно с ростом F_0 наблюдается уменьшение нормированной ширины полосы $\Delta\omega/\Delta\omega_0$.

Расширение полосы синхронизации в случае распределённого ввода энергии внешнего сигнала определяется особенностями физических процессов в неавтономной giro-ЛВВ. При сосредоточенном воздействии синхронизирующего сигнала на коллекторном конце лампы внешнее поле влияет на уже хорошо сгруппированный электронный пучок. При распределённом вводе внешнего поля воздействие оказывается на пучок на всей длине системы. Поэтому существует возможность эффективной модуляции винтового пучка на частоте внешнего сигнала вблизи пушечного конца лампы, где пучок ещё слабо сгруппирован. Благодаря этому к выходу лампы наблюдается более интенсивный рост гармоник сгруппированного тока, частота которой равна частоте Ω внешнего поля, чем в случае сосредоточенного воздействия управляющего сигнала такой же мощности в начале пространства взаимодействия $\xi = A$. В результате при распределённом воздействии длина синхронизации A_s растёт и оказывается равной длине пространства взаимодействия A в частотном диапазоне $\Delta\omega$, большем, чем ширина полосы синхронизации $\Delta\omega_0$ в случае сосредоточенного ввода сигнала.

Таким образом, ширина полосы синхронизации при использовании распределённого ввода внешнего сигнала при оптимальных коэффициентах связи между волноводными системами существенно возрастает.

Исследуем, с чем связана такая зависимость ширины полосы синхронизации $\Delta\omega$ от коэффициента связи α . Оптимальный коэффициент связи α определяется особенностями перераспределения мощности ВЧ поля, подаваемой на вход одной из СВС, между волноведущими системами.

Рассмотрим пространственные распределения амплитуд полей F_1 и F_2 вдоль «холодных» (без электронного пучка) СВС при различных коэффициентах связи α (рис. 9). Внешнее поле амплитуды F_0 с частотой, равной частоте автономной генерации giro-ЛВВ, подаётся на вход второй из волноведущих систем: $F_1(\xi = A) = 0$, $F_2(\xi = A) = F_0$. Из рис. 9 следует, что в случае малых α (при $\alpha = 0,3$) на длине лампы в первую волноведущую структуру ответвляется незначительная часть мощности ВЧ поля, и, соответственно, на активную среду винтовой пучок—встречная волна оказывает воздействие незначительная часть мощности внешнего поля. Таким образом, при малых коэффициентах связи при синхронизации giro-ЛВВ эффективная амплитуда поля, воздействующего на электронный пучок, уменьшается за счёт неполной перекачки мощности ВЧ поля в пространство взаимодействия с электронным пучком. В результате относительная ширина полосы синхронизации $\Delta\omega/\Delta\omega_0$ уменьшается.

При $\alpha \sim 0,4 \div 0,7$ наблюдается полное ответвление мощности из одной волноведущей структуры в другую (см. рис. 9, построенный при $\alpha = 0,5$). Практически вся мощность, поданная на вход второй волноведущей структуры, ответвилась в первую структуру, и амплитуды полей на выходе каждой из СВС следующие: $F_1(\xi = 0) \approx F_0$, $F_2(\xi = 0) \approx 0$. В этом случае ширина полосы синхронизации максимальна: на винтовой пучок воздействует вся мощность внешнего сигнала на всей длине пространства взаимодействия.

При больших коэффициентах связи $\alpha > 0,6$ имеет место обратная перекачка мощности ВЧ поля из первой волноведущей структуры во вторую. Из рис. 9 видно, что при $\alpha = 0,8$ практически полная перекачка мощности ВЧ поля в первую волноведущую структуру произошла на длине $\xi \approx 2A/3$, а далее начинается обратный процесс. Последнее эквивалентно тому, что эффективная длина, на которой внешнее поле воздействует на электронный пучок в пространстве взаимодействия, уменьшается, что приводит к уменьшению ширины полосы частот синхронизации. При значительных коэффициентах связи $\alpha > 0,9 \div 1,1$, когда длина, на которой происходит перекачка мощности ВЧ поля из одной волноведущей структуры в другую, составляет малую

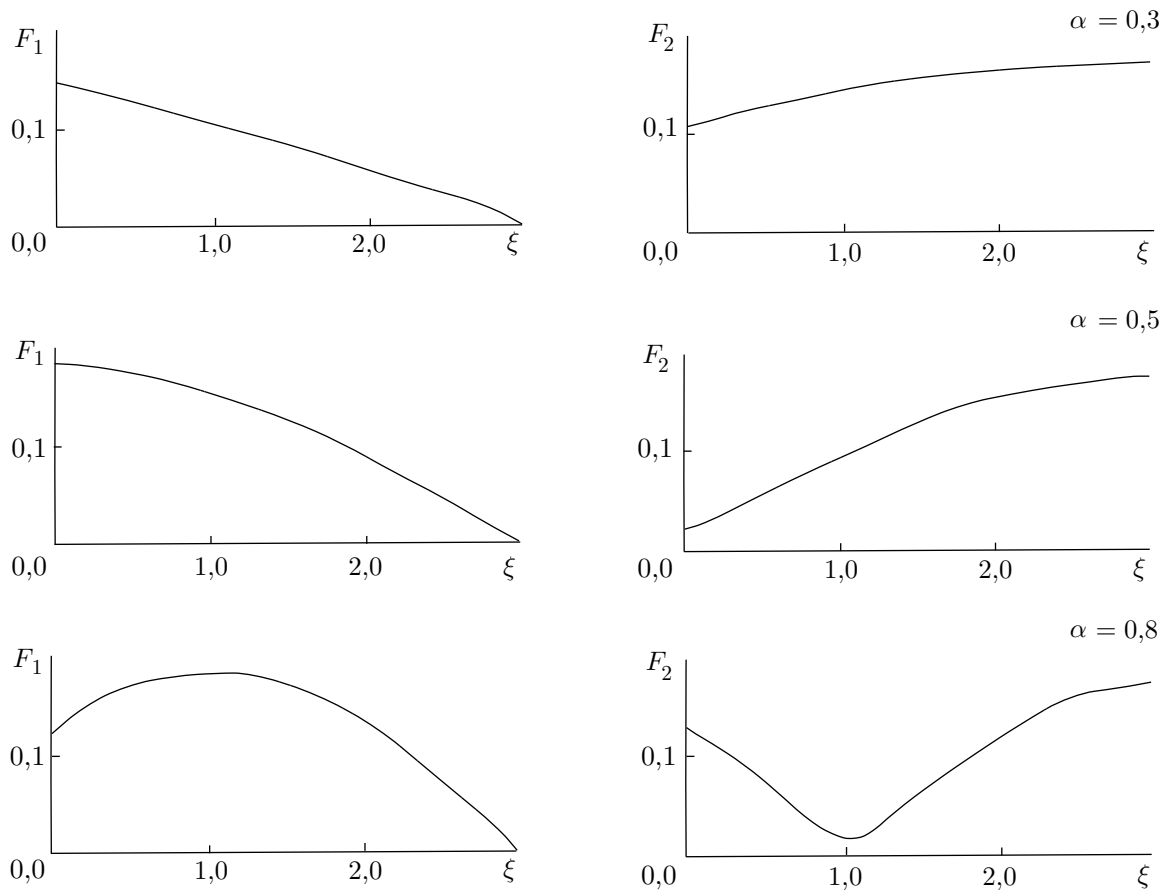


Рис. 9

часть пространства взаимодействия, ширина полосы синхронизации резко сокращается, становясь меньше ширины полосы синхронизации $\Delta\omega_0$ в случае сосредоточенного ввода внешнего сигнала.

6. ХАОТИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ГИРО-ЛВВ

6.1. Воздействие внешнего хаотического сигнала на хаотические колебания в гиро-ЛВВ

Рассмотрим задачу хаотической синхронизации гирогенератора со встречной волной, находящегося в автономном режиме хаотической генерации, внешним хаотическим сигналом, порождаемым простой конечномерной динамической системой. Будем исследовать случай распределённого внешнего воздействия хаотического сигнала с помощью связанных волноведущих систем. Рассмотрим гиро-ЛВВ СВС с длиной пространства взаимодействия $A = 3,5$ и параметром неизохронности $\mu = 10$. При этих значениях управляющих параметров гиро-ЛВВ СВС демонстрирует развитые хаотические колебания. На рис. 10а представлены спектр мощности, фазовый портрет и временная реализация автомодуляционных колебаний амплитуды выходного сигнала автономной лампы. В системе в этом режиме наблюдаются развитые хаотические колебания амплитуды выходного поля с высоким шумовым пьедесталом и чётко выраженной базовой частотой в спектре мощности: фазовый портрет колебаний однороден и бесструктурен.

В качестве внешнего хаотического воздействия F_{ext} будем рассматривать сигнал, порождаемый системой Рёсслера [54]

$$\dot{x} = -(y + z), \quad \dot{y} = x + ey, \quad \dot{z} = w - mz + xz \quad (18)$$

при параметрах $e = w = 0,2$ и $m = 4,6$, которые соответствуют режиму ленточного хаоса. Внешний сигнал формируется как

$$F_{\text{ext}}(\tau) = F_0 [1 + Mx(\tau)] \exp(j\Omega\tau), \quad (19)$$

где M — глубина модуляции, $x(\tau)$ — хаотический сигнал, порождаемый системой (18), F_0 и Ω — амплитуда и частота несущего гармонического сигнала соответственно. Сигнал (19) подаётся на вход волноведущей структуры без винтового пучка (см. условие (17)) и воздействует на винтовой электронный пучок вдоль всей длины пространства взаимодействия по мере распространения сигнала вдоль системы.

Коэффициент связи α между волноведущими структурами был выбран таким, чтобы в режиме стационарной генерации обеспечить максимальную ширину полосы синхронизации генератора. Как было показано выше, последнее происходит при полной перекачке мощности входного внешнего поля из линии передачи без пучка, в которую оно подаётся, в линию передачи с пучком на всей длине пространства взаимодействия. При данной длине системы $A = 3,5$ это имеет место при $\alpha \approx 0,6$. Частота несущего сигнала Ω была выбрана близкой к базовой частоте в спектре хаотической генерации автономной гиролампы со встречной волной при $\mu = 10$. На рис. 10б показаны характеристики входного хаотического сигнала $x(\tau)$ системы Рёсслера.

Рассмотрим эволюцию характеристик автоколебаний в гирогенераторе при амплитуде несущего сигнала $F_0 = 0,2$ и росте амплитуды M хаотического сигнала. При малых M наблюдается усложнение спектра мощности автоколебаний в активной распределённой среде винтовой электронный пучок—встречная электромагнитная волна: в спектре мощности поднимается шумовой пьедестал, фазовый портрет хаотических колебаний становится однородным и не содержит никакой структуры. Амплитуда выходного поля ведёт себя существенно более сложно во времени, чем в режиме автономной динамики. С ростом амплитуды M хаотической модуляции вид неавтономных хаотических колебаний упрощается: в спектре мощности начинают отчётливо выделяться спектральные компоненты, соответствующие спектральным компонентам внешнего хаотического сигнала. При $M \sim 0,15 \div 0,25$ имеет место понижение шумового пьедестала в спектре колебаний амплитуды выходного поля, на фоне пьедестала чётко выделяются частоты, соответствующие базовой частоте f_0 сигнала, генерируемого системой Рёсслера, и её гармоник $2f_0, 3f_0, \dots$ (см. рис. 10б), упрощается фазовый портрет, на котором проявляется структура, связанная с оборотом фазовой траектории с характерным временным масштабом $1/f_0$ колебаний внешнего хаотического сигнала.

При $M \sim 0,3$ характеристики колебаний снова несколько усложняются, однако при $M \gtrsim 0,33$ вид колебаний на выходе лампы становится близким к виду входного хаотического сигнала (см. рис. 10в, на котором показаны характеристики колебаний амплитуды выходного поля, построенные при $M = 0,35$). Это касается как вида спектра мощности генерируемого сигнала, в том числе и формы шумового пьедестала, так и качественного вида фазового портрета. Как и в случае фазового портрета входного сигнала (аттрактора Рёсслера), фазовый портрет неавтономных колебаний амплитуды выходного поля представляет собой широкую ленту в фазовом пространстве. Вместе с тем аттрактор достаточно сильно искажён по сравнению с исходным входным сигналом благодаря нелинейным эффектам, приводящим к сложному преобразованию сигнала вдоль активной электронно-волновой среды.

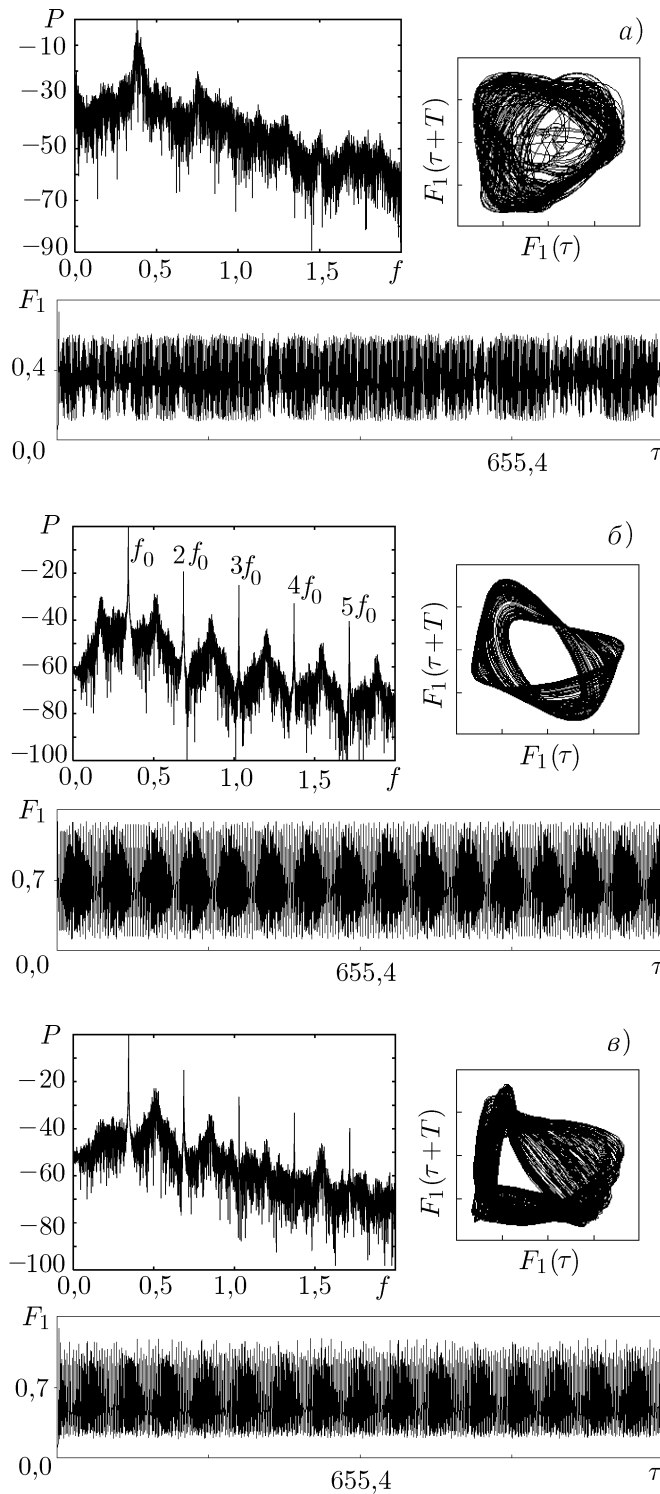


Рис. 10

6.2. Фазовая синхронизация хаотических колебаний giro-ЛВВ

Рассмотрим количественно явление хаотической синхронизации модуляционных колебаний амплитуды выходного поля giro-ЛВВ СВС, воспользовавшись понятием фазовой хаотической

синхронизации, которое является традиционным при рассмотрении явления синхронизации хаотических колебаний [55–59].

Определим характерный временной масштаб хаотических колебаний выходного поля, для чего в фазовом пространстве колебаний амплитуды выходного поля $F_1(\xi = 0, \tau)$ введём плоскость, перпендикулярную ленте хаотического аттрактора, и будем анализировать время τ , требующееся системе, чтобы вернуться в эту плоскость (фактически, рассматриваем время между посещениями изображающей точки в фазовом пространстве сечения Пуанкаре). Это время каждый раз разное, поэтому для оценки характерного временного масштаба необходимо усреднить время τ по временной реализации:

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \tau_j, \quad (20)$$

где j — номер оборота фазовой траектории. Тогда с учётом оценки характерного временного масштаба (20) можно ввести характерную базовую частоту $\bar{\omega}$ хаотических колебаний амплитуды выходного поля как

$$\bar{\omega} = 2\pi / \langle \tau \rangle. \quad (21)$$

Для автоколебаний $x(t)$ системы Рёсслера базовая частота $\bar{\omega}_R$ вводится различными способами [56, 60, 61], однако, как показано в работе [60], она соответствует основному пику $\bar{\omega}_R = 2\pi f_0$ в спектре мощности (см. рис. 10б).

На рис. 11 показана разность базовых частот $\Delta\omega = |\bar{\omega} - \bar{\omega}_R|$ автоколебаний на выходе гиро-ЛВВ и входного хаотического сигнала, порождаемого системой Рёсслера, в зависимости от глубины хаотической модуляции M . Зависимости $\Delta\omega(M)$ построены при различных амплитудах F_0 несущего сигнала. Из рисунка следует, что с ростом амплитуды M хаотической модуляции (т. е. с ростом амплитуды воздействия на распределённую автоколебательную систему) имеет место приближение характерной базовой частоты $\bar{\omega}$ хаотических автоколебаний амплитуды ВЧ поля в гиро-ЛВВ к характерной частоте внешнего хаотического сигнала. При некотором значении глубины модуляции M_s возникает режим фазовой синхронизации хаотических колебаний, который характеризуется условием $\Delta\omega = |\bar{\omega} - \bar{\omega}_R| \approx 0$.

Величина M_s тем меньше, чем больше амплитуда F_0 несущего сигнала (см. рис. 11). При малой амплитуде несущего сигнала фазовая синхронизация возникает только при значительных амплитудах модуляции входного сигнала, распределённым образом воздействующего на систему. С ростом F_0 пороговое значение M_s снижается. При $F_0 > 0,2$ режим фазовой синхронизации возникает при малых $M \sim 0,15 \div 0,2$, который далее с ростом M разрушается ($\Delta\omega \neq 0$, но $\Delta\omega < 0,05$). Дальнейшее увеличение глубины модуляции M снова приводит к установлению режима фазовой синхронизации хаотических автоколебаний в винтовом электронном пучке. Таким образом, результаты, полученные при анализе фазовой хаотической синхронизации, находятся в хорошем соответствии с проведённым выше качественным анализом динамических характеристик неавтономных колебаний в гиро-ЛВВ СВС.

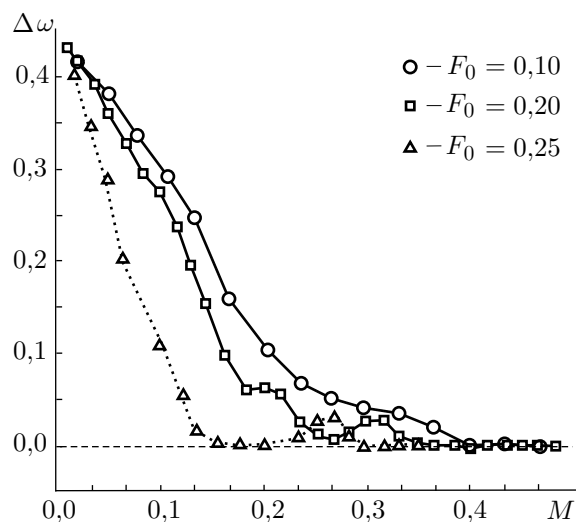


Рис. 11

7. ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В ГИРО-ЛВВ СО СВЯЗАННЫМИ ВОЛНОВЕДУЩИМИ СИСТЕМАМИ

7.1. Основные уравнения, описывающие совместные колебания в gyro-ЛВВ со связанными волноведущими системами

Изучим взаимную синхронизацию двух gyro-ЛВВ со связанными волноведущими системами. Математическую модель, описывающую подобную связанную систему, удобно записать с использованием нормальных волн [52, 53, 62]:

$$\frac{\partial F_S}{\partial \tau} - \frac{\partial F_S}{\partial \xi} = -I_S, \quad \frac{\partial F_F}{\partial \tau} - \frac{\partial F_F}{\partial \xi} = -I_F, \quad (22)$$

$$\frac{d\beta_1}{d\xi} - j\mu_1 (1 - |\beta_1|^2) \beta_1 = \frac{1}{2} [F_S \exp(-j\alpha\xi) - F_F \exp(j\alpha\xi)], \quad (23)$$

$$\frac{d\beta_2}{d\xi} - j\mu_2 (1 - |\beta_2|^2) \beta_2 = \frac{1}{2} [F_S \exp(-j\alpha\xi) + F_F \exp(j\alpha\xi)], \quad (24)$$

где индекс S относится к медленной, а F — к быстрой нормальным волнам системы.

Уравнения (22) определяют полевую часть задачи о генерации сигналов в gyro-ЛВВ СВС. Нормальные волны F_S , F_F и I_S , I_F системы связаны с полями F_1 , F_2 и токами I_1 , I_2 каждой из волноведущих систем соотношениями вида

$$F_S = (F_1 + F_2) \exp(j\alpha\xi), \quad F_F = (F_2 - F_1) \exp(-j\alpha\xi); \quad (25)$$

$$I_S = (I_1 + I_2) \exp(j\alpha\xi), \quad I_F = (I_2 - I_1) \exp(-j\alpha\xi), \quad (26)$$

где токи I_1 , I_2 определяются выражениями $I_1 = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \beta_1 d\theta_0$, $I_2 = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \beta_2 d\theta_0$.

Уравнения (23) и (24) представляют собой уравнения движения электронов-осцилляторов винтовых пучков, пропускаемых через каждую из связанных электродинамических структур. В них β_1 , β_2 — комплексные радиусы траекторий электронов каждого из электронных пучков, μ_1 , μ_2 — параметры неизохронности электронов-осцилляторов для первого и второго винтового потока соответственно.

Система уравнений (22)–(26) при описании автономной динамики gyro-ЛВВ со связанными волноведущими структурами решается при следующих начальных и граничных условиях:

$$F_1(\xi, \tau = 0) = f_1^0(\xi), \quad F_2(\xi, \tau = 0) = f_2^0(\xi), \quad F_1(\xi = A, \tau) = F_2(\xi = A, \tau) = 0 \quad (27)$$

где A — безразмерная длина системы, f_1^0 , f_2^0 — распределения полей в начальный момент времени вдоль пространства взаимодействия gyroлампы.

7.2. Особенности совместных колебаний в системе двух связанных gyro-ЛВВ

Численное моделирование показало, что в связанных через волноведущие системы gyro-ЛВВ имеет место бистабильность, когда в зависимости от начальных условий связанная система приходит к одному из двух устойчивых состояний, которые характеризуются различными распределениями ВЧ поля и тока вдоль пространства взаимодействия и, соответственно, различными выходными мощностями и к. п. д. генерации.

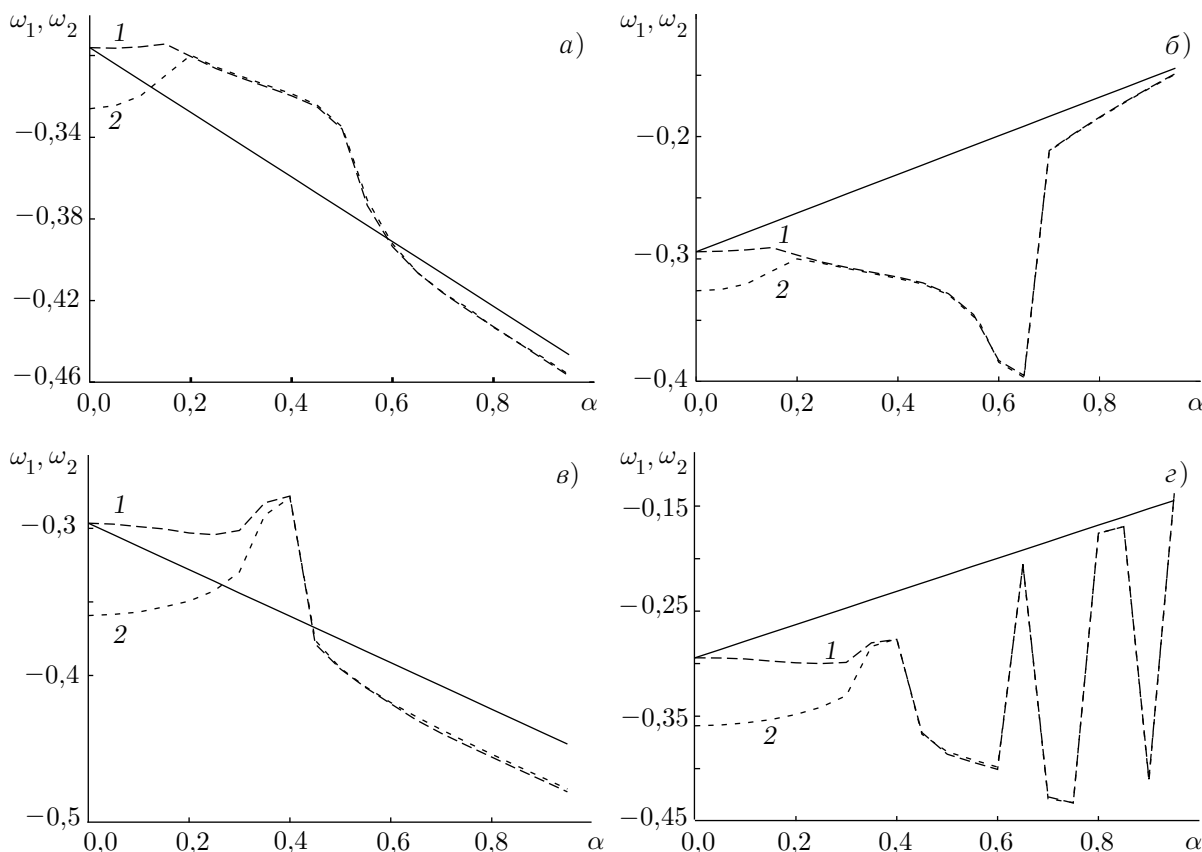


Рис. 12

Каждое из состояний соответствует преимущественному возбуждению в начальный момент времени либо быстрой, либо медленной нормальной волны связанной системы, что наиболее просто достичь путём задания начальных условий в виде

$$F_S(\tau = 0, \xi) = \delta^0 \cos[\pi (A - \xi)/2], \quad F_F(\tau = 0, \xi) = 0 \tag{28}$$

или

$$F_S(\tau = 0, \xi) = 0, \quad F_F(\tau = 0, \xi) = \delta^0 \cos[\pi (A - \xi)/2], \tag{29}$$

где δ^0 — амплитуда начального возмущения.

Будем называть состояние, которое реализуется в системе при задании в начальный момент времени распределений вида (28) (т. е. при преимущественном возбуждении медленной волны), «медленным», а при задании распределения (29) — «быстрым».

Для различных бистабильных состояний различаются частоты ВЧ совместных колебаний связанной системы. На рис. 12 представлены зависимости отстройки частоты колебаний от частоты «холодного» синхронизма (сплошная линия) при изменении коэффициента связи α между волноведущими структурами для «быстрого» (рис. 12а ($A = 3$) и рис. 12в ($A = 4$)) и «медленного» (рис. 12б ($A = 3$) и рис. 12г ($A = 4$)) состояний связанной системы при одинаковых управляющих параметрах гиро-ЛВВ ($\mu_1 = \mu_2 = 2$). С увеличением связи частота генерации в «быстром» состоянии уменьшается, а в «медленном» — растёт. Такое поведение частоты генерации связано с видом дисперсионной кривой волноводной моды вдали от частоты отсечки. Введение связи между волноведущими системами изменяет постоянные распространения нормальных волн. Дисперсионная кривая медленной волны, поддерживаемой винтовым пучком, располагается выше дисперсионной кривой пучка $\omega + \beta_0 v_0 - \omega_c = 0$, следовательно, частота синхронизма встречной и медленной

нормальной волны больше, чем электромагнитной и электронной волн в случае отсутствия связи. Обратная ситуация складывается при преимущественном возбуждении быстрой нормальной волны: в этом случае дисперсионная кривая медленной волны располагается ниже дисперсионной кривой пучка, и частота генерации меньше, чем в несвязанной системе.

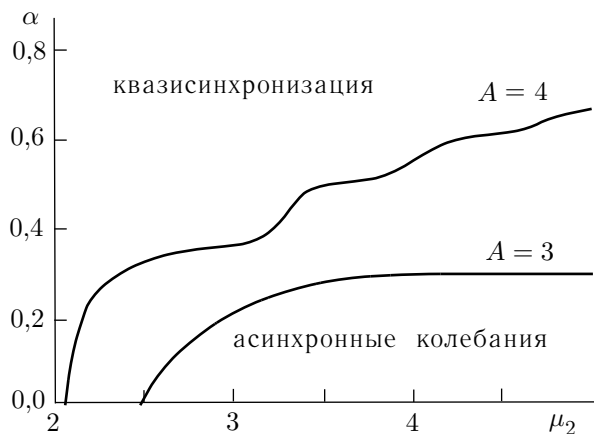


Рис. 13

Изучим синхронные режимы системы giro-ЛВВ СВС. На рис. 13 на плоскости управляющих параметров (μ_2, α) показаны зоны квазисинхронизации для двух значений безразмерной длины лампы A ($\mu_1 = 2$). Области квазисинхронизации совместных колебаний в giro-ЛВВ СВС располагаются выше соответствующей линии на плоскости параметров. В области квазисинхронизации базовые частоты высокочастотной генерации каждой из giro-ЛВВ после переходного процесса устанавливаются равными друг другу: $\omega_1 = \omega_2$. При этом амплитуды $|F_1|$, $|F_2|$ выходных полей каждой из giro-ЛВВ могут демонстрировать сложные колебательные режимы.

Области синхронных колебаний как для «быстрого», так и для «медленного» состояний системы совпадают, поэтому рис. 13 справедлив при задании начальных условий в виде как (28), так и (29). Однако частоты синхронных колебаний для «быстрого» и «медленного» состояний связанной системы будут различаться. Это иллюстрирует рис. 12 (штриховые линии), на котором представлены зависимости базовой частоты выходных колебаний каждой из связанных giro-ЛВВ от коэффициента связи α между волноведущими структурами, построенные для обоих устойчивых состояний связанной системы. Сравнение рис. 12а, в и рис. 12б, г показывает, что частоты синхронных колебаний отличаются в различных бистабильных состояниях и с ростом коэффициента связи стремятся к частоте генерации, близкой к средней частоте $f \approx [f(\mu_1) + f(\mu_2)]/2$ автономных режимов генерации при параметрах неизохронности μ_1 и μ_2 .

Отметим также, что в области квазисинхронизации для «медленного» состояния связанной системы характерными оказываются скачки частоты выходного поля при изменении управляющих параметров каждой из парциальных систем, а также связи между ними (см. рис. 12б, г). Скачки частоты генерации сопровождаются скачками амплитуды выходных сигналов. Появление скачков определяется конкуренцией быстрой и медленной нормальных волн и, как следствие, перескоками связанной системы между «быстрым» и «медленным» состояниями giro-ЛВВ СВС при небольшом изменении управляющего параметра (в данном случае коэффициента связи α). При этом такие скачки имеют место только при преимущественном возбуждении медленной нормальной волны (см. рис. 12г), поэтому для стабильной перестройки частоты генерации связанной системы при изменении коэффициента связи между волноведущими структурами предпочтительно добиваться установления «быстрого» состояния путём соответствующего выбора параметров прибора.

Вернёмся снова к рис. 13, на котором представлена граница области режима квазисинхронизации giro-ЛВВ СВС. Из рисунка следует, что взаимная синхронизация двух giro-ЛВВ имеет место при малой связи между волноведущими системами и при небольшой расстройке частот автономной генерации каждой из парциальных систем (малой величине $\Delta\mu = |\mu_1 - \mu_2|$). С ростом $\Delta\mu$ режим квазисинхронизации возникает при больших значениях α . С ростом безразмерной длины A область синхронных колебаний сужается на плоскости (μ_2, α) (ср. границы области ква-

зисинхронизации на рис. 13, построенные при $A = 3$ и $A = 4$). Одновременно с ростом A форма границы синхронизации становится изрезанной, что обуславливается конкуренцией на границе области синхронизации режимов с различными пространственными распределениями полей $|F_S|$, $|F_F|$ нормальных волн.

ВЫВОДЫ

В результате проведённых аналитических и численных исследований классической и хаотической синхронизации в системах типа электронный поток—встречная (обратная) электромагнитная волна можно сделать следующие основные заключения об особенностях неавтономной динамики распределённых активных сред.

1. Исследование влияния внешнего гармонического сигнала на автоколебания в простой модели МЦР со встречной волной (гирос-ЛВВ), в ЛОВО и в системе взаимодействующих встречных волн с кубической фазовой нелинейностью показало, что при различных параметрах нелинейности и внешнего сигнала в электронно-волновых средах со встречной волной могут наблюдаться как режимы синхронизации (соответствующие стационарной генерации в системах на частоте внешнего воздействия), так и квазисинхронизации (генерации с базовой частотой, определяемой управляющим сигналом, и медленным изменением амплитуды выходного сигнала). Ширина полосы синхронизации, найденная из нелинейной нестационарной теории, хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [21], посвящённой исследованию синхронизации гирос-ЛВВ.

С точки зрения физических процессов воздействие внешнего управляющего сигнала сводится к влиянию на внутреннюю распределённую обратную связь, имеющую место в системе со встречной волной. Режимы синхронизации соответствуют возникновению в пространстве взаимодействия колебаний на частоте внешнего воздействия. Выход из области квазисинхронизации сопровождается формированием двух характерных областей пространства взаимодействия, в одной из которых с длиной A_s (длиной синхронизации) имеют место колебания, характерная базовая частота которых равна частоте внешнего сигнала, а в другой (с длиной $A - A_s$) наблюдается разрушение синхронизации и имеют место колебания в пространстве взаимодействия с частотой, отличной от частоты управляющего сигнала. На границе областей имеют место скачки фазы поля и перегруппировка электронов пучка. Механизм возникновения модуляции выходного сигнала во всех исследованных системах определяется нарушением оптимальных фазовых условий между электронной и электромагнитной волнами и, как следствие, формированием дополнительной распределённой обратной связи.

2. В системе взаимодействующих встречной электромагнитной волны и электронной волны с кубической фазовой нелинейностью (эталонной модели с силовой группировкой электронов-осцилляторов) наблюдается несколько особенностей неавтономной динамики по сравнению с гирос-ЛВВ и ЛОВО, в которых преобладает инерционный механизм группировки электронов. Во-первых, возникновение модуляции амплитуды выходного поля в режиме захвата частоты носит пороговый характер, т. е. модуляция возникает только при значительной амплитуде внешнего поля. Во-вторых, форма области на плоскости управляющих параметров (частоты и амплитуды внешнего сигнала), в которой происходит захват частоты генерации системы, в отличие от гирос-ЛВВ и ЛОВО, имеет существенно более сложный несимметричный вид. При выходе из области синхронизации в системе с преобладающей силовой группировкой электронов-осцилляторов наблюдается несколько различных сценариев возникновения модуляции амплитуды выходного поля в зависимости от частоты и амплитуды управляющего сигнала.

3. Распределённый ввод в гирос-ЛВВ внешнего управляющего сигнала при использовании в ка-

честве электродинамической структуры гиро-ЛВВ связанных линий передачи позволяет значительно увеличить ширину полосы синхронизации по сравнению со случаем сосредоточенного воздействия внешнего сигнала на коллекторном конце гиро-ЛВВ. Обнаружено, что при распределённом вводе внешнего сигнала в неавтономном генераторе не возникают режимы квазисинхронизации: в синхронных режимах система демонстрирует режим стационарной генерации с не изменяющейся во времени амплитудой выходного ВЧ поля и частотой, равной частоте внешнего воздействия.

4. При воздействии на распределённую активную среду винтовой пучок—встречная волна внешнего детерминированного хаотического сигнала наблюдается явление хаотической фазовой синхронизации автоколебаний в гиро-ЛВВ. Режим хаотической синхронизации возникает при росте мощности внешнего воздействия и носит пороговый характер.

5. В системе двух связанных гиро-ЛВВ показана возможность возникновения синхронных стационарных режимов генерации, что позволяет увеличить более чем в два раза выходную мощность генератора с сохранением режимов монохроматической генерации. Обнаружено, что в системе двух гиро-ЛВВ СВС наблюдается бистабильность, определяемая преимущественным возбуждением медленной или быстрой нормальных волн связанной электродинамической системы.

В заключение заметим, что в предложенной работе исследуется синхронизация автоколебаний в распределённой электронно-волновой среде при вводе внешнего сигнала по полю. Остаётся открытым вопрос о возможности и эффективности синхронизации автоколебаний в подобных электронных системах со встречной волной при вводе внешнего сигнала по потоку за счёт предварительной модуляции потока электронов-осцилляторов. Этот вопрос представляется весьма важным для дальнейшего исследования.

Работа поддержана РФФИ (проект № 02-02-16351), а также НОЦ «Нелинейная динамика и биофизика» при СГУ (грант CRDF № REC-006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Том 1. М.: Наука, 2003.
2. Электроника ламп с обратной волной / Под ред. В. Н. Шевчика, Д. И. Трубецкова. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1975.
3. Трубецков Д. И., Четвериков А. П. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 3.
4. Woo W., et al. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, № 2. P. 861.
5. Селемир В. Д. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 7–8. С. 689.
6. Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 2. С. 211.
7. Дубинов А. Е., Селемир В. Д., Царёв А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 8. С. 709.
8. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Радиотехника и электроника.. 2002. Т. 47, № 6. С. 575.
9. Канавец В. И. // Вестник МГУ. Сер. 3. 1961. № 2. С. 32.
10. Рапопорт Г. П. // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9, № 1. С. 118.
11. Железковский Е. Е., Кальянов Э. В. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. Вып. 4. С. 44.
12. Солнцев В. А. // Электронная техника: Электроника СВЧ. 1966. Вып. 9. С. 30.
13. Гиротрон: Сб. научных трудов. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.
14. Lim A. T. // Phys. Rev. A. 1992. V. 46, No. 8. P. 4516.

15. Дмитриев А. Ю., Четвериков А. П. // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38, № 3. С. 517.
16. Kou C. S., Chen C. H., Wu T. J. // Phys. Rev. E. 1998. V. 57, No. 6. P. 7162.
17. Felch K. L., Danly B. G., Jory H. R., et al. // Proc. IEEE. 1999. V. 87, No. 5. P. 752.
18. Yang Y., Ding W. // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 4450.
19. Chen S. H., Chu K. R., Chang T. H. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2633.
20. Nusinovich G. S., Vlasov A. N., Antonsen T. M. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87, No. 21. P. 218301-1.
21. Kou C. S., Chen S. H., Barnett L. R., et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70, No. 7. P. 924.
22. McCurdy A. H. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 1845.
23. Нейман М. С. // Изв. вузов. Радиотехника. 1958. Т. 1, № 3. С. 288.
24. Дейвид. // Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. М: Изд-во иностр. лит-ры, 1961. С. 327.
25. Magda I. I., Prokopenko Yu. V. // Proc. 11th Int. Conf. High Power Particle Beams. Prague, Czech Republic, June 10–14, 1996. V. 1. P. 422.
26. Hendricks K., Richard A., Noggle R. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, No. 2. P. 820.
27. Price D., Sze H., Fittinghoff D. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, No. 12. P. 5185.
28. Алёхин Б. В. и др. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. Т. 3, № 1. С. 28.
29. Дмитриев А. Ю., Коневец А. Е., Пищик Л. А. и др. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 7-я зимняя школа-семинар инженеров. Кн. 1. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1981. С. 61.
30. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 18. С. 34.
31. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Изв. РАН. Сер. Физич. 2002. Т. 66. С. 1761.
32. Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 9. С. 773.
33. Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 5. С. 3.
34. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 1. С. 116.
35. Капранов М. В., Кулешов В. Н., Уткин Г. М. Теория колебаний в радиотехнике. М.: Наука, 1984.
36. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М., Ижевск: РХД, 2000.
37. Кузнецов С. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. С. 1410.
38. Дмитриева Т. В., Рыскин Н.М., Титов В. Н., Шигаев А. М. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 6. С. 66.
39. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
40. Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 9. С. 1137.
41. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчёта в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.
42. Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Докл. АН. 2003. Т. 389, № 6. С. 1.
43. Adler R. // Proc. IRE. 1946. V. 34, No. 6. P. 351.
44. Анищенко В. С., Вадивасова Т. Е. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 2. С. 133.
45. Юлпатов В. К. // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. Вып. 12. С. 15.
46. Andersen T. M., Mondelli A. A., Levush B., Verboncoeur J. P., Birdsall C. K. // Proc. IEEE. 1999. V. 87, No. 5. P. 804.
47. Четвериков А. П. // Изв. РАН. Сер. Физич. 1994. Т. 58, № 8. С. 171.

48. Четвериков А. П. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 46.
49. Кузнецов С. П., Четвериков А. П. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 2. С. 385.
50. Фролова Н. Б., Четвериков А. П. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 10, № 5. С. 50.
51. Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49. (в печати).
52. Короновский А. А., Храмов А. Е. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, № 4. С. 63.
53. Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // ЖТФ. 2003. Т. 73, № 6. С. 110.
54. Rössler O. E. // Phys. Letters. A. 1976. V. 57. P. 397.
55. Афраймович В. С., Веричев Н. Н., Рабинович М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 39, № 9. С. 1050.
56. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. Synchronization. A Universal Concept in Nonlinear Sciences. Cambridge University Press, 2001.
57. Rulkov N. F., Sushchik M. M., Tsimring L. S., Abarbanel H. D. I. // Phys. Rev. E. 1995. V. 51, No. 2. P. 980.
58. Pecora L. M., Carroll T. L., Jonson G. A., Mar D. J. // Chaos. 1997. V. 7, No. 4. P. 520.
59. Афраймович В. С., Некоркин В. И., Осипов Г. В., Шалфеев В. Д. Устойчивость, структуры и хаос в нелинейных сетях синхронизации / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова, М. И. Рабиновича. Горький: ИПФ АН СССР, 1989.
60. Rosenblum M. G., Pikovsky A. S., Kurths J. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76, No. 11. P. 1804.
61. Pikovsky A. S., Rosenblum M. G., Kurths J. // IEEE Trans. CAS-I. 1997.
62. Короновский А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48 (в печати).

Саратовский госуниверситет им. Н. Г. Чернышевского,
ГосУНЦ «Колледж», г. Саратов, Россия

Поступила в редакцию
10 апреля 2003 г.