

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В ГИБРИДНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОЙ СИСТЕМЕ С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ (ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ)

Е.Н. Одаренко*, А.А. Шматко**

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники,

ул. Ленина, 14, г. Харьков, 61161

e-mail: oen@kture.kharkov.ua ;

**Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,

пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077

e-mail: Alexandr.A.Shmatko@univer.kharkov.ua

В работе представлены результаты моделирования многомерного электронно-волнового взаимодействия, позволяющие определять основные закономерности умножения частоты в гибридной многокаскадной системе О-типа.

ВВЕДЕНИЕ

Умножение частоты в электронно-волновых системах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн дает возможность применения таких приборов в более высокочастотных областях спектра электромагнитных колебаний. Традиционно конструкции умножителей частоты строятся по многокаскадной схеме, где все пространство взаимодействия можно условно разделить на две части – модулятор электронного потока полем входного сигнала с исходной частотой и умножительная секция, где осуществляется выделение сигнала на одной из высших гармоник исходной частоты [1, 2]. Эффективность умножителя непосредственно определяется характеристиками всех участков пространства взаимодействия.

Одним из вариантов многокаскадных конструкций электронных приборов О-типа являются гибридные схемы, которые позволяют совмещать в одном приборе достоинства электронно-волновых систем с различными типами энергообмена между потоками заряженных частиц и высокочастотными полями [3]. В связи с этим представляется перспективным создание эффективных умножителей частоты миллиметрового диапазона на основе гибридной многокаскадной электронно-волновой системы О-типа, которая включает резонансные и нерезонансные участки пространства взаимодействия.

Применение в миллиметровом диапазоне генераторов и усилителей оротронного типа [4–6] обусловило возможность их использования для умножения частоты. Основные закономерности энергообмена в умножителях на основе резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием исследовались преимущественно в рамках одномерных моделей [7, 8]. Вместе с тем к настоящему времени разработаны многомерные модели приборов типа оротрон-ГДИ (генератор дифракционного излучения), которые основываются на нелинейной самосогласованной теории [9, 10]. Эти модели позволяют учитывать широкий спектр физических явлений, присущих именно многомерному электронно-волновому взаимодействию, которые могут оказывать существенное воздействие на процесс умножения частоты в таких системах.

В данной работе исследуются закономерности умножения частоты в многокаскадной гибридной системе О-типа с учетом многомерных эффектов. Резонансные участки пространства взаимодействия содержат открытые или объемные резонаторы, нерезонансные участки имеют

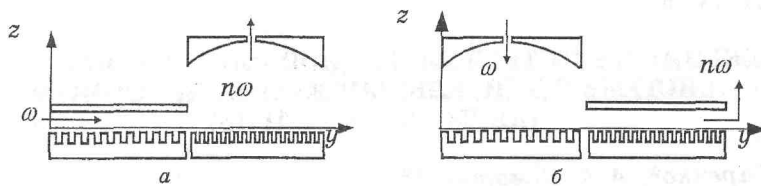


Рисунок 1 – Схемы гибридных умножителей частоты

планарную конструкцию [11, 12]. Теоретический анализ проводится на основе применения двух вариантов нелинейной многомерной теории – для резонансного и нерезонансного электронно-волнового взаимодействия.

1 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Различные варианты схем гибридных многокаскадных умножителей частоты в системе координат yz представлены на рис. 1. В схеме на рис. 1а электронный поток модулируется полем входного сигнала в нерезонансной секции прибора. Умножение частоты осуществляется в выходном резонансном каскаде, где в зависимости от типа прибора может применяться объемный или открытый резонатор.

Если выходной каскад является нерезонансным (рис. 1б), то в нем необходимо рассматривать многочастотный вариант энергообмена между электронами и высокочастотными полями, поскольку в полосу пропускания замедляющей системы может попасть несколько гармоник частоты исходного сигнала [2]. Электронный поток предполагается ленточным, поэтому рассматриваются планарные конструкции нерезонансных каскадов.

Далее в работе рассматривается схема гибридного умножителя частоты, изображенная на рис. 1а. Исходный сигнал с частотой ω и мощностью P_0 подается на вход нерезонансного модулятора. В процессе электронно-волнового взаимодействия происходит модуляция электронного потока по скорости и по плотности, а также усиление входного сигнала. Предполагается, что различные участки пространства взаимодействия умножителя развязаны по высокочастотному полю подобно тому, как это осуществляется в секционированных электронных приборах [13]. В процессе нелинейного взаимодействия с высокочастотным полем модулятора в электронном потоке формируются спектральные компоненты на частоте входного сигнала и ее гармониках. Уровень высших гармоник конвекционного тока определяется мощностью входного сигнала и параметрами электронно-волновой системы модулятора. В выходном резонансном каскаде происходит выделение сигнала на частоте одной из высших гармоник входного сигнала, причем период замедляющей системы уменьшается соответственно номеру гармоники (т.е. коэффициенту умножения).

Теоретическое исследование гибридного умножителя частоты проводится на основе одновременного применения двух нелинейных теорий – для многомерного электронно-волнового взаимодействия в нерезонансных и резонансных системах О-типа [14]. Рассмотрим сначала нерезонансный модулирующий каскад. Электронный поток взаимодействует с одной из пространственных гармоник, фазовая скорость которой близка к начальной скорости заряженных частиц. Компоненты электрического поля этой волны представим в виде

$$E_y = C(y)\Psi_y(z)$$

где $C(y)$ – амплитуда; Ψ_y – поперечное амплитудное рас-
компонент высокочастотного

$$\Psi_y(z) = \frac{sh[\beta z]}{sh[\beta L]}$$

$\beta = \frac{\omega}{v}$; ω – круговая частота

синхронной с электронами
пространства взаимодействия;
Уравнения возбуждения отн
случае нерезонансного взаи
волной (режим ЛБВ) могут бы

$$\frac{dF}{d\xi} = \frac{G}{\pi\Delta}$$

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = -\frac{G}{\pi F}$$

где использованы обозначения

$$A = \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \Psi_y \cos \alpha$$

$$B = \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \Psi_y \sin \alpha$$

Здесь $F(\xi)$ и $\gamma(\xi)$ – амплитуды
статический угол пролета

длиной L ; $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ – электр

нормированные на соответств

координаты; $H = \frac{2L}{\Phi}$; $\alpha =$

начальная фаза; $b = 1 - \frac{v_0}{v}$

начальной скоростью электро

пучком волны v ; $z_{1,2}$ – пред

начале пространства взаимодей

эффективности взаимодействи
теории ЛБВ); N – норма коле

$$E_y = C(y)\Psi_y(z) \exp[i(\beta y - \omega t)], \quad E_z = i \frac{\Psi_z(z)}{\Psi_y(z)} E_y,$$

где $C(y)$ - амплитуда; $\Psi_y(z)$ и $\Psi_z(z)$ - функции, характеризующие поперечное амплитудное распределение соответствующих координатных компонент высокочастотного поля [15]:

$$\Psi_y(z) = \frac{\text{sh}[\beta(D-z)]}{\text{sh}[\beta D]}, \quad \Psi_z(z) = \frac{\text{ch}[\beta(D-z)]}{\text{sh}[\beta D]};$$

$\beta = \frac{\omega}{v}$; ω - круговая частота; v - фазовая скорость замедленной волны, синхронной с электронным потоком; D - поперечный размер пространства взаимодействия; t - текущее время.

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

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\xi} &= \frac{G}{\pi\Delta} (A_1 \cos \gamma - A_2 \sin \gamma), \\ \frac{d\gamma}{d\xi} &= -\frac{G}{\pi F\Delta} (A_2 \cos \gamma + A_1 \sin \gamma), \end{aligned} \quad (1)$$

где использованы обозначения:

$$\begin{aligned} A &= \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \left(\Psi_y \cos \alpha + \Psi_z \frac{2}{\Phi} \frac{dZ}{d\xi} \sin \alpha \right) dZ_0 d\varphi_0, \\ B &= \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \left(\Psi_y \sin \alpha - \Psi_z \frac{2}{\Phi} \frac{dZ}{d\xi} \cos \alpha \right) dZ_0 d\varphi_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $F(\xi)$ и $\gamma(\xi)$ - амплитуда и фаза сигнала, соответственно; $\Phi = \beta_e L$ - статический угол пролета электроном пространства взаимодействия длиной L ; $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ - электронное волновое число; $\xi = \frac{y}{L}$ и $Z = \frac{z}{H}$ - нормированные на соответствующий масштаб продольная и поперечная координаты; $H = \frac{2L}{\Phi}$; $\alpha = \theta + \Phi b \xi + \varphi_0$; $\theta = \omega t - \Phi \xi - \varphi_0$; φ_0 -

начальная фаза; $b = 1 - \frac{v_0}{v}$ - относительный рассинхронизм между начальной скоростью электронов v_0 и фазовой скоростью синхронной с пучком волны v ; $z_{1,2}$ - пределы интегрирования по толщине пучка в

начале пространства взаимодействия; $G = \frac{L^2 I_0}{NU_0}$ - безразмерный параметр

эффективности взаимодействия (фактически аналог параметра Пирса в теории ЛБВ); N - норма колебаний; I_0 - постоянная составляющая тока

пучка; U_0 - ускоряющее электроны напряжение; Δ - толщина электронного потока.

Скалярные уравнения движения электрона в принятых обозначениях записываются следующим образом:

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi F}{2} (\xi) \Psi_y(Z) \cos(\alpha + \gamma) - E_{qy} - \Phi \beta_c^2 B_z(\xi, Z) v_x \right\},$$

$$\frac{d^2Z}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F(\xi)}{2} \left(-\frac{\Phi}{2} \Psi_z(Z) \sin(\alpha + \gamma) + \frac{dZ}{d\xi} \Psi_y(Z) \cos(\alpha + \gamma) \right) - \right.$$

$$\left. -\beta_c^2 v_x \left(0,5\Phi B_y(\xi, Z) + \frac{dZ}{d\xi} B_z(\xi, Z) \right) + \beta_q^2 (Z - Z_b) \right\},$$

$$v_x = \frac{2}{\Phi} \int_{Z_0}^Z B_y(\xi, Z') dZ' - \int_0^\xi B_z(\xi', Z) d\xi',$$

(3)

$$E_{qy} = \text{Im} \left[\frac{q^2}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i(\theta + \varphi)) d\varphi \exp(-i(\theta + \varphi_0)) \right].$$

где $\beta_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$ - циклотронный угол пролета; $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$ - циклотронная частота; e и m - заряд и масса покоя электрона; B_0 - постоянная составляющая индукции фокусирующего магнитного поля; $\beta_q = \Phi \frac{\omega_q}{\omega}$ -

плазменный угол пролета; $\omega_q = \sqrt{\frac{\rho e}{\epsilon_0 m}}$ - плазменная частота; ρ -

плотность заряда; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная; E_{qy} - продольная динамическая компонента поля пространственного заряда; q - параметр пространственного заряда [16]; Z_b - нормированная на поперечный масштаб H поперечная координата середины пучка; $B_y(\xi, Z)$ и $B_z(\xi, Z)$ - координатные компоненты фокусирующего магнитостатического поля (в общем случае - неоднородного).

В уравнениях (3) учитывается продольная динамическая и поперечная статическая компоненты поля пространственного заряда. Такой подход обусловлен результатами исследований закономерностей воздействия поля пространственного заряда на электронно-волновое взаимодействие в рамках многомерных моделей электронных приборов. В частности, в [17] показано, что в рамках двумерной модели оротрона переменная составляющая поперечной компоненты поля пространственного заряда практически не влияет на динамическую расфокусировку электронного потока. В двумерной теории ЛБВ, на основании теоретических и экспериментальных данных, также сделан вывод о том, что основной причиной динамической расфокусировки электронного пучка является действие поперечной составляющей высокочастотного поля замедляющей системы [2].

Компоненты индукции магнитостатического поля $B_y(\xi, Z)$ и $B_z(\xi, Z)$ характеризуют пространственное распределение силовых линий

неоднородного фокусирующего случае однородного наклонно использовать следующее предст

$$B_y = c$$

где χ - угол наклона силовых продольной координатной с неоднородности фокусирующего B_y и B_z можно представить в в

$$B_y(\xi) = 1 +$$

$$B_z(\xi, Z) = \frac{4A_m}{\Phi w_m^2} (\xi -$$

где A_m , ξ_m , w_m и Z_m - параметр распределение магнитостатическ направлениях.

Электродинамическая система пространства взаимодействия электронным потоком, поступак Предположим, что резонатор сигнала. Запишем самосогласова нелинейное электронно-волново резонансной системе О-типа. У каскада можно записать следующ

$$\frac{dF}{d\tau} + F$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} + \delta$$

Здесь обозначено: $\tau = \frac{\omega'}{2Q} t$ - безр

эффективности взаимодействия связи [16]; Q - нагр

электродинамической системы н действительная часть комплекс

каскада; $\delta\omega = 2Q \frac{n\omega - \omega'}{\omega'}$ - элект

действительная и мнимая ча колебательной характеристики S

$$S(F, \gamma) = \frac{1}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f(\xi) \int_{z_1}^{z_2} \Psi(Z)$$

неоднородного фокусирующего поля в пространстве взаимодействия. В случае однородного наклонного магнитостатического поля [18] можно использовать следующее представление:

$$B_y = \cos \chi; \quad B_z = \sin \chi; \quad (4)$$

где χ - угол наклона силовых линий фокусирующего поля относительно продольной координатной оси Oy . В случае локализованной неоднородности фокусирующего магнитного поля компоненты индукции B_y и B_z можно представить в виде [10]:

$$B_y(\xi) = 1 + A_m \exp \left\{ - \left[\frac{\xi - \xi_m}{w_m} \right]^2 \right\}, \quad (5)$$

$$B_z(\xi, Z) = \frac{4A_m}{\Phi w_m^2} (\xi - \xi_m)(Z - Z_m) \exp \left\{ - \left[\frac{\xi - \xi_m}{w_m} \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

где A_m , ξ_m , w_m и Z_m - параметры, характеризующие пространственное распределение магнитостатического поля в продольном и поперечном направлениях.

Электродинамическая система выходного резонансного участка пространства взаимодействия возбуждается модулированным электронным потоком, поступающим из нерезонансного группирователя. Предположим, что резонатор настроен на n -ю гармонику входного сигнала. Запишем самосогласованную систему уравнений, описывающую нелинейное электронно-волновое взаимодействие на частоте $n\omega$ в резонансной системе О-типа. Уравнения возбуждения для выходного каскада можно записать следующим образом [16]:

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} + F(1 - GS_1(F, \gamma)) &= 0, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} + \delta\omega + GS_2(F, \gamma) &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь обозначено: $\tau = \frac{\omega'}{2Q} t$ - безразмерное время; $G = \frac{2QL^2 I_0}{\omega' N U_0}$ - параметр эффективности взаимодействия или величина положительной обратной связи [16]; Q - нагруженная добротность резонансной электродинамической системы на возбуждаемом типе колебаний; ω' - действительная часть комплексной резонансной частоты выходного каскада; $\delta\omega = 2Q \frac{n\omega - \omega'}{\omega'}$ - электронное смещение частоты; S_1 и S_2 - действительная и мнимая части средней комплексной крутизны колебательной характеристики $S(F, \gamma)$:

$$S(F, \gamma) = \frac{1}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f(\xi) \int_{z_1}^{z_2} \Psi(Z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{2}{\Phi} \frac{dZ}{d\xi} \right) \exp[i(n\alpha + \gamma)] d\varphi_0 dZ_0 d\xi, \quad (8)$$

где $f(\xi)$ и $\Psi(Z)$ - продольное и поперечное амплитудное распределение высокочастотного поля в резонаторе, соответственно. В данном случае поперечное распределение $\Psi(Z)$ характеризует экспоненциальное уменьшение амплитуды поля при удалении от поверхности замедляющей системы. Продольное амплитудное распределение $f(\xi)$ определяется симметрией электродинамической системы и может быть либо гауссовским (открытый резонатор), либо косинусоидальным (объемный резонатор).

Уравнения движения электрона в резонансной электронно-волновой системе мало отличаются от приведенных выше уравнений (3) для модулирующего нерезонансного участка пространства взаимодействия. Отличие состоит в том, что в резонансной секции прибора амплитуда колебаний и пространственное распределение высокочастотного поля фиксированы в масштабе времени пролета электронов через пространство взаимодействия, а в нерезонансном приборе они устанавливаются самосогласованным образом в процессе нелинейного энергообмена между потоком электронов и высокочастотным полем. Используя для удобства описания прежние обозначения, получаем следующую систему скалярных уравнений движения электрона в резонансной электронно-волновой системе:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi}{2} F f(\xi) \Psi(Z) \cos(n\alpha + \gamma) + E_{gy} - \Phi \beta_c^2 B_z(\xi, Z) v_x \right\}, \\ \frac{d^2Z}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F}{2} f(\xi) \Psi(Z) \left(-\frac{\Phi}{2} \sin(n\alpha + \gamma) + \frac{dZ}{d\xi} \cos(n\alpha + \gamma) \right) - \right. \\ &\quad \left. - \beta_c^2 v_x \left(\frac{\Phi}{2} B_y(\xi, Z) + \frac{dZ}{d\xi} B_z(\xi, Z) \right) + \beta_q^2 (Z - Z_0) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Самосогласованная система уравнений должна быть дополнена начальными условиями, характеризующими режим работы каждого участка пространства взаимодействия. Для модулятора используются нулевые начальные условия, соответствующие поступлению на вход немодулированного электронного потока

$$\theta|_{\xi=0} = \frac{d\theta}{d\xi}|_{\xi=0} = \frac{dZ}{d\xi}|_{\xi=0} = 0, \quad Z|_{\xi=0} = Z_0. \quad (10)$$

Из условий (10) следует, что в начале пространства взаимодействия отсутствуют поперечные смещения траекторий электронов, т.е. не учитываются линзовые эффекты анодного отверстия. Чтобы учесть статические пульсации границ электронного потока, надо использовать следующее начальное условие для $\frac{dZ}{d\xi}$: $\frac{dZ}{d\xi}|_{\xi=0} = \Phi \left(\frac{Z_0 - h_0}{3d} \right)$, где h_0 - поперечная координата центра анодного отверстия; d - расстояние между катодом и анодом в электронной пушке. Здесь учтено, что модуль фокусного расстояния анодной линзы (целевая диафрагма) равен $1.5d$ [19].

Мощность входного сигнала P_0 также задается на входе в модулятор. Конкретное значение P_0 соответствует определенной длине пространства

взаимодействия, поскольку об влияют на выходные характер практически эквивалентно умень

Начальные условия для резонансного процесса решения задачи об модуляторе. Следует отметить присутствуют поперечные смещения в случае, когда не учитываются электронной пушки. Эти смещения заряженных частиц с поперечными полями модулятора. Поскольку в ограничении на уровень мощностей нерезонансном участке прохождение нелинейным и динамические электронов могут быть существенно фокусировки.

2 АНА

Данная электронно-волновая система на различных уровнях мощности имеет закономерностей умножения частоты в качестве продольной амплитуды $f(\xi)$ использовалась функция оротронного типа (например, гене

$$f(\xi) = \left(w \sqrt{\dots} \right)$$

где w - безразмерный радиус резонатора.

Численные расчеты характер системы проводились для случая потока ($\frac{\omega_c}{\omega} = 0,8$), когда поперечные

приводят к оседанию заряженных частиц системы. Тем не менее, даже сопровождаются изменением степ характеристик многомерного эл первую очередь, это относится электронного потока, поскольку снижению сопротивления связи распределения высокочастотного поля. На рис. 2(а) и 2(б) представлены амплитудной колебательной характеристик мощности входного сигнала и выходной. Мощность входного сигнала задается в виде: $P_0 = 20 \lg F_0$, где F_0 - отношение относительного рассинхронизма соответствовал мягкому режиму. Амплитудные зависимости средней выходной мощности фиксированного значения фазы выходной мощности. На рис. 2в колебаний для $P_0 = -25$ дБ и

взаимодействия, поскольку оба эти параметра примерно одинаково влияют на выходные характеристики модулятора: сокращение длины практически эквивалентно уменьшению входной мощности [13].

Начальные условия для резонансного участка прибора определяются в процессе решения задачи об электронно-волновом взаимодействии в модуляторе. Следует отметить, что на входе резонансной секции присутствуют поперечные смещения траекторий электронов даже в том случае, когда не учитываются линзовые эффекты анодного отверстия электронной пушки. Эти смещения порождаются взаимодействием заряженных частиц с поперечными компонентами высокочастотных полей модулятора. Поскольку в используемой модели не накладываются ограничения на уровень мощности сигнала, то процесс энергообмена на нерезонансном участке пространства взаимодействия является нелинейным и динамические поперечные смещения траекторий электронов могут быть существенными даже в случае жесткой фокусировки.

2 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Данная электронно-волновая система исследовалась численно при различных уровнях мощности входного сигнала P_0 с целью определения закономерностей умножения частоты и повышения его эффективности. В качестве продольной амплитудной огибающей высокочастотного поля $f(\xi)$ использовалась функция Гаусса, соответствующая приборам оротронного типа (например, генератор дифракционного излучения) [5]:

$$f(\xi) = \left(w \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[- \left(\frac{\xi - 0,5}{w} \right)^2 \right], \quad (9)$$

где w - безразмерный радиус «пятна» гауссиана на нижнем зеркале резонатора.

Численные расчеты характеристик гибридной электронно-волновой системы проводились для случая жесткой фокусировки электронного потока ($\frac{\omega_c}{\omega} = 0,8$), когда поперечные смещения траекторий электронов не

приводят к оседанию заряженных частиц на поверхность замедляющей системы. Тем не менее, даже незначительные поперечные смещения сопровождаются изменением степени воздействия различных факторов на характеристики многомерного электронно-волнового взаимодействия. В первую очередь, это относится к высокочастотному расслоению электронного потока, поскольку повышение частоты приводит к снижению сопротивления связи за счет изменения амплитудного распределения высокочастотного поля по толщине пучка.

На рис. 2(а) и 2(б) представлены результаты расчетов средней крутизны амплитудной колебательной характеристики S_1 для различных значений мощности входного сигнала и коэффициента умножения частоты n . Мощность входного сигнала выражается в децибелах следующим образом: $P_0 = 20 \lg F_0$, где F_0 - амплитуда входного сигнала. Параметр относительного рассинхронизма Φb выбирался фиксированным и соответствовал мягкому режиму возбуждения колебаний ($\Phi b = -\pi$). Амплитудные зависимости средней крутизны S_1 рассчитывались для фиксированного значения фазы γ , соответствующей максимальной выходной мощности. На рис. 2в показаны оптимальные значения фазы колебаний для $P_0 = -25$ дБ и различных коэффициентов умножения

частоты. В данном случае наблюдается довольно сильная зависимость фазы от параметра n , что свидетельствует о нелинейном характере электронно-волнового взаимодействия в модулирующей секции прибора. Графики на рис. 2а построены для сравнительно низкой мощности входного сигнала ($P_0 = -60$ дБ). Расчеты показывают, что в этой ситуации мощность выходного сигнала умножителя практически не зависит от фазы колебаний. Аналогичный эффект наблюдается в автономных резонансных генераторах с длительным взаимодействием.

Из графиков на рис. 2 следует, что увеличение коэффициента умножения n приводит к уменьшению значения средней крутизны амплитудной колебательной характеристики, причем это уменьшение более выражено для малых значений амплитуды колебаний F . Следовательно, в данном случае происходит повышение пускового тока резонансного каскада при его возбуждении на высших гармониках модулированного электронного потока. Аналогичные выводы можно сделать на основании результатов расчетов, представленных на рис. 3. Здесь амплитудные зависимости средней крутизны S_1 построены для жесткого режима возбуждения колебаний ($\Phi b = -3\pi$).

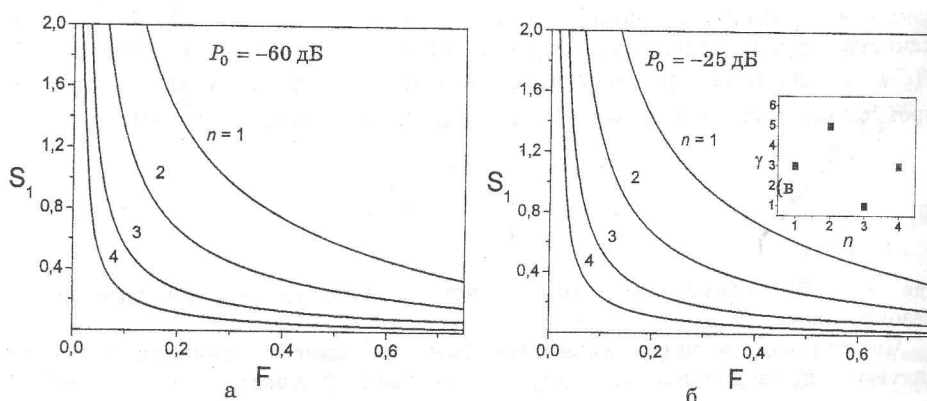


Рисунок 2 – Средняя крутизна амплитудной колебательной характеристики для различных значений мощности входного сигнала и коэффициента умножения частоты (мягкий режим возбуждения колебаний)

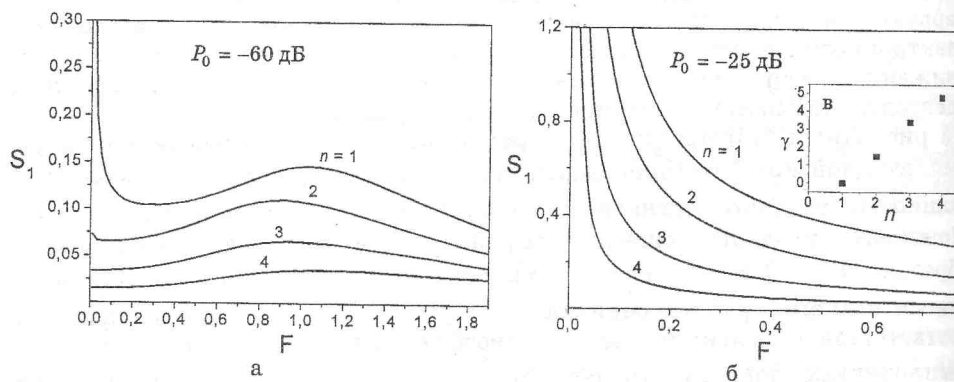


Рисунок 3 – Средняя крутизна амплитудной колебательной характеристики для различных значений мощности входного сигнала и номера гармоники (жесткий режим возбуждения колебаний)

На рис. 4 представлены зависимости максимума коэффициента умножения от рабочего тока к минимальному значению сигнала P_0 . Оптимизация значения стационарной характеристики. В режиме эффект – оптимальный уровень коэффициента умножения [8] соответствующие режиму сигнала для каждого коэффициента оптимальные значения мощно

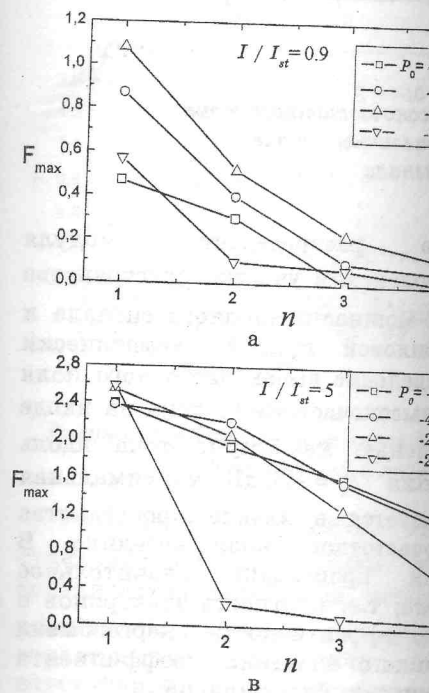


Рисунок 4 – Зависимости максимума коэффициента умножения от коэффициента

Данный результат обусловлен взаимодействием в умножителе наблюдается снижение эффективности при определенном значении мощности входного сигнала ($P_0 = -20$ дБ). Это вызвано особенностями высокочастотного поля в выходной каскаде. Фактически в выходной каскаде (в фазовом пространстве) электрическое поле амплитуды небольшой и, как следствие, графики на рис. 5 иллюстрируют

На рис. 4 представлены зависимости амплитуды выходного сигнала, оптимизированной по начальному рассинхронизму и по фазе, от коэффициента умножения частоты для различных значений отношения рабочего тока к минимальному пусковому I/I_{st} и мощности входного сигнала P_0 . Оптимизация по фазе означает выбор максимального значения стационарной амплитуды колебаний на резонансной характеристике. В режиме усиления (рис. 4а) наблюдается известный эффект – оптимальный уровень мощности входного сигнала не зависит от коэффициента умножения [8]. На рис. 4б и 4в представлены данные, соответствующие режиму синхронизации резонансного каскада. В этом случае для каждого коэффициента умножения n реализуются различные оптимальные значения мощности входного сигнала.

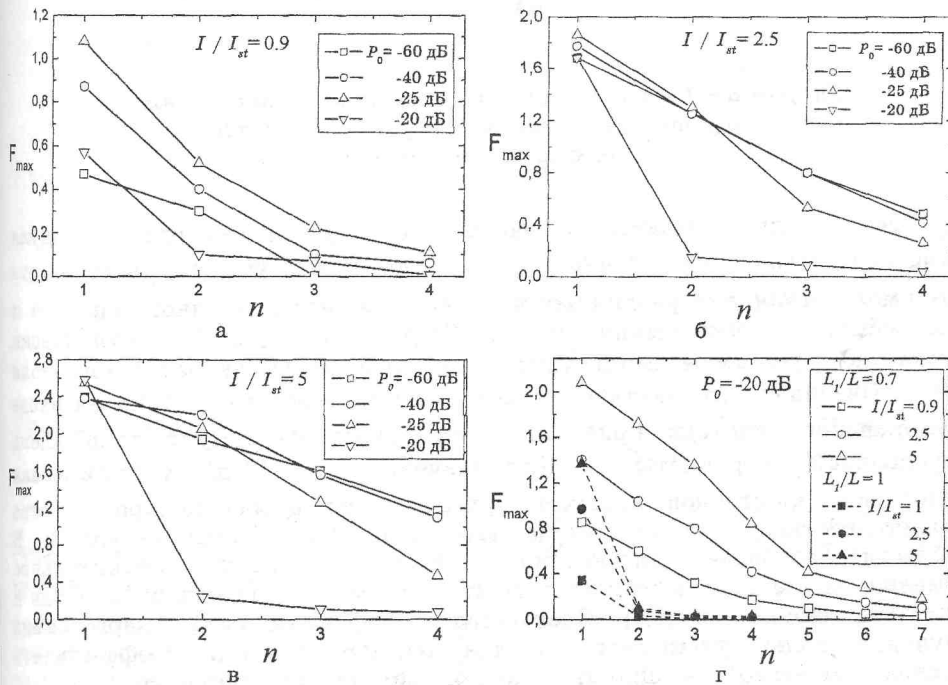


Рисунок 4 – Зависимости максимальной амплитуды выходного сигнала от коэффициента умножения частоты

Данный результат обусловлен нелинейностью электронно-волнового взаимодействия в умножителе. Кроме того, в случае $I/I_{st} > 1$ наблюдается снижение эффективности умножения частоты, начиная с определенного значения мощности входного сигнала (в данном случае $P_0 = -20$ дБ). Это вызвано особенностями амплитудного распределения высокочастотного поля в выходном каскаде (гауссиан) и высокой степенью группировки электронного потока на выходе из модулятора. Фактически в выходной каскад поступают сгустки с «разлетающимися» (в фазовом пространстве) электронами, т.е. в области интенсивного высокочастотного поля амплитуда конвекционного тока оказывается небольшой и, как следствие, интенсивность энергообмена снижается. Графики на рис. 5 иллюстрируют это явление.

Этот пример показывает, что закономерности умножения частоты в гибридной системе с произвольным уровнем мощности входного сигнала определяются процессами энергообмена как в выходной секции, так и в модуляторе. Причем процессы эти в общем случае нелинейные и многомерные, т.е. для их анализа требуется применение соответствующих математических моделей.

На рис. 6 представлены резонансные характеристики для различных уровней мощности входного сигнала ($I/I_{st} = 2,5$) в мягком режиме возбуждения колебаний. Штриховые кривые соответствуют неустойчивым значениям амплитуды колебаний, сплошные — устойчивым. Штрих-пунктиром обозначены кривые точного резонанса или скелетные кривые, соответствующие автономному режиму работы выходного каскада умножителя [20]. Номера на кривых соответствуют коэффициенту умножения частоты.

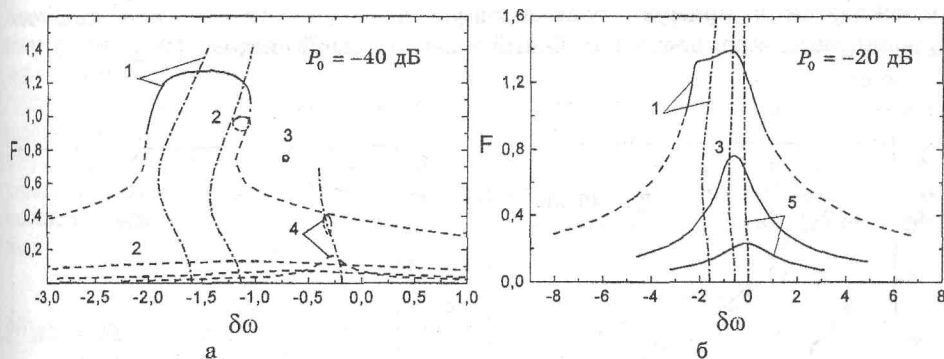


Рисунок 6 – Резонансные характеристики для различных уровней мощности входного сигнала в мягком режиме возбуждения колебаний

Увеличение мощности входного сигнала P_0 сопровождается существенным изменением вида резонансных характеристик. Для сравнительно небольшой мощности входного сигнала ($P_0 = -40$ дБ) на резонансных кривых есть участки с вертикальной касательной, что свидетельствует о наличии не только амплитудной, но и фазовой неустойчивости в колебательной системе [21]. Ширина полосы синхронизации для $n > 1$ значительно меньше, чем на частоте входного сигнала ($n = 1$), т.е. происходит повышение частотной избирательности колебательной системы. Таким образом, в данном случае усиление как на частоте входного сигнала, так и на его гармониках происходит при синхронизации резонансной колебательной системы выходного каскада. Увеличение коэффициента умножения частоты сопровождается, помимо снижения амплитуды выходного сигнала, смещением полосы синхронизации к собственной частоте резонансной электродинамической системы выходного каскада.

В случае более мощного входного сигнала ($P_0 = -20$ дБ) резонансные кривые становятся однозначными (аналогично режиму усиления), т.е. колебательная система характеризуется только амплитудной неустойчивостью. В режиме синхронизации на частоте входного сигнала (кривая 1) минимальная амплитуда устойчивых колебаний отличается для разных ветвей резонансной характеристики, что свидетельствует об изменении условий амплитудной устойчивости по сравнению со случаем силового внешнего воздействия. Умножение частоты характеризуется

переходом к устойчивым колебаниям для любых значений параметра $\delta\omega$ (кривые 3, 5 на рис. 6б).

Нарушение симметрии амплитудно-частотных характеристик относительно скелетных кривых свидетельствует об изменении средней крутизны колебательной характеристики в условиях параметрического воздействия на резонансную колебательную систему. Фактически происходит внесение в систему дополнительной нелинейности за счет предварительной модуляции электронного потока. Следует отметить, что в случае силового воздействия на колебательную систему резонансные кривые симметричны относительно скелетной кривой [22].

Из графиков на рис. 6 также следует, что увеличение коэффициента умножения частоты сопровождается смещением максимума резонансных кривых к нулевой расстройке ($\delta\omega = 0$) и соответствующим изменением скелетных кривых. В частности, для значения $n = 5$ на рис. 6б получаем почти симметричную относительно оси нулевой расстройки резонансную характеристику. Скелетная кривая в данном случае практически вырождается в прямую, совпадающую с осью $\delta\omega = 0$, что является признаком изохронности колебаний в исследуемой системе [20].

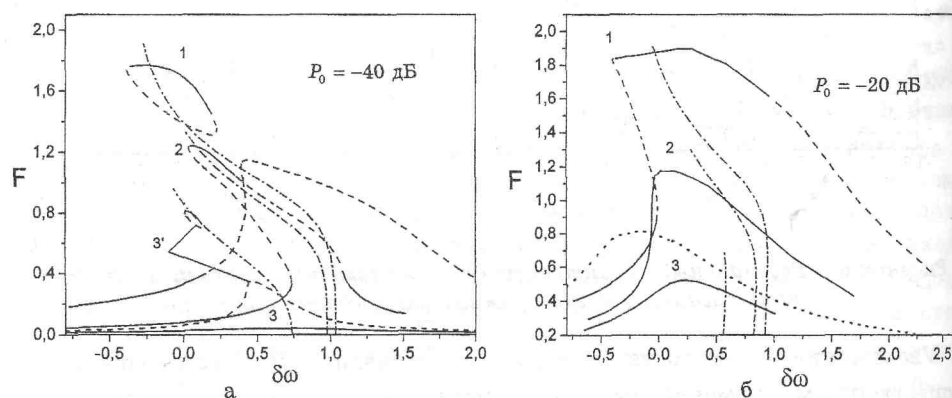


Рисунок 7 – Резонансные характеристики для различных уровней мощности входного сигнала в жестком режиме возбуждения колебаний

На рис. 7 представлены резонансные характеристики для жесткого режима возбуждения колебаний. Здесь использованы те же обозначения, что и на рис. 6. Кривые 1-3 на рис. 7а построены для значения параметра относительного рассинхронизма $\Phi b = -3\pi$, кривые 3' – для $\Phi b = -2\pi$ (коэффициент умножения частоты $n = 3$). Как и в случае мягкого режима возбуждения колебаний, увеличение мощности входного сигнала сопровождается переходом от синхронизации к усилению (для $n > 1$). Однако при фиксированном значении параметра относительного рассинхронизма ($\Phi b = -3\pi$) эффективность умножения частоты в жестком режиме ниже, чем в мягком. Из рис. 7а видно, что амплитудно-частотная характеристика для $n = 3$ характеризуется весьма малыми значениями амплитуды колебаний ($F_{\max} < 0,05$). Подстройка параметра относительного рассинхронизма Φb позволяет значительно повысить амплитуду выходного сигнала для данного коэффициента умножения частоты (кривые 3'). Следует отметить, что согласно результатам расчетов, увеличение коэффициента умножения частоты n приводит к уменьшению модуля параметра Φb , соответствующего максимуму

амплитуды колебаний F в эффективность умножения частоты возбуждения колебаний на взаимодействии. Однако этот эффект малых уровней входной мощности сигнала ($P_0 = -20$ дБ) и $n = 3$ рассинхронизма можно добиться колебаний не более, чем в два раза

ЗА

Представленные в работе результаты исследования электронно-волнового взаимодействия в режиме О-типа. Учет нелинейности энергии высокочастотным полем на все время взаимодействия обуславливает возможность получения относительно к уровню мощности электронные приборы обычно максимальной эффективности приводит к нелинейности физики работы модель предоставляет во всех этих процессах, но и на рекомендации для разработки эффективных волновых систем миллиметровых волн.

SUMMARY

FREQUENCY MULTIPLICATION PROPERTIES OF O-TYPE MILLIMETER-WAVE INTERACTION (TWO-DIMENSIONAL MODEL)

E.N. Odarenko*, A.A. Shmatko**
* Kharkov National University of Radio Electronics, Kharkov, Ukraine
e-mail: oen@kture.kharkov.ua;
**Kharkov National University, Independent Institute of Physics and Mathematics
e-mail: Alexandr.A.Shmatko@univer.kharkov.ua

The multidimensional model of the hybrid resonance and nonresonance O-type millimeter-wave interaction is considered. The nonlinear self-consistent frequency multiplication. Multidimensional layering, transversal beam-wave interaction, taken into account on all stages of the interaction. The results of the numerical calculations consider physical processes in the hybrid interaction at different power levels.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Железовский Б.Е., Кальянов Э.В. Миллиметровые волны в СВЧ-технике. – М.: Связь, 1978. – 256 с.
2. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.И. Длительным взаимодействием. – М.: Радио и связь, 1988.
3. Гайдук В.И., Палатов К.И., Пелюха В.И. Сверхвысоких частот. – М.: Сов. радиотехника, 1988.
4. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. Ортотрон с отражающей решеткой // Изв. вузов. Радиофизика, 1988, т. 31, № 1, с. 1-10.

амплитуды колебаний F в выходном каскаде. Т.е. наибольшая эффективность умножения частоты реализуется в мягком режиме возбуждения колебаний на резонансном участке пространства взаимодействия. Однако этот эффект в большей степени проявляется для малых уровней входной мощности. Для сравнительно мощного входного сигнала ($P_0 = -20$ дБ) и $n = 3$ подстройкой параметра относительного рассинхронизма можно добиться повышения максимальной амплитуды колебаний не более, чем в два раза (пунктирная кривая на рис. 76).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе результаты моделирования многомерного электронно-волнового взаимодействия позволяют определять основные закономерности умножения частоты в гибридной многокаскадной системе О-типа. Учет нелинейности энергообмена между электронным потоком и высокочастотным полем на всех участках пространства взаимодействия умножителя обуславливает возможность анализа физических процессов безотносительно к уровню мощности входных сигналов. На практике электронные приборы обычно работают в режимах, соответствующих максимальной эффективности взаимодействия, что, в свою очередь, приводит к нелинейности физических процессов. Построенная в данной работе модель предоставляет возможности не только для исследования этих процессов, но и на этой основе позволяет выработать рекомендации для разработки эффективных умножительных электронно-волновых систем миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов длин волн.

SUMMARY

FREQUENCY MULTIPLICATION IN THE HYBRID BEAM-WAVE SYSTEM WITH PROLONGED INTERACTION (TWO-DIMENSIONAL MODEL)

E.N. Odarenko*, A.A. Shmat'ko**

* Kharkov National University of Radioelectronics, Lenin Str., 14, Kharkov, 61161

e-mail: oen@kture.kharkov.ua;

** Kharkov National University, Independence Square, 4, Kharkov, 61077

e-mail: Alexandr.A.Shmatko@univer.kharkov.ua

The multidimensional model of the hybrid multistage frequency multiplier on the basis of resonance and nonresonance O-type millimeter waves devices with prolonged interaction has been considered. The nonlinear self-consistent theory is used for theoretical investigation of the frequency multiplication. Multidimensional phenomena such as electron beam high-frequency layering, transversal beam-wave interaction etc are taken into account. Nonlinear effects are taken into account on all stages of the frequency multiplier interaction space. It allows to consider physical processes in the hybrid beam-wave system for arbitrary level of the input power.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Железовский Б.Е., Кальянов Э.В. Многочастотные режимы в приборах СВЧ. - М.: Связь, 1978. - 256 с.
2. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. - М.: Сов. радио, 1975. - 296 с.
3. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. - М.: Сов. радио, 1971. - 600 с.
4. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. Оротрон - электронный прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой // Изв. вузов. Радиофизика. - 1968. - Т.11, №5. - С. 756-770.

5. Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. - Харьков: Вища школа: Изд-во при Харьк. ун-те, 1976. - 231 с.
6. Теория резонансных усилителей с распределенным взаимодействием / Ваврив Д.М., О.А. Третьяков- РИ АН УССР, Киев: Наук. думка, 1989. - 152 с.
7. Русин Ф.С., Синенко Л.А., Костромин В.П. Оротрон - преобразователь частоты // Радиотехника и электроника. - 1977. - Т.22, №8. - С. 1670-1672.
8. Булгаков С.А., Ваврив Д.М., Третьяков О.А. Теория резонансных умножителей частоты с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника, междуведомств. научно-техн. сборник. - Изд-во при Харьк. ун-те, 1987. - Вып. 81. - С. 100-107.
9. Белявский Б.А., Цейтлин М.Б. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории // Радиотехника и электроника. - 1980. - 25. - №5. - С. 1108-1112.
10. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. - 1994. - 39. - №4. - С. 835-842.
11. Marshall E.M., Phillips P.M., Walsh J.E.. Planar Orotron Experiments in the Millimeter Wavelength Band // IEEE Trans. on Plasma Science. - 1988.-V.16, №2. - P. 199-205.
12. Joe J., Louis L.J., Scharer J.E. et al. Experimental and Theoretical Investigations of a Rectangular Grating Structure for Low-Voltage Traveling Wave Tube Amplifiers // Phys. Plasmas. - 1997. - 4(7). - P. 2707-2715.
13. Филимонов Г.Ф., Бадлевский Ю.Н. Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ. - М.: Сов. радио, 1971. - 184 с.
14. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная многомерная теория связанных волновых и резонансных электронных систем О-типа с распределенным взаимодействием // Вісник ХНУ. - № 513. - Радіофізика та електроніка, 2001. - Вип. 1'2001. - С. 81-85.
15. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. - М.: Сов. радио, 1970. - 584 с.
16. 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. - 29. - №8. - С. 1571-1579.
17. Белявский Б.А. Исследование взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем в системах типа оротрон с целью увеличения эффективности генерируемых колебаний: Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.04. - М., 1983. - 139 с. - Библ.: С. 132-139.
18. Клиноотрон / Г.Я. Левин, А.И. Бородин, А.Я. Кириченко и др. / Под ред. А.Я. Усикова. АН Украины. Ин-т радиофизики и электроники. - Киев: Наук. думка, 1992. - 200 с.
19. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. - Л.: Энергия, 1972. - 271 с.
20. Минакова И.И. Неавтономные режимы автоколебательных систем. - М.: Изд-во МГУ, 1987. - 168 с.
21. Капчинский И.М. Методы теории колебаний в радиотехнике. - М., Л.: Госэнергоиздат, 1954. - 352 с.
22. Шматько А.А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника и электроника. - 1985. - Т.30, №4. - С. 761-770.

Одаренко Е.Н., кандидат физико-математических наук, доцент, ХНУРЭ;

Шматько А.А., доктор физико-математических наук, профессор, ХНУ им. В.Н. Каразина

Поступила в редакцию 3 апреля 2007 г.

УДК 539.2

ТЕОРИЯ САМОО

*А.И. Олемской**; *Д.О. Харченко*
**Институт прикладной физики*
***Сумский государственный университет*
****Институт магнетизма НАН Украины*

В работе рассмотрены эффекты синергетики в системах с учетом дисперсии времени релаксации. Установлено, что при фазовых переходах возникает модулированная дисперсия, иллюстрирующая возможность реализации как устойчивых, так и неустойчивых режимов.

Синергетика представляет собой направление, позволяющее исследовать взаимодействие сильно неравновесных систем в различных направлениях науки. Такие системы исследуются в основном в открытых системах, в которых энтропия закрытой системы постоянно увеличивается. В отличие от открытых систем, значительнее удается уменьшать энтропию, представляется возможность упорядоченного синергетического потенциала, настолько долго, пока подвергается воздействию внешних возмущений.

В отличие от термодинамики самоорганизация может проявляться в статических состояниях, которые характеризуются синергетическим потенциалом, образованием временных, прерывистых диссипативных структур. Часто образование таких структур происходит в результате бифуркации Хопфа и сопровождается возникновением хаотического движения.

В этой связи возникает вопрос о возможности построения модели, которая позволяла бы с единой точки зрения описывать проявления самоорганизации в диссипативных структурах. Разработана предлагаемая модель. В основе синергетической модели Лоренца-Хакена образом описывает процессы в турбулентном течении так называемых макроскопическими переменными в поле и управляющим параметром.

Работа построена в рамках модели Лоренца-Хакена, в рамках соподчинения позволяет прерывистого фазовых переходов простейшей диссипативной структурой представления, которое следует из изменения поля, сопряженного с процессом самоорганизации.