

УДК 621.385.6

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГИБРИДНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ СИСТЕМЕ О-ТИПА

Е.Н. Одаренко¹, А.А. Шматько²

¹Харьковский национальный университет радиоэлектроники, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14
E-mail: oen@kture.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61077, Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 10 ноября 2011

В работе исследуются нестационарные процессы в резонансной электронно-волновой системе с предварительной модуляцией электронного потока. Теоретический анализ проводится на основе нелинейной многомерной теории гибридных приборов О-типа. Установлены основные закономерности воздействия мощности внешнего сигнала на ширину полосы синхронизации. Рассмотрены режимы синхронизации колебаний, биений и прерывистой генерации для различных значений параметров колебательной системы и внешнего сигнала.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: неавтономная колебательная система, синхронизация, биения.

В роботі досліджуються нестационарні процеси в резонансній електронно-хвильовій системі з попередньою модуляцією електронного потоку. Теоретичний аналіз проводиться на основі нелінійної багатовимірної теорії приладів О-типу. Встановлені основні закономірності впливу потужності зовнішнього сигналу на ширину смуги синхронізації. Розглянуті режими синхронізації коливальних, биття та переривистої генерації для різноманітних значень параметрів коливальної системи та зовнішнього сигналу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: неавтономна коливальна система, синхронізація, биття.

Nonstationary processes in the resonant beam-wave system with pre-modulated electron beam are investigated in this work. Theoretical analysis is performed on the basis of the nonlinear multidimensional theory of the hybrid O-type electron devices. Basic regularities of the external signal power effect on the lock range width are described. Regimes of the oscillations synchronization, beats and squitter for different values of the oscillation system and external signal parameters are considered.

KEY WORDS: nonautonomous oscillatory system, locking, beats.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование неавтономных колебательных систем является основой для разработки широкого класса функциональных устройств различных частотных диапазонов – генераторов, усилителей, умножителей и преобразователей частоты, смесителей. Внешнее воздействие на колебательную систему порождает ряд новых физических явлений, которые могут использоваться для улучшения эксплуатационных характеристик приборов и разработки методов эффективного управления ими. В этой связи наибольший практический интерес представляет изучение нелинейных систем, в которых нельзя однозначно разделить разновидности внешнего воздействия – силовое и параметрическое.

В электронике мм и субмм диапазона длин волн применение неавтономных колебательных систем на основе генераторов типа оротрон-ГДИ позволило разработать целый ряд устройств, которые наряду с использованием в рабочих диапазонах составляют основу для создания элементной базы субтерагерцового и терагерцового диапазона [1-4]. Достоверное теоретическое исследование нелинейных физических процессов в таких системах невозможно без привлечения соответствующих физических и математических моделей для анализа многомерных эффектов, присущих реальным приборам коротковолновой части СВЧ-диапазона. Кроме того, важной задачей является преодоление ограничений на уровень мощности внешнего воздействия, что особенно актуально в многокаскадных электронно-волновых системах [4].

Ключевой особенностью неавтономных колебательных систем является множественность режимов работы – принудительная синхронизация, регенеративное и сверхрегенеративное усиление и др. Важную роль при исследовании этих режимов играют нестационарные процессы, которые характеризуют сценарии перехода динамической системы между различными неустойчивыми и устойчивыми состояниями и, следовательно, во многом определяют ее энергетические и частотные свойства [5].

В данной работе на основе развитой авторами нелинейной многомерной теории гибридных электронно-волновых систем исследуются нестационарные процессы в неавтономной резонансной системе с внешним воздействием, которое осуществляется посредством предварительной модуляции электронного потока. Таким образом, фактически рассматривается многокаскадная схема, в которой все каскады кроме выходного представляют собой модулирующую часть пространства взаимодействия.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматривается неавтономная резонансная система мм и субмм диапазона длин волн с предварительной модуляцией электронного потока. В качестве модулятора используется нерезонансный каскад, в котором возможно также усиление входного сигнала. Таким образом, в данном случае формируется гибридная электронно-волновая система, для исследования которой необходимо использовать две нелинейные модели – резонансного и нерезонансного энергообмена. Нелинейность модулятора определяется уровнем мощности входного сигнала и длиной пространства взаимодействия.

Многомерная модель каждого каскада гибридной системы базируется на нелинейной самосогласованной системе уравнений, которая состоит из уравнений движения заряженных частиц в статических и высокочастотных полях и уравнений возбуждения электродинамической системы модулированным электронным потоком. В общем случае необходимо учитывать неоднородность пространственного распределения электромагнитного поля в пространстве взаимодействия, поперечные смещения траекторий заряженных частиц и возможность их оседания на поверхность электродинамической системы.

Основные положения нелинейной многомерной теории гибридных электронно-волновых систем О-типа изложены в работах [6-8]. Форма записи скалярных уравнений движения совпадает для различных участков пространства взаимодействия, поскольку энергообмен электронного потока происходит с поверхностными волнами замедляющих систем. Различие состоит только в форме амплитудной огибающей высокочастотного поля, которая фиксирована в резонансном каскаде, а в нерезонансном устанавливается самосогласованным образом.

Если учесть распределение магнитоэстатического фокусирующего поля с помощью заданных функций $B_z(z, Y)$ и $B_Y(z, Y)$, то систему уравнений движения можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \left(1 + \frac{1}{\beta_e} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^3 \left\{ \frac{\Phi}{2} F(z) \Psi_L(Y) \cos(\theta + \beta_e b z + \varphi) - \frac{q^2}{\pi} \operatorname{Im} \left[\int_0^{2\pi} \exp(i(\theta + \varphi_0)) d\varphi_0 \exp(-i(\theta + \varphi)) \right] - \Phi \Omega_c^2 B_Y(z, Y) v_x \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial z^2} = \left(1 + \frac{1}{\beta_e} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 \left\{ \frac{F(z)}{2} \left[-\frac{L}{H} \Psi_T(Y) \sin(\theta + \beta_e b z + \varphi) + \frac{dY}{dz} \Psi_L(Y) \cos(\theta + \beta_e b z + \varphi) \right] + \Omega_p^2 (Y - h) - \Omega_c^2 v_x \left(\frac{L}{H} B_z(z, Y) + \frac{dY}{dz} B_Y(z, Y) \right) \right\}, \quad (2)$$

$$v_x = \frac{H}{L} (Y - Y_0) B_z(z, Y) - \int_0^z B_Y(z', Y) dz',$$

где $\theta = \omega t - \beta_e b z - \varphi_0$; $b = 1 - \frac{v_0}{v_\varphi}$ – относительный рассинхронизм начальной скорости электронов v_0 и

фазовой скорости замедленной волны v_φ ; z – продольная координата; $Y = \frac{y}{H}$ – поперечная координата;

$\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ – «электронное» волновое число; $\Psi_L(Y)$ и $\Psi_T(Y)$ – функции, которые характеризуют зависимости продольной и поперечной компоненты высокочастотного поля от поперечной координаты; $\Phi = \beta_e L$ – невозмущенный угол пролета электронами пространства взаимодействия длиной L ; $F(z)$ – координатная зависимость амплитуды высокочастотного поля, форма записи для которой зависит от типа электронно-волнового взаимодействия (резонансное или нерезонансное); $\Omega_p = \Phi \frac{\omega_p}{\omega}$; $\Omega_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$;

ω_p и ω_c – плазменная и циклотронная частота соответственно; q – параметр пространственного заряда [9]. Из записи уравнений (1-2) следует, что в рамках исследуемой модели фактически описывается трехмерное движение заряженных частиц, поскольку определяется компонента скорости вдоль поперечной координаты x . В таких случаях размерность системы определяется как 2.5 [10]. Кроме того, в данном

случае учитывается продольная компонента динамической части поля пространственного заряда и поперечная компонента статической его части. Следует также отметить, что функции $\Psi_L(Y)$ и $\Psi_T(Y)$ совпадают для резонансного каскада и характеризуют экспоненциальное уменьшение амплитуды поля при удалении от поверхности замедляющей системы.

Уравнения возбуждения относительно амплитуды и фазы колебаний в случае нерезонансного взаимодействия электронного потока с прямой волной (режим ЛБВ) могут быть представлены следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} \frac{dF(z)}{dz} &= \frac{G_n}{\pi\Delta} (A_1 \cos \gamma - A_2 \sin \gamma), \\ \frac{d\gamma(z)}{dz} &= -\frac{G_n}{\pi F(z)\Delta} (A_2 \cos \gamma + A_1 \sin \gamma), \end{aligned} \quad (3)$$

где использованы обозначения:

$$\begin{aligned} A_1 &= \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \left(\Psi_L(Y) \cos \alpha + \Psi_T(Y) H \frac{dY}{dz} \sin \alpha \right) dY_0 d\varphi_0, \\ A_2 &= \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \left(\Psi_L(Y) \sin \alpha - \Psi_T(Y) H \frac{dY}{dz} \cos \alpha \right) dY_0 d\varphi_0. \end{aligned}$$

Здесь $\alpha = \theta + \beta_e b z + \varphi_0$; Δ – толщина электронного потока на входе в пространство взаимодействия;

$G_n = \frac{L I_0}{N U_0}$ – параметр эффективности взаимодействия в нерезонансном каскаде; N – норма колебаний.

Электродинамическая система резонансного участка пространства взаимодействия возбуждается электронным потоком, поступающим из нерезонансного модулятора. С учетом выражения $F(z) = Ff(z)$ уравнение возбуждения резонансной электронно-волновой системы можно представить следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} + F(1 - GS_1(F, \gamma)) &= 0, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} + \delta\omega + GS_2(F, \gamma) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tau = \frac{\omega'}{2Q} t$ – безразмерное время; $G = \frac{2QL^2 I_0}{\omega' N U_0}$ – параметр эффективности взаимодействия или величина

положительной обратной связи для резонансного каскада; Q – нагруженная добротность резонансной электродинамической системы на возбуждаемом типе колебаний; ω' – действительная часть комплексной резонансной частоты выходного каскада; $\delta\omega = 2Q \frac{\omega - \omega'}{\omega'}$ – относительная расстройка частоты;

S_1 и S_2 – действительная и мнимая части средней комплексной крутизны колебательной характеристики $S(F, \gamma)$:

$$S(F, \gamma) = \frac{1}{2\pi F \Delta} \int_0^L f(z) \int_{\Delta} \Psi_L(Y) \int_0^{2\pi} \left(1 - iH \frac{dY}{dz} \right) \exp[i(\alpha + \gamma)] d\varphi_0 dY_0 dz, \quad (5)$$

где $f(z)$ – продольное амплитудное распределение высокочастотного поля в резонаторе.

Уравнения (1), (2) и (4) образуют самосогласованную систему для исследования нестационарных процессов в неавтономных резонансных приборах с длительным взаимодействием О-типа. Эта система дополняется начальными условиями, которые характеризуют состояние электронного потока на входе в пространство взаимодействия. В случае силового внешнего воздействия эти условия нулевые, т.е. пучок не модулирован. В системе с параметрическим внешним воздействием на вход может поступать модулированный поток электронов и начальные условия определяются в результате решения задачи об электронно-волновом взаимодействии в модулирующем каскаде на основании уравнений (1-3).

Исследование неавтономных электронных приборов с предварительной модуляцией пучка сталкивается со значительными трудностями в плане определения устойчивости и неустойчивости стационарных колебаний. Это обусловлено непосредственной связью между параметрами внешнего сигнала и характеристиками электронно-волновой системы (в частности, со средней комплексной крутизной колебательной характеристики), что, в свою очередь, является закономерным следствием самосогласованности процесса взаимодействия между электронным пучком и высокочастотным полем. Другими словами, изменение параметров внешнего сигнала приводит фактически к изменению условий устойчивости, которые связывают основные параметры колебательной системы [2]. В данной работе эта задача решается на основе разработанной нелинейной многомерной теории. Используя критерий Рауса-Гурвица, амплитудное и фазовое условия устойчивости колебаний можно представить в виде:

$$G \left[\frac{\partial S_2(F, \gamma)}{\partial \gamma} - \frac{\partial S_1(F, \gamma)}{\partial F} \right] > GS_1(F, \gamma) - 1, \quad (6)$$

$$GF \left[\frac{\partial S_1(F, \gamma)}{\partial \gamma} \frac{\partial S_2(F, \gamma)}{\partial F} - \frac{\partial S_1(F, \gamma)}{\partial F} \frac{\partial S_2(F, \gamma)}{\partial \gamma} \right] > (GS_1(F, \gamma) - 1) \frac{\partial S_2(F, \gamma)}{\partial \gamma}. \quad (7)$$

При исследовании на устойчивость стационарных решений уравнений возбуждения в условиях (6-7) следует правые части приравнять нулю, поскольку стационарное значение амплитуды колебаний находится из уравнения $GS_1(F, \gamma) = 1$.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Решение уравнений возбуждения (4) в стационарном приближении ($\frac{d}{d\tau} = 0$) позволяет определить резонансные характеристики колебательной системы с учетом условий амплитудной и фазовой устойчивости колебаний. На рис. 1 представлены резонансные характеристики для мягкого (кривые 1) и жесткого (кривые 2) режимов возбуждения колебаний и различных значений мощности входного сигнала: $P_0 = -46$ дБ и -34 дБ ($P_0 = 20 \lg F_0$). Имеется в виду мощность сигнала на входе модулирующего нерезонансного каскада. Штриховыми кривыми показаны устойчивые решения стационарных уравнений возбуждения, штриховыми кривыми – неустойчивые. Штрихпунктиром обозначены скелетные кривые для мягкого режима возбуждения колебаний, пунктиром – для жесткого [12, 13].

Увеличение P_0 сопровождается изменением формы резонансных характеристик. Кроме того, наблюдается зависимость ширины полосы синхронизации от мощности входного сигнала. Она увеличивается с ростом P_0 вплоть до перехода к однозначным зависимостям для мягкого режима возбуждения. Важной особенностью полученных характеристик является нарушение их симметрии относительно кривой точного резонанса. Известно, что в колебательных системах с силовым внешним воздействием такая симметрия присутствует по определению [12]. Следовательно, отмеченное явление обусловлено изменением средней крутизны колебательной характеристики при параметрическом внешнем воздействии.

Графики на рис. 1 позволяют определить области значений относительной расстройки частот $\delta\omega$, где закономерности временной эволюции колебаний различаются: полосы синхронизации, области биений, переходные области. Следовательно, будут различаться также частотные свойства неавтономной колебательной системы.

Рассмотрим нестационарные характеристики резонансного каскада для мягкого режима возбуждения колебаний. На рис. 2 представлены результаты расчетов переходных процессов для различных значений мощности входного сигнала и относительной расстройки частот, которые соответствуют данным,

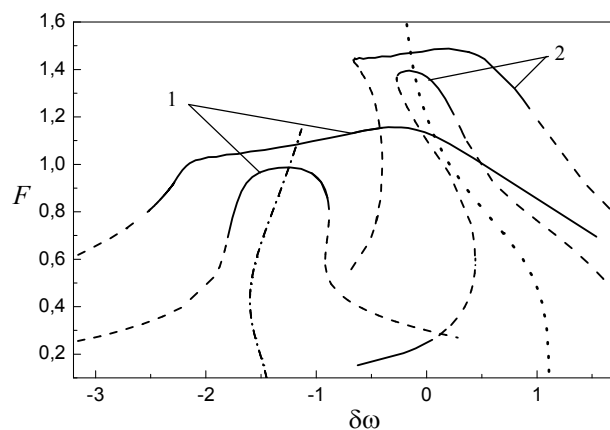


Рис. 1. Резонансные характеристики для мягкого и жесткого режима возбуждения колебательной системы

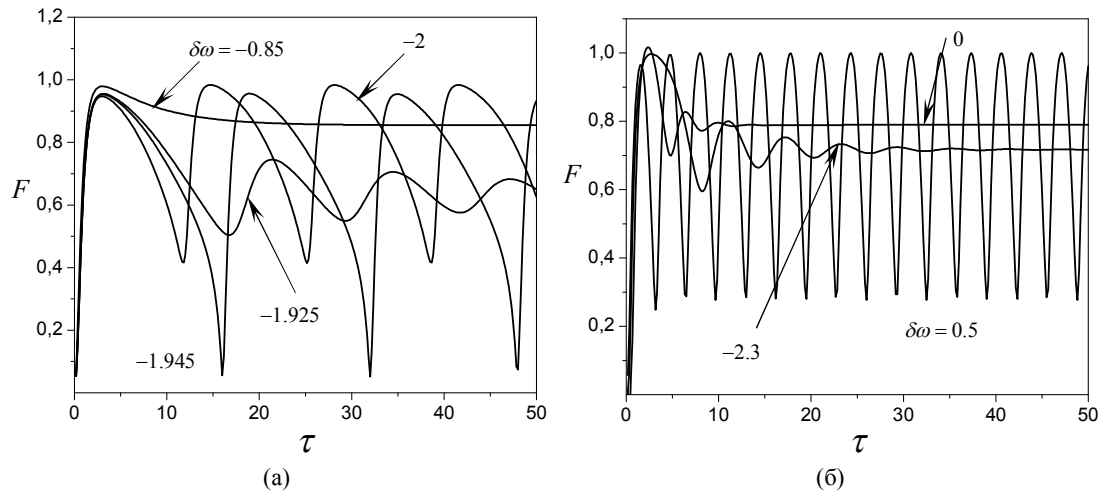


Рис. 2. Зависимости амплитуды колебаний от нормированного времени для различных значений частотной расстройки и мощности входного сигнала.

(а) – $P_0 = -46$ дБ; (б) – $P_0 = -34$ дБ

приведенным на рис. 1. Перестройка по частоте приводит к изменению закономерностей эволюции колебательного процесса в неавтономной резонансной системе. В частности, для значения $\delta\omega = -0.85$ на рис. 2а реализуется процесс синхронизации, когда устанавливается постоянное во времени значение амплитуды колебаний. Переход к стационарному режиму происходит или через уменьшение частоты биений (фазовая неустойчивость), или через затухание амплитуды биений во времени (амплитудная неустойчивость). За пределами полосы синхронизации реализуется режим биений (многочастотные процессы) с характерным периодическим изменением амплитуды колебаний. Величина мощности входного сигнала влияет не только на форму резонансных характеристик, но и приводит к изменению закономерностей переходных процессов в нестационарном режиме (рис.2б).

На рис. 2а представлена реализация нестационарного процесса, для которой значение амплитуды колебаний в процессе осцилляций спадает практически до нуля (кривая для $\delta\omega = -1.945$), что соответствует режиму прерывистой генерации. Наличие такого режима позволяет сделать вывод о возможности создания на основе исследуемой электронно-волновой системы сверхрегенеративного усилителя мм диапазона подобно тому, как это было реализовано для ЛОВ [14, 15]. Следует отметить, что в данном случае отсутствует дополнительное переменное напряжение суперизации, а периодическое изменение средней крутизны колебательной характеристики достигается за счет подбора параметра $\delta\omega$.

Важными характеристиками нестационарных процессов в колебательных системах являются фазовые портреты и спектральный состав выходного сигнала. На рис. 3 представлены фазовые портреты и частотные спектры для мощности входного сигнала $P_0 = -46$ дБ и мягкого режима возбуждения колебаний. Характеристики построены для нескольких значений расстройки частот, которые соответствуют различным режимам установления колебаний на резонансных характеристиках.

Графики на рис. 3а соответствуют синхронным колебаниям, причем переход к стационарному значению амплитуды сопровождается скачкообразным нарастанием значения F с последующим монотонным уменьшением к устойчивому значению. Основная энергия данной реализации нестационарных процессов сосредоточена в колебаниях на частоте внешнего сигнала. Точки на фазовом портрете системы построены через равные промежутки времени. Следовательно, в процессе установления стационарных колебаний скорость перемещения изображающей точки по фазовой траектории в сторону точки типа устойчивый узел уменьшается.

Рис. 3б отвечает режиму биений со стороны фазовой неустойчивости на резонансной характеристике. Зависимость амплитуды колебаний от времени представляет собой негармонический периодический процесс. Естественно, что спектр такого колебания обогащен гармониками частоты биений. Следует отметить, что максимальную амплитуду в этом случае имеет спектральная составляющая, соответствующая частоте внешнего сигнала. Частотный спектр, как правило, имеет характерную несимметричную треугольную форму, а фазовые траектории сходятся к предельному циклу эллиптической формы, который охватывает центр координат.

Реализация процесса эволюции колебаний со стороны амплитудной неустойчивости представлена на рис. 3в. Здесь наблюдается режим, близкий к режиму прерывистой генерации, который обычно реализуется в сверхрегенеративных колебательных системах. Исходя из физических закономерностей формирования временных зависимостей амплитуды и фазы колебаний, в данном случае режим сверхрегенератора можно классифицировать как нелинейный и когерентный [15]. Линейчатый частотный спектр является характерным для этого режима работы колебательной системы. Наибольшую амплитуду имеют две основные компоненты, соответствующие частоте синхронных колебаний и первой гармонике биений, которая характеризует частоту суперизации. Предельный цикл на фазовой плоскости представляет собой искаженный эллипс и не охватывает центр координат или касается его.

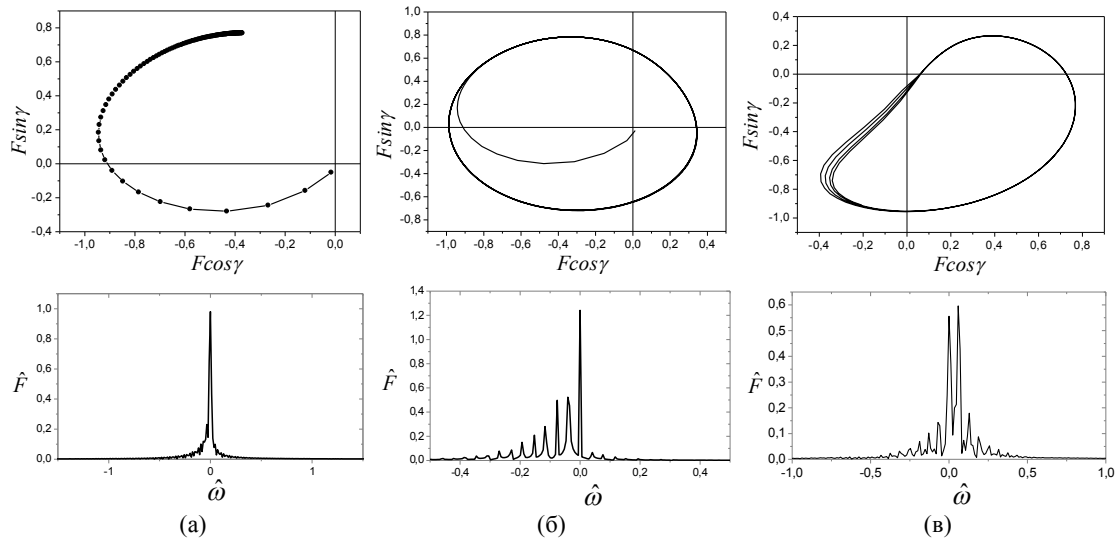


Рис. 3. Нестационарные характеристики электронно-волновой системы с предварительной модуляцией электронного потока. $P_0 = -46$ дБ.
(а) – $\delta\omega = -0.85$; (б) – $\delta\omega = -2$; (в) – $\delta\omega = -1.945$

Увеличение мощности входного сигнала до значения $P_0 = -34$ дБ приводит к качественному изменению резонансной характеристики (рис. 1). Она становится однозначной, т.е. в этом случае реализуется только один вид неустойчивости – амплитудная. Это подтверждается анализом нестационарных характеристик, соответствующих значениям параметра $\delta\omega$, расположенных по разные стороны от полосы синхронизации. Переход к режиму стационарных колебаний происходит в результате уменьшения амплитуды биений.

Характерной особенностью рассмотренных нестационарных характеристик является возможность реализации устойчивого колебательного процесса для произвольного (отличного от нуля) начального значения амплитуды колебаний. Такая ситуация характерна для мягкого режима возбуждения колебаний. В случае жесткого режима возбуждения переход к стационарным колебаниям возможен только при достижении определенного «толчкового» значения амплитуды F . Кроме того, признаком жесткого режима является наличие гистерезисных явлений при изменении параметров системы.

Общие закономерности изменения резонансных характеристик при увеличении мощности входного сигнала практически аналогичны мягкому режиму возбуждения колебаний – нарушение симметрии относительно скелетной кривой и переход от режима принудительной синхронизации к регенеративному усилению (рис. 1). Изменение распределения устойчивых и неустойчивых решений уравнений возбуждения на резонансных характеристиках обусловлено критериями устойчивости колебаний, которые дают разные результаты для мягкого и жесткого режимов возбуждения. Результаты расчетов показывают, что в данном случае режим усиления характеризуется однозначной резонансной характеристикой, на которой не все решения уравнений возбуждения оказываются устойчивыми.

На рис. 4 представлены характеристики нестационарных процессов для мощности входного сигнала $P_0 = -46$ дБ. Приближение к полосе синхронизации со стороны отрицательных значений частотной расстройки $\delta\omega$ сопровождается изменением закономерностей эволюции колебательного процесса. Биения практически скачкообразно сменяются переходным процессом к стационарному значению F . Здесь проявляются закономерности жесткого возбуждения колебаний – переход к устойчивому значению ам-

плитуды колебаний после достижения предельного значения амплитуды колебаний в процессе биений. Количество периодов биений уменьшается при приближении к полосе синхронизации. Следует отметить, что в данном случае в процессе биений амплитуда колебаний падает практически до нуля, т. е. реализуется прерывистая генерация, полученная ранее для мягкого режима возбуждения колебаний (рис. 2а). Однако в рассматриваемой переходной области прерывистая генерация сменяется синхронным режимом через увеличение периода биений и амплитуды колебаний, что обусловлено особенностями жесткого режима возбуждения колебаний.

Фазовые траектории иллюстрируют эти особенности нестационарных процессов. Здесь реализуется два качественно различных участка кривых, один из которых характеризует режим биений (формирование предельного цикла), а второй – переходной процесс к точке, координаты которой определяются амплитудой и фазой стационарных колебаний. Очевидно, что в режиме прерывистой генерации фазовые траектории на предельном цикле проходят вблизи центра координат или пересекают его.

Расчеты показывают, что приближение к полосе синхронизации со стороны положительных значений расстройки $\delta\omega$ соответствует амплитудной неустойчивости с экспоненциально затухающими биениями. Фазовые траектории при этом стягиваются в точку типа устойчивый фокус, соответствующую режиму стационарных колебаний.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты позволяют установить закономерности воздействия различных параметров колебательной системы и внешнего воздействия на характеристики вынужденных колебаний в резонансном каскаде нелинейной гибридной электронно-волновой системы. Как в мягком, так и в жестком режиме возбуждения колебаний увеличение мощности входного сигнала приводит к расширению полосы синхронизации и сопровождается переходом к однозначной резонансной характеристике, которая соответствует режиму регенеративного усиления. Однако в жестком режиме в отличие от мягкого не все значения амплитуды колебаний на такой характеристике являются устойчивыми, что обусловлено изменением средней крутизны колебательной характеристики под действием внешнего сигнала. Результаты расчетов нестационарных характеристик резонансной системы свидетельствуют о реализации как одночастотных так и многочастотных колебаний при изменении относительной частотной расстройки и мощности внешнего сигнала. В зависимости от типа неустойчивости (амплитудная или фазовая), формируется различная форма спектра выходного сигнала. Режим прерывистой генерации с линейчатым спектром сигнала позволяет формировать на основе такой колебательной системы сверхрегенеративную схему усиления, которая при определенных условиях обеспечивает в приборах СВЧ значительный выигрыш в усилении и широкополосности при незначительном увеличении уровня шумов. В жестком режиме возбуждения прерывистая генерация переходит к синхронному одночастотному режиму со стороны фазовой неустойчивости.

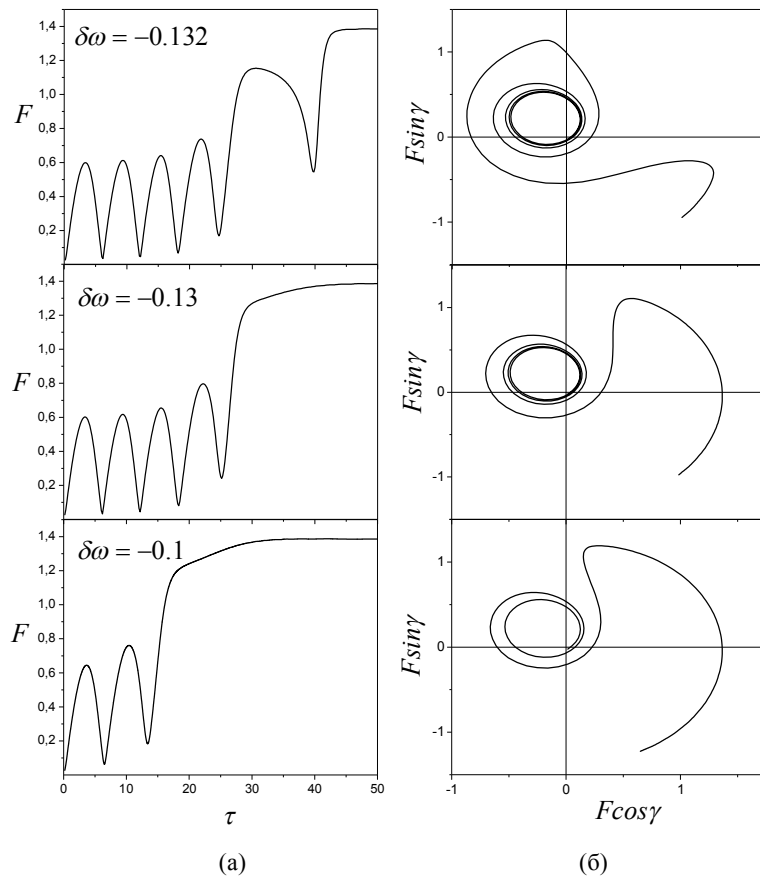


Рис. 4 Переходные процессы и фазовые траектории электронно-волновой системы в жестком режиме возбуждения колебаний. $P_0 = -46$ дБ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестопапов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П. и др. Генераторы дифракционного излучения. – Киев: Наук. думка, 1991. – 320 с.
2. Ваврив Д.М., Третьяков О.А. Теория резонансных усилителей с распределенным взаимодействием. – РИ АН УССР, Киев: Наук. думка, 1989. – 152 с.
3. Иванченко И.В. Экспериментальное исследование электронно-волновых процессов в неавтономном квазиоптическом генераторе, работающем на эффекте Смита-Парселла // Изв. вузов. Радиофизика. – 1996. – Т.39, №4. – С. 414-422.
4. Евдокимов В.В., Мясин Е.А. Численное моделирование двухкаскадного оротронного усилителя восьмимиллиметрового диапазона // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т.50, №10. – С. 1299-1303.
5. Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Запечалов В.Е., Моисеев М.А., Новожилова Ю.В. Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения // ЖТФ. – 2000. – Т.70, вып. 4. – С. 99-105.
6. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. – 1994. – Т.39, №4. – С. 835-842.
7. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная многомерная теория связанных волновых и резонансных электронных систем О-типа с распределенным взаимодействием // Вісник ХНУ. – № 513. – Радиофізика та електроніка, 2001. – Вип. 1'2001. – С. 81-85.
8. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория неавтономных многомерных электронно-волновых систем миллиметрового диапазона (усилители и умножители) // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. - № 10. – С. 33-45.
9. Ваврив Д.М., Третьяков О.А., Шматько А.А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника и электроника. – 1984. – Т.29, №8. – С. 1571-1579.
10. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496 с., 648 с.
11. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Умножение частоты в гибридной электронно-волновой системе с длительным взаимодействием (двухмерная модель) // Вісник СумДУ. – 2007. – №1. – С. 61-74.
12. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. – М.: Наука, 1988. – 392 с.
13. Минакова И.И. Неавтономные режимы автоколебательных систем. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 168 с.
14. Jr. Day W.R. Superregenerative backward wave amplifiers for millimeter waves // Proceedings of the IEEE. – 1964. – Vol.52, N6. – pp. 711-712.
15. Белкин М.К., Кравченко Г.И., Скоробугов Ю.Г., Стрюков Б.А. Сверхрегенераторы. – М.: Радио и связь, 1983. – 248 с.