

09

© 1990

К ТЕОРИИ АВТОМОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КОЛЕБАНИЙ В СВЯЗАННЫХ КАРСИНОТРОНАХ

В.А. Балакирев, А.О. Островский,
Ю.В. Ткач

В настоящем сообщении изложены результаты теоретического исследования нерегулярной динамики автомодуляционных процессов в связанных карсинотронах. Анализ таких процессов для карсинотрона был проведен в работах [1, 2], где в рамках нелинейной нестационарной теории были найдены условия реализации многочастотных режимов возбуждения колебаний, а также описан сценарий перехода автоколебательной системы от режима регулярной автомодуляции к нерегулярной. Ниже показано, что в отличие от традиционного карсинотрона рассматриваемая распределенная система может демонстрировать различные сценарии перехода к нерегулярному режиму возбуждения колебаний. При этом принципиально важным является то, что бифуркационное значение параметра, при котором происходит такой переход, оказывается существенно меньше по сравнению со случаем не связанных автоколебательных систем.

Рассмотрим две замедляющие структуры, представляющие собой одинаковые гофрированные волноводы, имеющие длину L . Волноводы расположены параллельно друг другу и связаны на участке общей границы через узкую щель. Вдоль каждого волновода движется электронный пучок. В дальнейшем будем полагать, что параметры обоих пучков одинаковы. Рассматриваемая система находится в сильном внешнем магнитном поле, силовые линии которого параллельны осям волноводов. Поэтому движение электронов пучков можно считать одномерным.

Система уравнений, описывающая нелинейную динамику возбуждения связанных волноводов электронными пучками, получена из общей теории возбуждения замедляющих структур [3] и в безразмерных переменных имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial F^{(1)}}{\partial \tau} - \frac{\partial F^{(1)}}{\partial \xi} &= \frac{1}{\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} e^{i\theta_1} d\theta_0 + i\alpha F^{(2)}, \\ \frac{\partial F^{(2)}}{\partial \tau} - \frac{\partial F^{(2)}}{\partial \xi} &= \frac{1}{\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} e^{i\theta_2} d\theta_0 + i\alpha F^{(1)}, \\ \frac{\partial^2 \theta_{1,2}}{\partial \xi^2} &= \text{Re} \left[F^{(1,2)} e^{-i\theta_{1,2}} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

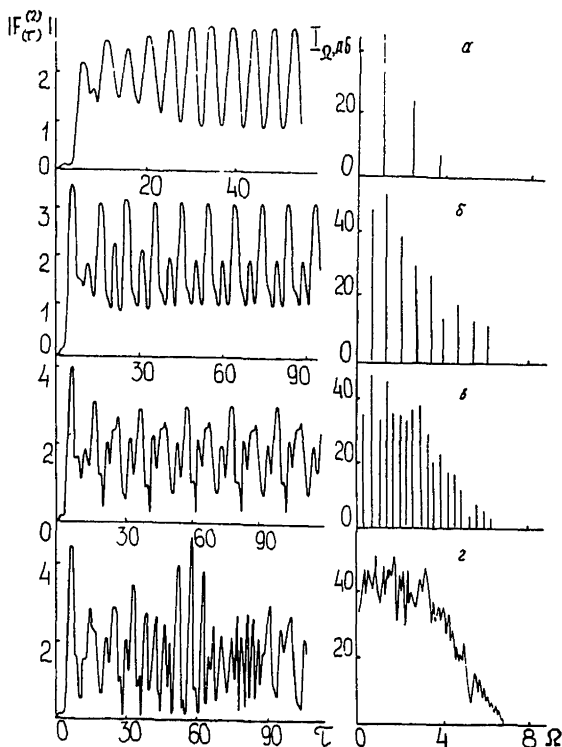


Рис. 1. Зависимость от времени амплитуды обратной волны при $\xi = 0$ $|F^{(2)}(\tau)|$ и спектры огибающей выходного сигнала в установившемся режиме генерации I_{Ω} (дБ) для различных значений параметра l при $\alpha = \Gamma$ (а - $l = 3$; б - $l = 3.5$; в - $l = 3.7$; г - $l = 3.9$); $\Omega \equiv \omega/\omega_0 C$.

Здесь введены безразмерные переменные работы [2]:

$$\tau \equiv \left(\frac{1}{V_0} - \frac{1}{V_g} \right)^{-1} \left(t - \frac{z}{V_0} \right) \frac{\omega_0 C}{V_0},$$

V_0 - начальная скорость пучков, V_g - групповая скорость волны на несущей частоте ω_0 , C - параметр Пирса, $\xi \equiv \frac{\omega_0 C z}{V_0}$; $\theta_{1,2} \equiv \omega_0 t_{1,2} - \frac{\omega_0 z}{V_0}$, $\theta_0 \equiv \theta_{1,2}(\xi = 0)$ - фаза влета электронов в волновод, $F^{(1,2)} \equiv \frac{E^{(1,2)} e}{m \omega_0 V_0 C^2}$ - нормированные значения

электрических полей в первом и втором волноводах, e , m - заряд и масса электрона, параметр, характеризующий распределенную связь между волноводами равен α . Отметим, что при вы-

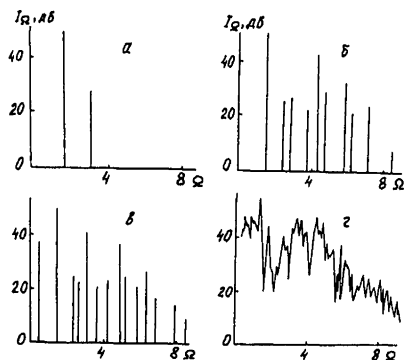


Рис. 2. Спектры огибающей выходного сигнала во втором карсино-троне при $\alpha = 2\Gamma$ для различных значений параметра \mathcal{L} . (а - $\mathcal{L} = 2.8$; б - $\mathcal{L} = 4.2$; в - $\mathcal{L} = 4.5$; г - $\mathcal{L} = 5$).

воде уравнений (1) было использовано предположение о малости относительного изменения энергии частиц пучков. Полученную систему уравнений необходимо дополнить граничными и начальными условиями. В отсутствие предварительной модуляции пучка в сечении $\xi = 0$ эти условия запишем в виде:

$$F^{(1,2)}(\xi = \mathcal{L}, \tau) = 0, \quad F^{(1)}(\tau = 0, \xi) = F_0, \quad F^{(2)}(\tau = 0, \xi) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d\theta_{\pm 2}}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \mathcal{L} \approx \frac{\omega_0 L}{V_0} C.$$

На основе численного решения системы уравнений (1) была исследована нелинейная стадия возбуждения полей в связанных гофрированных волноводах при различных соотношениях между линейным параметром связи α и коэффициентом усиления волн $\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2}$.

Численное решение уравнений (1) при $\alpha = \Gamma$ показало, что возбуждение колебаний в системе наступает при $\mathcal{L} \approx 2$. В интервале значений $2 \lesssim \mathcal{L} \lesssim 2.9$ в обоих волноводах устанавливается стационарный одночастотный режим генерации. При достаточно большой надкритичности $\mathcal{L} \gtrsim 2.9$ стационарный режим генерации становится неустойчивым и реализуется автомодуляционный режим, вызванный совместным действием эффектов запаздывания и нелинейной перегруппировкой электронов [2]. На рис. 1 приведены

зависимости амплитуды обратной волны $|F^{(2)}(\tau, \xi=0)|$ и спектры огибающей выходного сигнала в случае автомодуляционного режима генерации. Из рисунка следует, что с ростом параметра \mathcal{L} переход от регулярной автомодуляции к нерегулярной происходит в результате последовательности бифуркаций удвоения периода. При этом спектр выходного сигнала обогащается новыми спектральными линиями, соответствующими ряду бифуркаций удвоения периода. Начиная с $\mathcal{L} = 3.8$ в системе наблюдаются нерегулярные автоколебания. Аналогичная зависимость существует и для $|F^{(1)}(\tau, \xi=0)|$. Отметим, что по первым бифуркационным значениям параметра \mathcal{L} вычислена скорость перехода системы к нерегулярной автомодуляции $\delta_2 = \frac{\mathcal{L}_3 - \mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_4 - \mathcal{L}_3} \simeq 4.1$, величина которой близка к универсальной константе Фейгенбаумана. Для рассматриваемой автоколебательной системы значение параметра \mathcal{L} , при котором происходит переход к нерегулярным автомодуляционным процессам приблизительно в 1.5 меньше по сравнению с традиционным карсинотроном. Кроме того, в карсинотроне переход к нерегулярной автомодуляции не сопровождается бифуркацией удвоения периода [2, 4].

При $d = 2$ Г в интервале значений $2 \leq \mathcal{L} \leq 2.6$ в обоих волноводах устанавливался режим стационарной генерации. При $\mathcal{L} > 2.6$ реализуется режим автомодуляции. В этом случае переход динамической системы от регулярной автомодуляции к нерегулярной с ростом \mathcal{L} сопровождался появлением в спектре выходного сигнала несоизмеримых частот и их комбинаций. При $\mathcal{L} \geq 5$ квазипериодическая автомодуляция разрушалась и в системе устанавливались аутостохастические колебания. При этом дискретные составляющие в спектре скачком превращались в размытые пики (рис. 2). Описанный механизм перехода к нерегулярной автомодуляции наблюдался в эксперименте [4] и, по-видимому, связан со сценарием возникновения хаоса по Рюэлю-Такенсу [5].

Таким образом, в отличие от традиционного карсинотрона [1, 2] рассматриваемая автоколебательная система в зависимости от величины параметра связи между гофрированными волноводами может демонстрировать различные сценарии перехода к режиму нерегулярной автомодуляции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и н з б у р г Н.С., К у з н е ц о в С.П., Ф е д о с е в а Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037-1059.
- [2] Г и н з б у р г Н.С., К у з н е ц о в С.П. // В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101-144.
- [3] В а й н ш т е й н Л.А., С о л н ц е в В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.

- [4] Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 1979, Т. 29, № 3. С. 180-183.
- [5] Рюэль Д., Такенс Ф. В кн.: Странные аттракторы. М.: Мир, 1981. С. 117-151.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
16 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19

12 октября 1990 г.

07

© 1990

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ГИРОТРОПИЯ (ФОТОГИРОТРОПИЯ) ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ АКТИВИРОВАННЫХ СТЕКОЛ

В.И. Т а р а с а ш в и л и, Ш.Д. К а к и ч а ш в и л и

Под воздействием актиничного света циркулярной поляризации в фотогиротропной среде возникает индуцированное круговое поглощение и круговое двулучепреломление [1-3]. Возможность измерения и теоретическое описание эффекта обсуждается в [4, 5].

В предлагаемой работе впервые описана светоиндуцированная гиротропия светочувствительных центров активированных УФ-излучением алюмоборосиликатных фотохромных стекол (ФХС) с кристаллическими примесями хлористого и бромистого серебра [6], а также радиационно окрашенных силикатных стекол типа SiO_2R_2ORD (СС) [7].

В эксперименте было использовано циркулярно поляризованное излучение криптонового лазера ($\lambda = 6471 \text{ \AA}$) и He-Cd лазера ($\lambda = 3250 \text{ \AA}$, $\lambda = 4416 \text{ \AA}$). В процессе засветки широким, однородным пучком циркулярно поляризованного излучения образец вращался для исключения влияния остаточной эллиптичности актиничного света. Зависимость величины индуцированного кругового поглощения $\alpha_{\text{дирт}}$ от длины волны измерительного света измерялась на модернизированном для этой цели дихрографе ДХР-02.

На рис. 1, а приведены результаты, полученные при засветке одного из образцов ФХС левоциркулярно поляризованным светом $\lambda = 6471 \text{ \AA}$. Кривая 1 соответствует оптической плотности исходного незасвеченного образца. Эта же кривая разложена на парциальные плотности по соответствующим центрам окраски Q_1, Q_2, P, B и T . Кривая 2 соответствует оптической плотности засвеченного образца энергией $H = 0.09 \text{ Дж/см}^2$. Кривая 3 описывает ход кривой светоиндуцированного дихроизма для той же энергии