

11;13

Генерация хаотических сигналов миллиметрового диапазона на основе широкополосных гиросилителей с винтовым гофрированным волноводом

© Н.С. Гинзбург, Р.М. Розенталь, А.С. Сергеев, И.В. Зотова

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 26 апреля 2016 г.

Показана возможность генерации хаотического шумоподобного излучения в гиросилителях с винтовым гофрированным волноводом при введении запаздывающей обратной связи. Для реализации режима развитого динамического хаоса оптимален выбор расстройки циклотронного резонанса, соответствующей максимальной крутизне спада амплитудной характеристики усилителя после насыщения. Сделаны оценки параметров шумового генератора на основе экспериментально реализованной гиросилителя ЛБВ диапазона 35 GHz, согласно которым возможна генерация многочастного излучения с шириной спектра 3–4 GHz со средней мощностью до 70 kW при КПД порядка 10%.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.03.44227.16313

Разработанные в ИПФ РАН гиротронные лампы бегущей волны (гиросилители ЛБВ) с рабочим пространством в виде волновода с многозаходной винтовой гофрировкой, на которой осуществляется связь бегущей и квазикритической волн [1,2], обладают рядом уникальных характеристик, включая мощность, эффективность, рабочий диапазон и ширину полосы усиления. Наряду со многими другими приложениями привлекательно использование таких усилителей для генерации шумоподобных сигналов, что может быть достигнуто при введении внешней запаздывающей обратной связи и реализации режима динамического хаоса. Фактически, начиная с работ [3,4] вплоть до настоящего времени, подобный метод широко исследовался в электронике СВЧ применительно к черенковским ЛБВ типа „О“ сантиметрового диапазона.

Следует отметить также, что ранее для анализа режимов хаотической генерации в электронных системах на основе ЛБВ преимущественно использовались модели усилителя в виде сосредоточенного элемента, поведение которого описывается при помощи точечных отображений [5,6]. Предшествующие нестационарные распределенные модели электронно-волнового взаимодействия [7,8] применимы только для описания генерации относительно узкополосных хаотических сигналов. Как показано в настоящей работе, для гиро-ЛБВ с винтовой гофрировкой могут быть развиты динамические модели, которые позволяют описать усиление и генерацию многочастотных широкополосных сигналов с учетом реальной дисперсии электродинамической системы, конечности полосы усиления, эффектов нелинейного насыщения усиления и т. д.

В исследуемом классе гиро-ЛБВ приосевой винтовой электронный пучок движется в волноводе с винтовой гофрировкой поверхности $r(\phi, z) = r_0 + \tilde{r} \cos(\tilde{m}\phi - \tilde{h}z)$, где r_0 — средний радиус волновода, \tilde{r} — амплитуда и \tilde{m} — число заходов гофрировки, $\tilde{h} = 2\pi/d$, d — период гофра. Следуя [1], будем считать, что гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся ТЕ-мод цилиндрического волновода, первая из которых является квазикритической (A), а вторая — бегущей (B). Для осуществления такой связи необходимо выполнение условий брэгговского резонанса $\tilde{m} = m_A + m_B$, $\tilde{h} \approx h_B$, где $m_{A,B}$ — азимутальные индексы мод, h_B — продольное волновое число моды B ($h_A \rightarrow 0$). Соответственно электрические поля парциальных волн могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} E_A &= \operatorname{Re}(A(z, t) E_{\perp}^A(r) e^{i(\omega_A t - m_A \phi)}), \\ E_B &= \operatorname{Re}(B(z, t) E_{\perp}^B(r) e^{i(\omega_B t - h_B z + m_B \phi)}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $A, B(z, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды, функции $E_{\perp}^{A,B}(r)$ описывают радиальную структуру волн, соответствующую модам гладкого волновода.

Для селективного возбуждения комбинации мод (1) необходимо использование приосевого электронного пучка, частицы которого движутся в однородном магнитном поле по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки резонансно взаимодействуют только с попутно вращающимися модами круглого волновода с азимутальным индексом m , совпадающим с номером циклотронной гармоники s . В перечисленных условиях

процесс усиления нестационарных сигналов можно описать на основе самосогласованной системы уравнений [9]:

$$i \frac{g^2}{4} \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + i \hat{\alpha} b = \frac{G}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^s d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\beta_{gr}}{\beta_{\parallel 0}} \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) b - i \hat{\Delta}_g b + i \hat{\alpha} a = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) p + i \frac{p}{s} (\Delta - 1 + |p|^2) = i a (p^*)^{s-1}, \quad (2)$$

где введены следующие обозначения: $Z = \kappa_A z \beta_{\perp 0}^2 / 2 \beta_{\parallel 0}$, $\tau = \omega_A t \times \beta_{\perp 0}^2 / 2$, $a, b = (e/mc^2)(s^s/2^{s-1}s!)(\beta_{\perp 0}^{s-4}/\gamma_0)\hat{A}, \hat{B}$, $\hat{A} = eA/mc^2\kappa_A$, $\hat{A} = \sqrt{N_B/N_A}eB/mc^2\kappa_B$, $\hat{\Delta}_g = \Delta_g 2h_0/\kappa_A\beta_{\perp 0}^2$, $\hat{\alpha} = (\tilde{r}/\beta_{\perp 0}^2 r_0)(v_B^2 - m_A m_B) / \sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}$ — коэффициент связи парциальных волн на винтовой гофрированной поверхности, $N_{A,B} = (v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2)J_{m_{A,B}}^2(v_{A,B})$ — безразмерные нормы волн, $\kappa_{A,B} = v_{A,B}/r_0$ — поперечные волновые числа парциальных волн, $v_{A,B}$ — корни производных функций Бесселя $J'_{m_A}(v_A) = J'_{m_B}(v_B) = 0$, $\Delta_g = (\bar{h} - h_0)/\kappa_A$ — геометрическая расстройка, $h_0 = h_B(\omega_A)$, $V_{gr} = \beta_{gr}c = h_0c/\kappa_A$ — групповая скорость бегущей волны B , $g = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}$, $G = 16(eI_b/mc^3N_A)(\beta_{\perp 0}^{2s-6}/\beta_{\parallel 0}\gamma_0)(s^s/2^s s!)$ — параметр тока, $\Delta = 2(\omega_A - s\omega_H^0)/\omega_A\beta_{\perp 0}^2$ — расстройка циклотронного резонанса.

При записи граничных условий считалось, что в сечении $Z = 0$ электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям: $p(Z = 0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. Для квазикритической волны A на границах пространства взаимодействия ставились условия излучения [9]. Считалось, что ввод сигнала в усилитель осуществляется через бегущую парциальную волну B , через эту же волну осуществляется вывод излучения. Соответственно для учета запаздывающей обратной связи уравнения (2) следует дополнить граничным условием

$$b(Z = 0, \tau) = Rb(Z = L, \tau - T), \quad (3)$$

где R — коэффициент передачи, T — нормированное время задержки сигнала. При моделировании использовалось нормированное значение

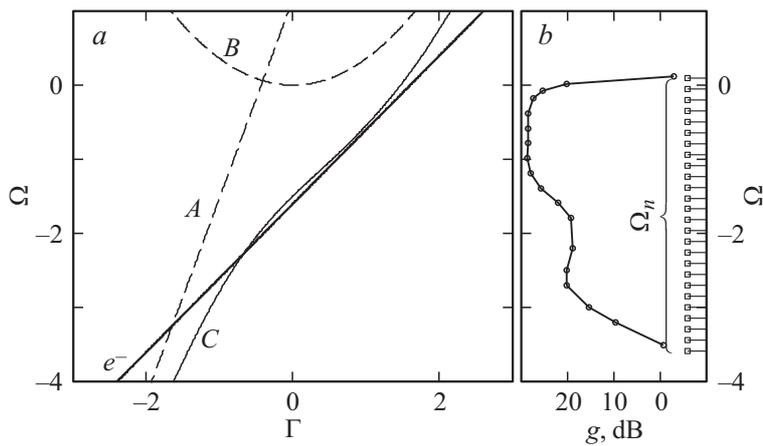


Рис. 1. *a* — дисперсионная характеристика gyro-ЛБВ (e^- — электронная волна, A, B — бегущая и квазикритическая парциальные волны, C — синхронная нормальная волна); *b* — полоса усиления gyro-ЛБВ в отсутствие обратной связи ($\Delta = 1.88$, $b_{in} = 0.01$), Ω_n — частоты собственных мод при введении запаздывающей обратной связи с временем задержки $T = 20$.

задержки $T = 20$, соответствующее физическому времени прохождения сигнала по цепи обратной связи ~ 3.2 ns.

На основании уравнений (2), (3) рассмотрим динамику системы при значениях параметров $L = 23$, $G = 0.04$, $\hat{\alpha} = 2.1$, $\hat{\Delta}_g = 1.15$, соответствующих экспериментально реализованной gyro-ЛБВ диапазона 35 GHz [2], запитываемой присевым винтовым электронным пучком с энергией 70 keV, током 10 A и питч-фактором $g = 1.2$. На рис. 1, *a* показана дисперсионная характеристика гофрированного волновода для выбранных параметров, которая может быть получена из уравнений (2) в отсутствие электронного пучка при представлении амплитуд полей парциальных волн в виде $a, b \sim \exp(i\Omega\tau - i\Gamma Z)$ [9]. Указанная характеристика на рисунке совмещена с частотной зависимостью коэффициента усиления в режиме насыщения при значении расстройки циклотронного резонанса $\Delta = 1.88$, соответствующей максимальной ширине полосы усиления. Для выбранного времени задержки в полосу усиления попадает более двух десятков „холодных“ собственных мод

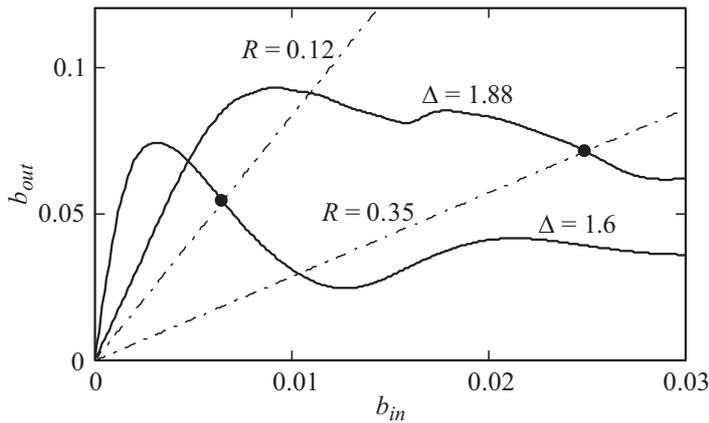


Рис. 2. Амплитудные характеристики gyro-ЛБВ (зависимость сигнала на выходе b_{out} от сигнала на входе b_{in}) в режимах максимального усиления ($\Delta = 1.88$) и максимальной крутизны спада амплитудной характеристики ($\Delta = 1.6$) при $\Omega = -0.5$. Прямыми линиями обозначены нагрузочные характеристики усилителя с обратной связью с коэффициентом передачи R .

системы (рис. 1, b), расстояние между которыми в первом приближении определяется выражением $\Delta\Omega \approx 2\pi/(L + T)$.

При $\Delta = 1.88$ самовозбуждение системы происходит при $R = 0.08$. Увеличение коэффициента передачи до $R = 0.35$ перемещает нагрузочную характеристику на участок максимального спада амплитудной характеристики усилителя (рис. 2, кривая $\Delta = 1.88$), что приводит к возникновению периодической автомодуляции по амплитудному сценарию [8]. Это подтверждается близостью периода автомодуляции к удвоенному времени прохождения сигнала по цепи обратной связи $T_{AM} \approx 2(L + T)$ и соответственно $\Omega_{AM} \approx \pi/(L + T) = \Delta\Omega/2$. Генерация хаотического излучения имеет место в интервалах $R = 0.46-0.48$, $0.56-0.58$, $0.75-1.0$, однако глубина модуляции не превышает 40%.

Снижение бифуркационных значений коэффициента передачи и расширение областей хаотической модуляции достигается при использовании амплитудной характеристики с максимальной крутизной спада после насыщения, реализуемой при $\Delta = 1.6$ (рис. 2). В этом режиме самовозбуждение колебаний происходит при значениях $R = 0.04$. При

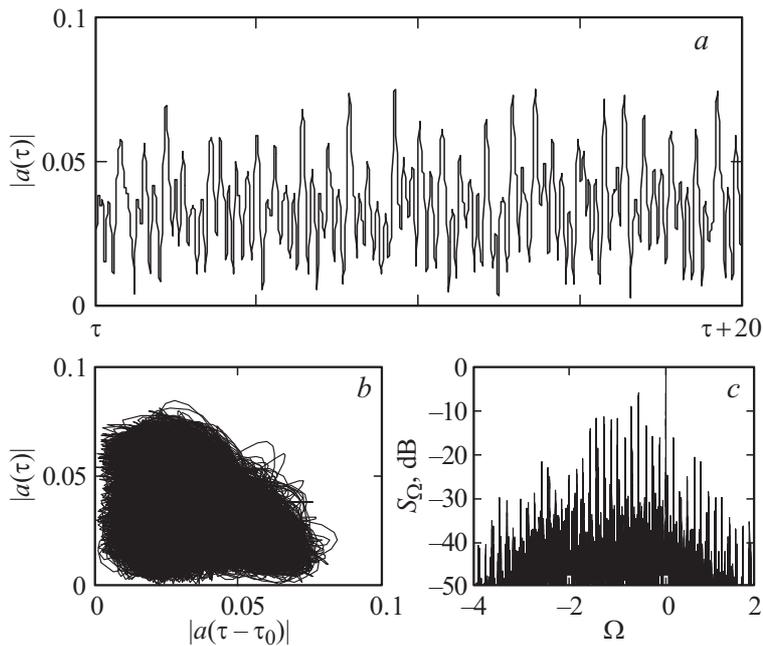


Рис. 3. Временная реализация (*a*), фазовый портрет (*b*) и спектр хаотической генерации (*c*) в режиме максимальной крутизны спада амплитудной характеристики ($\Delta = 1.6$, $T = 20$, $R = 0.5$).

$R = 0.12$, что соответствует попаданию нагрузочной характеристики усилителя на участок максимальной крутизны амплитудной характеристики (рис. 2, кривая $\Delta = 1.6$), возникает периодическая автомодуляция. Сценарий возникновения автомодуляции в данном случае носит смешанный характер, включая в себя как частотный, так и амплитудный механизмы. Хаотизация колебаний происходит уже при значениях $R = 0.24$, а в интервалах значений $R = 0.45-0.65$ и $R > 0.81$ реализуются режимы „развитого“ хаоса, когда на фазовом портрете отсутствуют какие-либо крупномасштабные структуры (рис. 3). Максимальное значение электронного КПД (усредненное по времени реализации) в режимах хаотической генерации достигается при значениях $\Delta \approx 1.6$, $R \approx 0.62$ и составляет $\sim 10\%$.

Таким образом, в широкополосной гиро-ЛБВ с винтовым гофрированным волноводом при введении запаздывающей обратной связи возможна хаотизация излучения. При этом для реализации режимов „развитого“ динамического хаоса необходимо сместить расстройку синхронизма в область максимальной крутизны амплитудной характеристики усилителя. В этом случае происходит снижение бифуркационных значений коэффициента передачи (глубины обратной связи) и существенное расширение областей генерации хаотического излучения. Проведенное моделирование показывает, что при использовании экспериментально реализованного в работе [2] усилителя диапазона 35 GHz, путем введения обратной связи с временем запаздывания ~ 3 ns и коэффициентом передачи $\sim 30\%$ от уровня выходной мощности, возможно получение хаотического излучения со средней мощностью до 70 kW, КПД порядка 10% и шириной спектра 3–4 GHz.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-02-00745.

Список литературы

- [1] Denisov G.G., Bratman V.L., Cross A.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. N 25. P. 5680–5683.
- [2] Samsonov S.V., Gachev I.G., Denisov G.G. et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2014. V. 61. N 12. P. 4264–4267.
- [3] Анисимова Ю.В., Дмитриев А.С., Залогин Н.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. В. 8. С. 387–389.
- [4] Кац В.А., Трубецков Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 3. С. 116–119.
- [5] Анисимова Ю.В., Воронцов Г.М., Залогин Н.Н. и др. // Радиотехника. 2000. № 2. С. 19–25.
- [6] Залогин Н.Н., Кислов В.Я., Кислов В.В. // Радиотехника. 2005. № 12. С. 46–50.
- [7] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 133–137.
- [8] Рыскин Н.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 2. С. 129–142.
- [9] Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S. et al. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 113111.