



## ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ОТРАЖЕНИЙ ОТ УДАЛЕННОЙ НАГРУЗКИ НА КОНКУРЕНЦИЮ МОД В ГИРОТРОНЕ

*М. М. Чумакова*

Рассматривается влияние отражений от удаленной нагрузки на конкуренцию мод в двухмодовой модели гиротрона. Анализ проводится на основе квазилинейных уравнений для медленно меняющихся амплитуд мод с кубической нелинейностью, в которых влияние отражений учтено при помощи слагаемых, содержащих запаздывание. Подробно обсуждается наиболее характерный случай конкуренции двух близких по частоте мод, находящихся в центре зоны генерации. Аналитически и численно исследуется характер смены режимов колебаний при увеличении коэффициента отражения паразитной моды и при различных значениях времени запаздывания.

*Ключевые слова:* Гиротрон, конкуренция мод, отражения, запаздывание.

### Введение

Известно, что достаточно малое отражение от удаленной нагрузки может оказывать заметное влияние на спектр выходного излучения гиротронов. Это могут быть как отражения от выходного окна [1–10], так и отражения от плазмы в экспериментах по электронно-циклотронному нагреву [11]. Аналогичные явления характерны и для других генераторов радио-, микроволнового и оптического диапазонов (см., например, [12–14]). Несмотря на то, что этой проблеме посвящено достаточно много работ, такие вопросы, как устойчивость собственных мод, характер процессов установления колебаний, возможности переключения между различными модами изучены недостаточно. Как правило, в литературе приводятся результаты численного моделирования конкуренции мод для какого-либо конкретного гиротрона. В то же время, желательно более подробно исследовать общие закономерности влияния отражений методами теории колебаний на основе упрощенных моделей в виде систем взаимодействующих мод.

В работе [15] на примере обобщенной модели генератора с отражением от нагрузки были исследованы условия устойчивости стационарных состояний и переходные процессы в типичных для гиротронов условиях большого запаздывания

и малого коэффициента отражения. Однако гиротроны, как правило, являются приборами с пространственно развитыми многомодовыми колебательными системами. Представляется, что эффекты отражения от нагрузки будут играть важную роль в процессе конкуренции мод. Поэтому целью настоящей работы является обобщение анализа, проведенного в [15], на случай генератора, в котором в отсутствие отражений возможно возбуждение двух собственных мод.

## 1. Основные уравнения и результаты их анализа

Будем исходить из уравнений так называемой квазилинейной теории, которая позволяет описать процессы конкуренции мод в гиротроне [16,17], а также в ряде других резонансных генераторов [18,19]. В рамках этой теории мощность взаимодействия электронного пучка с полем резонатора представляется в виде ряда по степеням медленно меняющихся амплитуд собственных мод. Поле резонатора представляется в виде суперпозиции собственных мод с медленно меняющимися амплитудами  $A_s(t)$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_s A_s(t) \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) \exp(i\omega_0 t),$$

где  $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$  – функции, описывающие пространственную структуру мод;  $\omega_0$  – опорная частота. В случае взаимодействия двух мод укороченные уравнения для амплитуд можно записать в виде

$$\frac{dA_1}{dt} = \left( \sigma_1 - \beta_1 |A_1|^2 - \gamma_1 |A_2|^2 \right) A_1 + \rho_1 e^{-i\psi_1} A_1(t - \tau), \quad (1)$$

$$\frac{dA_2}{dt} = q \left[ \left( \sigma_2 - \beta_2 |A_2|^2 - \gamma_2 |A_1|^2 \right) A_2 + \rho_2 e^{-i\psi_2} A_2(t - \tau) \right]. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2)  $\sigma_s = \alpha'_s - (2I_s Q_s)^{-1}$  – параметры возбуждения (здесь и далее  $s, s' = 1, 2$ );  $I_s$  – безразмерные параметры тока;  $q = I_2/I_1$ ,  $Q_s$  – добротности;  $t$  – безразмерное время, нормированное на величину  $\omega_0 I_1$ . Комплексные коэффициенты  $\alpha_s = \alpha'_s + i\alpha''_s$ ,  $\beta_s = \beta'_s + i\beta''_s$ ,  $\gamma_s = \gamma'_s + i\gamma''_s$  характеризуют соответственно эффекты линейного усиления, нелинейного насыщения и межмодовое взаимодействие. Они являются функциями относительного угла пролета электронов и волны

$$\theta = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel}} \left( 1 - \frac{\omega_H}{\omega_0} \right) \frac{L}{\lambda},$$

где  $\beta_{\parallel}$  – отношение продольной скорости электронов к скорости света,  $\omega_H$  – гиро-частота,  $L$  – длина пространства взаимодействия,  $\lambda$  – длина волны. Более подробное определение параметров, входящих в уравнения (1), (2), дано в [16,17].

Последние слагаемые в правых частях (1), (2) описывают влияние сигнала, отраженного от нагрузки (подробнее см. [10]). В них введены комплексные безразмерные параметры  $\rho_s \exp(i\psi_s)$ , где  $\rho_s = \Gamma_s / (Q_{es} I_s)$  – нормированные коэффициенты отражения  $\Gamma_s$ ,  $Q_{es}$  – внешние (дифракционные) добротности,  $\psi_s = \hat{\omega}_s \tau$  – набеги

фазы отраженного сигнала, возвращающегося в резонатор,  $\hat{\omega}_s$  – «горячие» собственные частоты мод,  $\tau$  – безразмерное время распространения сигнала от генератора к нагрузке и обратно.

Обсудим влияние отражений на режимы колебаний системы (1), (2). Рассмотрим вначале ситуацию, когда отражения отсутствуют. В этом случае динамика системы (1), (2) хорошо изучена (см., например, [13,16–21]). Будем считать, что  $\sigma_{1,2} > 0$ , то есть условия самовозбуждения обеих мод выполнены. Тогда характер режимов колебаний определяется величинами

$$\chi_s = \frac{\gamma'_s \sigma_{s'}}{\beta'_{s'} \sigma_s}, \quad s, s' = 1, 2. \quad (3)$$

У системы (1), (2) существует три типа неподвижных точек, соответствующих стационарным состояниям исходной системы.

- а) Тривиальное стационарное состояние,  $A_1 = A_2 = 0$ , соответствующее отсутствию генерации. Поскольку мы считаем, что  $\sigma_{1,2} > 0$ , это состояние всегда неустойчиво.
- б) Состояния  $|A_1| = A_0, A_2 = 0$  и  $A_1 = 0, |A_2| = A_0$ , где  $A_0 = \text{const}$ . Они соответствуют одномодовым режимам генерации. Первое устойчиво при  $\chi_2 > 1$  и  $\chi_1 < 1$ , второе – при  $\chi_1 > 1$  и  $\chi_2 < 1$ .
- в) Двухмодовое состояние, когда  $A_{1,2} \neq 0$ . Оно существует либо при  $\chi_1 < 1, \chi_2 < 1$ , либо при  $\chi_1 > 1, \chi_2 > 1$ . В первом случае двухмодовое состояние устойчиво, во втором – неустойчиво.

Таким образом, плоскость параметров  $(\chi_1, \chi_2)$  разбивается на четыре области, соответствующие четырем возможным ситуациям (рис. 1). В области I единственным устойчивым режимом является режим генерации первой моды, в области III – режим генерации второй моды, в области II имеет место бистабильность, то есть устойчивы оба одномодовых режима, а двухмодовый режим неустойчив. В зависимости от начальных условий может возбуждаться как первая, так и вторая мода. В области IV устойчив двухмодовый режим, а оба одномодовых неустойчивы.

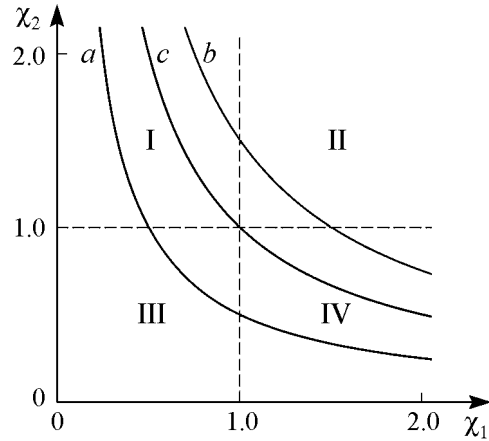


Рис. 1. Разбиение плоскости параметров  $\chi_1, \chi_2$  на области различных режимов колебаний: I – область, где в процессе конкуренции устанавливается режим одномодовой генерации первой моды; II – область бистабильности; III – область, где устанавливается режим одномодовой генерации второй моды; IV – область двухмодовой генерации

Теперь обсудим, как изменится ситуация при наличии отражений. Вначале рассмотрим случай, когда время запаздывания достаточно мало, так что за время  $\tau$  амплитуды мод не успевают существенно измениться. Тогда в правых частях уравнений (1), (2) можно приближенно положить  $A_s(t - \tau) \approx A_s$ . Тем не менее, запаздывающий характер от-

ражений учитывается, поскольку фазы  $\psi_s$  зависят от  $\tau$ . Очевидно, что влияние отражений сводится к перенормировке параметров возбуждения

$$\hat{\sigma}_s = \sigma_s + \rho_s \exp(i\psi_s).$$

Соответственно, происходит перенормировка параметров  $\chi_s$

$$\hat{\chi}_1 = \frac{\gamma'_1 (\sigma_2 + \rho_2 \cos \psi_2)}{\beta'_2 (\sigma_1 + \rho_1 \cos \psi_1)} = \chi_1 \cdot \kappa, \quad \hat{\chi}_2 = \frac{\gamma'_2 (\sigma_1 + \rho_1 \cos \psi_1)}{\beta'_1 (\sigma_2 + \rho_2 \cos \psi_2)} = \chi_2 / \kappa, \quad (4)$$

где

$$\kappa = \left(1 + \frac{\rho_2}{\sigma_2} \cos \psi_2\right) / \left(1 + \frac{\rho_1}{\sigma_1} \cos \psi_1\right). \quad (5)$$

Таким образом, при каком-либо изменении параметров отражений будем двигаться на плоскости параметров  $\hat{\chi}_1 \hat{\chi}_2$  вдоль гиперболы  $\hat{\chi}_1 \hat{\chi}_2 = \chi_1 \chi_2$ . Будем называть случай  $\chi_1 \chi_2 > 1$  (кривая  $b$  на рис. 1) случаем сильной связи мод, случай  $\chi_1 \chi_2 < 1$  (кривая  $a$  на рис. 1) случаем слабой связи. Они разделены критической гиперболой  $\hat{\chi}_1 \hat{\chi}_2 = \chi_1 \chi_2 = 1$  (кривая  $c$ ). Допустим, в отсутствие отражений мы находимся в области I, и параметры отражений меняются таким образом, что  $\kappa$  увеличивается. Тогда в случае сильной связи мод с ростом коэффициентов отражения, двигаясь вдоль кривой  $b$  (см. рис. 1), будем наблюдать следующую последовательность смены режимов: когда  $\hat{\chi}_1$  станет больше единицы, то есть при  $\kappa > \chi_1^{-1}$ , режим генерации первой моды сменится режимом бистабильности. При  $\kappa > \chi_2$ , когда  $\hat{\chi}_2$  станет меньше единицы, установится режим генерации второй моды. В случае слабой связи мод с ростом  $\kappa$  режим генерации первой моды сначала сменится режимом двухмодовой генерации, затем – режимом генерации второй моды.

Если время запаздывания достаточно велико, и амплитуды мод, определяемые уравнениями (1), (2), успевают существенно измениться за время прохождения сигнала к нагрузке и обратно, выражение (5) для параметра  $\kappa$  модифицируется следующим образом:

$$\kappa = \left(1 + \frac{\rho_2}{\sigma_2} \cos(\psi_2 + \omega_2 \tau)\right) / \left(1 + \frac{\rho_1}{\sigma_1} \cos(\psi_1 + \omega_1 \tau)\right). \quad (6)$$

Здесь  $\omega_s$  – отстройки от соответствующих собственных частот  $\hat{\omega}_s$ . Важно отметить, что величины  $\omega_s$  зависят от параметров  $\rho_s, \psi_s$ , характеризующих нагрузку (так называемый эффект «длинной линии», см., например, [22]). Действительно, рассмотрим решение уравнений (1), (2) в виде одномодовых колебаний с постоянной амплитудой,  $A_1 = A_0 \exp(i\omega_1 t)$ ,  $A_2 = 0$ . Тогда нетрудно прийти к характеристическому уравнению

$$\omega_1 = -\rho_1 \sin(\psi_1 + \omega_1 \tau) + \frac{\beta''_1}{\beta'_1} (\sigma_1 + \rho_1 \cos(\psi_1 + \omega_1 \tau)). \quad (7)$$

При отсутствии фазовой нелинейности ( $\beta''_1$ ) свойства собственных частот были исследованы в [15]. Аналогичное уравнение (7) можно получить для частоты второй моды.

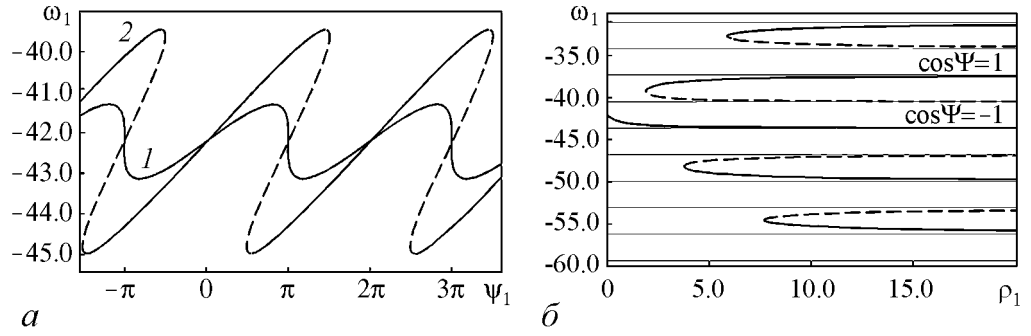


Рис. 2. *a* – зависимость частоты основной моды от  $\psi_1$  при  $\rho_1 = 1.0$  (кривая 1) и  $\rho_1 = 3.0$  (кривая 2); *b* – зависимость частоты основной моды от  $\rho_1$  при  $\psi_1 = 0.4\pi$  ( $\Psi = \psi_1 + \omega_1\tau$ )

На рис. 2, *a* приведен пример зависимостей частоты от фазы параметра отражений. При достаточно малых  $\rho_1$  эта зависимость является однозначной (кривая 1). При росте коэффициента отражения число корней уравнения (7), то есть число собственных частот, увеличивается. Соответственно зависимость  $\omega_1(\psi_1)$  становится неоднозначной (кривая 2). Это свидетельствует о появлении новых стационарных состояний и возникновении мультистабильности [15]. На рис. 2, *b* представлена зависимость частоты от параметра  $\rho_1$ , на которой также хорошо видно появление новых стационарных состояний. Сплошной линией показаны устойчивые стационарные состояния, штриховой – неустойчивые (подробнее см. [15]). (Аналогичные графики можно построить для частоты паразитной моды.) Как видно из рисунка с ростом отражений частоты стремятся к таким значениям, для которых  $\cos \Psi = 1$  для устойчивых стационарных состояний и  $\cos \Psi = -1$  для неустойчивых. Здесь  $\Psi = \psi_s + \omega_s\tau$ . Это означает, что, если параметр отражений достаточно сильно превышает порог возникновения соответствующего стационарного состояния, выражение (6) принимает вид

$$\kappa \approx \left(1 + \frac{\rho_2}{\sigma_2}\right) / \left(1 + \frac{\rho_1}{\sigma_1}\right). \quad (8)$$

Рассмотрим наиболее типичную ситуацию конкуренции двух близких по частоте мод, для которых углы пролета соответствуют центру полосы отрицательной ре-абсорбции, то есть близки к максимуму функции  $\text{Re } \alpha(\theta)$ . При частоте излучения гиротрона порядка 100 ГГц разность частот двух соседних мод (собственных частот резонатора) порядка 1 ГГц. В этих условиях коэффициенты  $\alpha, \beta$  можно принимать одинаковыми для обеих мод,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ ,  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , а коэффициенты нелинейного взаимодействия  $\gamma_s = 2\beta_s$  [16,17]. На рис. 1 этот случай соответствует кривой *b*. Добротности мод также можно считать одинаковыми,  $Q_1 = Q_2 = Q$ . Будем считать, что на частоте рабочей моды отражения отсутствуют  $\Gamma_1 = 0$ , что обеспечивается подбором толщины окна при известной диэлектрической проницаемости его материала (см., например, [1,3,4]). Однако на частоте паразитной моды, отстоящей от основной на 1–2 ГГц, коэффициент отражения может существенно отличаться от нуля [3–5].

Полезно записать выражение для коэффициента  $\sigma_1$  следующим образом:

$$\sigma_1 = \text{Re } \alpha - \frac{1}{2I_1Q} = \left(1 - \frac{I_{st}}{I_1}\right) \text{Re } \alpha = \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \text{Re } \alpha, \quad (9)$$

где  $I_{st}$  – значение параметра  $I_1$ , соответствующее порогу самовозбуждения для рабочей моды;  $\lambda = I_1/I_{st}$  – превышение тока пучка над стартовым. Тогда выражению для  $\sigma_2$  можно придать вид

$$\sigma_2 = \operatorname{Re} \alpha - \frac{1}{2I_2Q} = \left(1 - \frac{1}{q\lambda}\right) \operatorname{Re} \alpha, \quad (10)$$

а выражению для отношения  $\rho_2/\sigma_2$  – вид

$$\frac{\rho_2}{\sigma_2} = \frac{2\Gamma_2}{(\lambda q - 1)}. \quad (11)$$

Очевидно, что влияние отражений наиболее существенно в ситуации, когда паразитная мода близка к порогу самовозбуждения,  $q \approx 1/\lambda$ .

При  $q < 1$  и, соответственно,  $\sigma_1 > \sigma_2$  в отсутствие отражений мы находимся в области I на рис. 1, где в процессе конкуренции побеждает первая мода. С ростом коэффициента отражения второй моды при  $\hat{\chi}_1 > 1$  мы переходим в область бистабильности, а при  $\hat{\chi}_2 < 1$  – в область, где в процессе конкуренции побеждает вторая мода. С использованием соотношений (4), (8)–(11) можно найти соответствующие бифуркационные значения для коэффициента отражения:  $\Gamma_2 = (2 - q(\lambda + 1))/4$  и  $\Gamma_2 = (1 + q(\lambda - 2))/2$ , соответственно. Первое пороговое значение с ростом параметра  $q$  понижается, второе при достаточно сильном превышении порога самовозбуждения ( $\lambda > 2$ ) повышается, а при  $\lambda < 2$  – понижается.

## 2. Численные результаты

Проверим аналитические результаты, изложенные в разд. 1, при помощи численного моделирования. Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  рассчитываются по методике, изложенной в [16,17] для синусоидального распределения поля в резонаторе  $f(z) = \sin(\pi z/L)$ . Рассмотрим случай, описанный в разд. 1, когда частоты мод очень близки. Угол пролета  $\theta \approx 1.5\pi$  будем считать приблизительно одинаковым для обеих мод; он выбран таким образом, чтобы примерно соответствовать максимуму функции  $\operatorname{Re} \alpha$ , определяющей активную мощность взаимодействия в линейном режиме. При этом коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  принимают следующие значения:  $\alpha = 49.81 + 7.28i$ ,  $\beta = 4612.83 - 5855.24i$ , а коэффициент межмодового взаимодействия  $\gamma = 2\beta$ . Параметр, характеризующий превышение тока пучка рабочей моды над стартовым, выберем  $\lambda = 3$ , что представляется достаточно типичным значением. Параметр  $q$  следует выбирать таким образом, чтобы условия самовозбуждения второй моды были выполнены, то есть  $q > 1/\lambda$ . Рассмотрим случай  $q = 0.4$ , то есть порог самовозбуждения превышен незначительно. Тогда по формулам разд. 1 найдем параметры возбуждения для обеих мод:  $\sigma_1 \approx 33.21$ ,  $\sigma_2 = \sigma_1/4 \approx 8.30$ . В случае, когда отражения для первой моды отсутствуют ( $\rho_1 = 0$ ), нетрудно найти бифуркационные значения для параметра  $\rho_2$ : переход в область бистабильности происходит при  $\rho_2 = \sigma_1/2 - \sigma_2 \approx 8.30$ , а переход в область генерации второй моды при  $\rho_2 = 2\sigma_2 - \sigma_1 \approx 58.12$ . Им соответствуют значения коэффициента отражения  $\Gamma_2 \approx 0.1$  и  $\Gamma_2 \approx 0.7$ .

Численные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, сделанными в разд. 1. Рассмотрим вначале случай  $\tau = 0$ ,  $\psi_2 = 0$ . Расчеты показывают,

что при  $\rho_2 < 8.30$  при любых начальных условиях устанавливаются колебания основной моды, а паразитная мода затухает. При  $8.30 < \rho_2 < 58.12$  в зависимости от начальных условий «выживает» либо первая, либо вторая мода. Наконец, при  $\rho_2 > 58.12$  всегда побеждает паразитная мода.

Влияние времени запаздывания  $\tau$  иллюстрирует рис. 3, где приведены зависимости пороговых значений  $\rho_2(\psi_2)$ , при которых происходит переход в область бистабильности ( $\hat{\chi}_1 > 1$ ) и в область генерации второй моды ( $\hat{\chi}_2 < 1$ ). Согласно формулам разд. 1, эти зависимости выражаются как

$$\rho_2 = \frac{\sigma_1/2 - \sigma_2}{\cos(\psi_2 + \omega_2\tau)} \quad (12)$$

и

$$\rho_2 = \frac{2\sigma_1 - \sigma_2}{\cos(\psi_2 + \omega_2\tau)}, \quad (13)$$

соответственно. Здесь  $\omega$ , в свою очередь, зависит от  $\rho_2$  (см. рис. 2, б). При  $\tau = 0$  эта зависимость выражается в явном виде; она показана кривыми 1 на рис. 3. При наиболее благоприятной фазе  $\psi_2 = 0$  достигаются минимальные пороговые значения  $\rho_2 \approx 8.30$  и  $\rho_2 \approx 58.12$ , однако при отстройке  $\psi_2$  от нуля они быстро нарастают и при  $\psi_2 \rightarrow \pi/2$  стремятся к бесконечности. Действительно, отражения способствуют возбуждению паразитной моды лишь в области, где  $\cos \psi_2 > 0$ , а при  $\cos \psi_2 < 0$  – наоборот отраженный сигнал попадает в резонатор гиротрона в такой фазе, что подавляет колебания паразитной моды.

Зависимости  $\rho_2(\psi_2)$  при конечных значениях  $\tau$  были получены численно (кривые 2, 3 на рис. 3). Характер этих зависимостей меняется. Во-первых, следует отметить, что наличие фазовой нелинейности, за которую отвечают параметры  $\beta''$ ,  $\gamma''$ , приводит к сдвигу оптимального значения фазы  $\psi_2$ . Действительно, как видно из формул (12), (13), минимум  $\rho_2$  достигается при  $\psi_2 + \omega_2\tau = 2\pi n$ . Отметим, что в работе [15] фазовая нелинейность не учитывалась, однако, как показывают представленные результаты, для гиротрона при реальных значениях параметров влияние этого фактора достаточно существенно. Во-вторых, с увеличением  $\tau$  порог меняется все слабее. Это объясняется тем, что с увеличением  $\rho_2$  частота меняется таким образом, что  $\cos(\psi_2 + \omega_2\tau) \rightarrow 1$ , причем чем больше  $\tau$ , тем быстрее это происходит (см. рис. 2, б). Соответственно, чем больше  $\tau$ , тем меньше отличие  $\rho_2$  от минимальных значений. Таким образом, если время запаздывания по порядку величины сравнимо

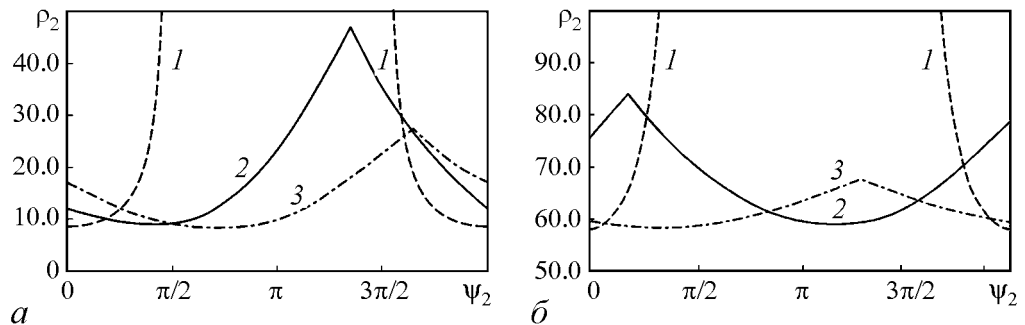


Рис. 3. Зависимости от фазы значения параметра  $\rho_2$ , при котором происходит переход в режим бистабильности (а) и в режим генерации паразитной моды (б), для различных значений  $\tau$ : 1 – 0, 2 – 0.1, 3 – 0.2

с временем установления колебаний, частота паразитной моды под действием отражений смещается к значениям, которые наиболее благоприятны для ее возбуждения. Как видно из рис. 3, уже при  $\tau = 0.2$  порог перехода к режиму бистабильности при изменении фазы меняется примерно в три раза, а порог перехода к режиму генерации паразитной моды – не более чем на 20%.

### Выводы

В данной работе представлены результаты теоретического анализа и численного моделирования влияния запаздывающих отражений на конкуренцию мод в двухмодовой модели гиротрона, основанной на известных укороченных уравнениях для медленно меняющихся комплексных амплитуд в квазилинейной теории. Запаздывание обусловлено конечным временем распространения сигнала от резонатора гиротрона до выходного окна и обратно. Рассмотрена наиболее типичная ситуация конкуренции двух близких по частоте мод, причем для основной моды коэффициент отражения мал. Показано, что если порог генерации для паразитной моды превышен незначительно, отражения могут существенно изменить характер режимов генерации. При увеличении коэффициента отражения паразитной моды происходит переход от режима, в котором устойчивыми являются колебания основной моды, к бистабильности, а затем – к режиму генерации паразитной моды. Сделаны теоретические оценки и проведены численные расчеты бифуркационных значений коэффициента отражения. В приближении, когда время запаздывания мало по сравнению со временем установления колебаний, эти значения существенно зависят от фазы параметра отражений, то есть смещение окна на расстояние порядка длины волны будет существенно менять характер устойчивости. При увеличении времени запаздывания происходит изменение частоты паразитной моды вследствие эффекта «длинной линии». Это приводит к тому, что наиболее благоприятные для возбуждения паразитной моды значения фазы изменяются. Показано, что существенную роль играет реактивная (фазовая) нелинейность, которая приводит к зависимости частоты от амплитуды колебаний. С увеличением запаздывания и коэффициента отражения частота паразитной моды стремится к значению, оптимальному для ее возбуждения, поэтому зависимость от фазы становится менее выраженной. Также отметим, что с ростом отражений в системе с запаздыванием число возможных стационарных состояний увеличивается, поэтому процессы конкуренции мод усложняются.

В заключение хотелось бы выразить благодарность М.Ю. Глявину, Ю.В. Новожиловой, Н.М. Рыскину и С.А. Усачевой за проявленное внимание к данной работе, ценные замечания и дополнения.

*Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-01411-а.*

### Библиографический список

1. *Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S.* Effect of window reflection on gyrotron operation // *Phys. Fluids B.* 1992. Vol. 4, № 12. P. 4131.
2. *Глявин М.Ю., Запелалов В.Е.* Влияние отражений на устойчивость автоколебаний в гиротронах // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1998. Т. 41, № 10. С. 1348.



3. *Глявин М.Ю., Запезалов В.Е., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г.* Экспериментальное исследование спектрального состава выходного излучения в гиротроне с отражением части выходного сигнала // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 5. С. 440.
4. *Gantenbein G., Borie E., Dammertz G., Kuntze M., Nickel H.-U., Piosczyk B., Thumm M.* Experimental results and numerical simulations of a high power 140 GHz gyrotron // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. Vol. 22, № 5. P. 861.
5. *Borie E.* Effect of reflection on gyrotron operation // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2001. Vol. 49, № 7. P. 1342.
6. *Dumbrajs O., Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A.* Influence of reflections on mode competitions in gyrotrons // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28, № 3. P. 588.
7. *Dumbrajs O., Idehara T., Watanabe S., Kimura A., Sasagawa H., Agusu L., Mitsudo S., Piosczyk B.* Reflections in gyrotrons with axial output // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32, № 3. P. 899.
8. *Dumbrajs O., Nusinovich G.S., Piosczyk B.* Reflections in gyrotrons with radial output: Consequences for the ITER coaxial gyrotron // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11, №12. P. 5423.
9. *Dumbrajs O.* Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons // J. Infrared Millim. Terahz. Waves. 2010. Vol. 31. P. 892.
10. *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Чумакова М.М.* Влияние отражения от удаленной нагрузки на конкуренцию мод в гиротроне с квазиоптическим выходным преобразователем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 6. С. 136.
11. *Батанов Г.М., Колик Л.В., Новожилова Ю.В., Петелин М.И. и др.* Реакция гиротрона на слабое отражение волн от плазмы, промодулированное низкочастотными колебаниями // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 5. С. 90.
12. *Lang R., Kobayashi K.* External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. 16, № 3. P. 347.
13. *Ланда П.С.* Нелинейные колебания и волны. М.: Наука. Физматлит, 1997.
14. *Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В.* Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2003.
15. *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А.* Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 9. С. 16.
16. *Нусинович Г.С.* Теория многомодового гиротрона // «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146.
17. *Nusinovich G.S.* Mode interaction in gyrodevices // Int. J. Electron. 1981. Vol. 51, № 4. P. 457.
18. *Вайнштейн Л.А.* Общая теория резонансных электронных автогенераторов // Электроника больших мощностей. Вып. 6. М.: Наука, 1969. С. 84.
19. *Пищик Л.А., Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* Нестационарные процессы в резонансных релятивистских генераторах типа О // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 1. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1981. С. 42.

20. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2005.
21. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
22. Электронные приборы сверхвысоких частот/ Под. ред. В.Н. Шевчика и М.А. Григорьева. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1980. Гл. IX.

*Саратовский госуниверситет  
им. Н.Г. Чернышевского*

*Поступила в редакцию  
После доработки*

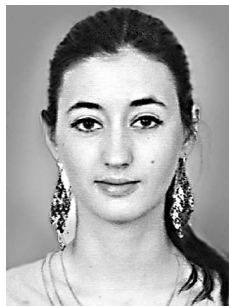
*1.04.2013  
10.06.2013*

## **EFFECT OF DELAYED REFLECTION FROM THE REMOTE LOAD ON MODE COMPETITION IN A GYROTRON**

*M. M. Chumakova*

Effect of reflection from the remote load on the mode competition in a two-mode electronic maser is considered. A system of quasilinear equations for slowly varying amplitudes of the modes with cubic nonlinearity where the effect of reflections is taken into account by time delayed terms is analyzed. The most typical case of competition of two modes with close frequencies at the centre of generation zone is studied in detail. Change of generation regimes with increasing of reflections of the spurious mode at different values of delay is investigated analytically and numerically.

*Keywords:* Gyrotron, mode competition, reflections, delay.



*Чумакова Мария Михайловна* – родилась в Саратове (1991). Студентка 5 курса факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов – нестационарные процессы в микроволновых генераторах с запаздывающими отражениями от нагрузки.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail:mafachu@mail.ru