

УДК 530.182

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В ГИРОТРОНАХ С НЕФИКСИРОВАННОЙ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

Н. А. Завольский, Г. С. Нусинович

Развита теория, описывающая нестационарные процессы взаимодействия мод в гиротронах с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля. Показано, что уже в случае двух мод благодаря адаптивной автоподстройке их структур наряду с конкурентной мод возможно установление режима двухмодовых колебаний.

Проблема селективного возбуждения и устойчивой генерации рабочей моды в гиротроне с развитым пространством взаимодействия исследуется уже на протяжении ряда лет (например, [1-6]). До последнего времени исследования велись в предположении, что резонатор гиротрона обладает достаточно высокой добротностью, в силу чего пространственную структуру ВЧ полей всех возбуждающихся мод можно считать фиксированной. В то же время хорошо известно [7, 8], что в обычных для гиротронов резонаторах, представляющих собой отрезки волноводов с дифракционным выводом излучения, дифракционная добротность близка к минимальной величине, в силу чего продольная структура ВЧ поля является нефиксированной, т. е. зависит от параметров электронного пучка.

Первая попытка рассмотреть взаимодействие мод с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля была сделана в [9], где исследовались условия самовозбуждения паразитных мод в присутствии колебаний рабочей моды. В принципе, уже такая постановка задачи позволяет определить сценарий включения гиротрона, обеспечивающий первоначальное возбуждение именно рабочей моды и (при дальнейшем выведении этой моды в режим генерации с высоким КПД) устойчивость ее колебаний по отношению к паразитным модам [2, 3, 6]. Тем не менее для более полного понимания процессов взаимодействия мод имеет смысл исследовать гиротрон при произвольных амплитудах как рабочей, так и паразитных мод. Именно такое исследование для гиротрона с нефиксированными продольными структурами мод проведено в настоящей работе.

1. Исходные уравнения. В качестве исходной системы уравнений будем использовать систему, состоящую из уравнения движения электронов в ВЧ поле многомодового резонатора и уравнений возбуждения ВЧ полей резонансных мод электронным пучком на частотах, близких к критическим. Для описания нестационарных процессов в одномодовом гиротроне с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля подобная система уравнений была получена в [10]. Ниже это описание обобщается на случай многомодового гиротрона.

Как и в [7, 10], рассматривается модель гиротрона, в которой электродинамическая система (рис. 1а) представляет собой слабонерегулярный волновод с закритическим сужением на входе в пространство взаимодействия, т. е. при $z=0$. Предполагается, что в тонком трубчатом электронном пучке отсутствует разброс электронов по скоростям и радиусам ведущих центров, поля пространственного заряда пренебрежи-

мо малы, а взаимодействие электронов с ВЧ полем, являющимся суперпозицией ТЕ-мод, прекращается в выходном сечении $z=L$.

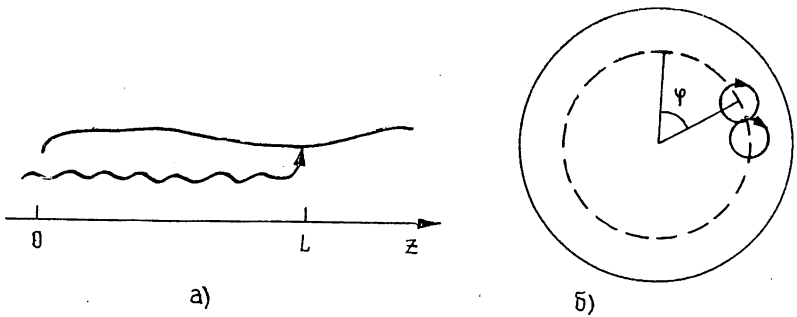


Рис. 1.

Допустим, что рассматриваемые моды могут находиться в резонансе с разными гармониками циклотронной частоты электронов ($\omega_s \cong \cong n_s \omega_H$). При получении самосогласованной системы укороченных уравнений, описывающих процесс возбуждения мод с нефиксированной продольной структурой и движение электронов в поле многомодового резонатора, выберем в качестве опорной частоты циклотронную частоту электронов во входном сечении системы ω_{H_0} . При этом самосогласованная система уравнений может быть записана в виде

$$\frac{\partial^2 f_s}{\partial \xi^2} - i n_s \frac{\partial f_s}{\partial \tau} + \delta_s f_s = I_s \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \langle p^{n_s} \rangle e^{i(\lambda_s \xi - \nu_s \tau)} d\vartheta_0; \quad (1)$$

$$\frac{dp}{d\xi} + i(|p|^2 - 1)p = i \sum_s (p^*)^{n_s - 1} f_s e^{-i(\lambda_s \xi - \nu_s \tau)}. \quad (2)$$

Здесь уравнение возбуждения s -й моды, записанное для ее комплексной амплитуды f_s , зависящей от приведенной продольной координаты $\xi = (\beta_{\perp 0}^2 / 2\beta_{\parallel 0}) (\omega_{H_0} z / c)$ и от приведенного времени $\tau = (\beta_{\perp 0}^4 / 8\beta_{\parallel 0}^2) \times \times \omega_{H_0} t$ ($\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0} / c$ — соответственно поперечная и продольная компоненты начальной скорости электрона, нормированные на скорость света), подобно полученному в [10]. Расстройка $\delta_s = (8n_s \beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\perp 0}^4) \times \times (\bar{\omega}_s - \omega_s) \omega_{H_0}^{-1}$ характеризует изменение критической частоты s -й моды ω_s в слабонерегулярном волноводе, расстройка $\Delta_s = 2\beta_{\perp 0}^{-2} (\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H_0}) \times \times \omega_{H_0}^{-1}$ — расстройку циклотронного резонанса для s -й моды ($\bar{\omega}_s$ — критическая частота s -й моды в выходном сечении). Комплексная величина p описывает поперечный импульс электронов: $p = (p_x + i p_y) p_{\perp 0}^{-1} e^{-i\omega_{H_0} t}$ ($p_{x,y}$ — компоненты импульса в декартовой системе координат). Параметр тока

$$I_s = 64 \frac{e|I|}{m_0 c^3} \frac{\beta_{\parallel 0} \beta_{\perp 0}^{2(n_s - 4)}}{\gamma_0} n_s^3 \left(\frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} n_s!} \right)^2 \frac{J_{m_s \mp n_s}^2(\omega_s R_0 / c)}{(\nu_s^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(\nu_s)} \quad (3)$$

пропорционален постоянной составляющей тока пучка $|I|$ и импедансу связи s -й моды TE_{m_s, p_s} с трубчатым электронным пучком (R_0 — радиус ведущих центров электронов), ν_s — p -й корень уравнения $J'_{m_s}(\nu_s) = 0$. В принципе, в слабонерегулярном волноводе импеданс связи, а значит, и параметр тока I_s зависят от продольной координаты, поскольку $\omega_s = \omega_s(\xi)$, но этой слабой зависимостью мы ниже будем пренебрегать.

Отличие уравнения возбуждения (1) от полученного в [10] состоит

в том, что в правой части (1) добавляется интегрирование по азимутальной координате φ (см. рис. 1б) и под интегралом добавляется экспоненциальный множитель, учитывающий фазу s -й моды $(\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H_0})t \mp (m_s \mp n_s)\varphi$. В (1) учтено, что в системе координат, связанной с ведущим центром электронной траектории, $t = t_0 + z v_{\parallel}^{-1}$. Соответственно в (1) $\psi_s = \delta'_s \tau_0 \mp (m_s \mp n_s)\varphi$ (где $\delta'_s = 8\beta_{\parallel 0}^2 n_s \beta_{\perp 0}^{-4} (\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H_0}) \omega_{H_0}^{-1}$), а член $\Delta_s \zeta$ описывает изменение фазы s -й моды во время движения электрона через пространство взаимодействия. Угловые скобки в (1) означают усреднение по фазе влета электронов $\vartheta_0 \in [0; 2\pi]$.

Нетрудно видеть, что выбор (как это сделано в [11]) первой моды в качестве опорной (при этом опорной частотой становится $\bar{\omega}_1/n_1 \approx \omega_{H_0}$, а фазы ψ_s отсчитываются относительно ψ_1) приводит к тому, что в уравнениях (1), (2) $\psi_1 = \Delta_1 = 0$, но в левой части уравнений (2) к разности $|\rho|^2 - 1$ добавляется расстройка Δ_1 . Соответственно расстройки Δ_s прочих мод отсчитываются относительно $\bar{\omega}_1/n_1$, т. е. $\Delta_s = 2\beta_{\perp 0}^{-2} (n_1 \bar{\omega}_s - n_s \bar{\omega}_1) \bar{\omega}_1^{-1}$. При этом интегрирование по φ приводит к усреднению по разностным фазам $\psi_s - (n_s/n_1)\psi_1$ ($s \neq 1$) в том случае, когда имеет место азимутальная ортогональность мод [11]:

$$n_s m_1 \neq n_1 m_s.$$

Уравнение (1) следует дополнить начальным условием $f_s(\tau=0) = f_{s0}(\zeta)$, а также граничными условиями на входе $f_s(\zeta=0) = 0$ и на выходе из пространства взаимодействия [10]:

$$f_s(\zeta_k, \tau) + \frac{1}{V \pi i} \int_0^{\tau} \frac{1}{V \tau - \tau'} \left. \frac{\partial f_s(\zeta, \tau')}{\partial \zeta} \right|_{\zeta_k} d\tau' = 0.$$

Граничное условие к уравнению (2) имеет обычный вид $p(\zeta=0) = e^{i\vartheta_0}$.

Эффективность взаимодействия электронов с ВЧ полем многомодового гиротрона будем характеризовать поперечным электронным КПД

$$\eta_{\perp} = 1 - \langle |p(\zeta_k)|^2 \rangle^{\varphi}, \quad (4)$$

который, как следует из уравнения (2), можно представить в виде суммы КПД отдельных мод:

$$\eta_{\perp} = \sum_s \eta_{\perp s} = \sum_s 2 \operatorname{Im} \left[\int_0^{\zeta_k} \langle (p^*)^{n_s} \rangle e^{i(\psi_s - \Delta_s \zeta)} f_s d\zeta \right]. \quad (5)$$

2. Результаты исследования. Численно исследовалась система, в которой две моды возбуждаются в условиях основного циклотронного резонанса, а волновод при $z > 0$ является регулярным, т. е. расстройки δ_s в (1) полагались равными нулю. Использовался метод интегрирования уравнений типа (1), (2), описанный в [10]. В качестве начального распределения полей мод задавались функции $f_s(\tau=0) = f_{s0} \sin^2(\pi \zeta / \zeta_k)$ с разными амплитудами f_{s0} . Шаг интегрирования по ζ выбирался равным 0,2, по $\tau - 1$. Число электронов с общим центром циклотронного вращения и равномерным распределением по фазам влета ϑ_0 выбиралось равным 16, число элементарных электронных трубок, различающихся фазой φ , равным восьми. В основном исследовался гиротрон с оптимальными по КПД током пучка ($I_{\parallel} = 0,009$), приведенной длиной пространства взаимодействия ($\zeta_k = 15$) и расстройкой циклотронного резонанса для рабочей моды ($\Delta_1 = 0,6$). Из результатов [9] известно, что в этом случае при одинаковых параметрах тока для обеих мод ($I_2 = I_1$) самовозбуждение паразитных мод возможно в области отрицательных значений взаимной расстройки частот мод $\Delta_2 = 2\beta_{\perp 0}^{-2} (\omega_2 - \omega_1) \omega_1^{-1}$: от $\Delta_2 = -1$ до $\Delta_2 = -0,15$. Нами исследовались

случаи, когда Δ_2 принимает значения от $-0,1$ до $-0,6$. Предполагалось, что условие азимутальной ортогональности $m_2 \neq m_1$ выполняется.

В качестве примера на рис. 2а показана эволюция модулей ампли-

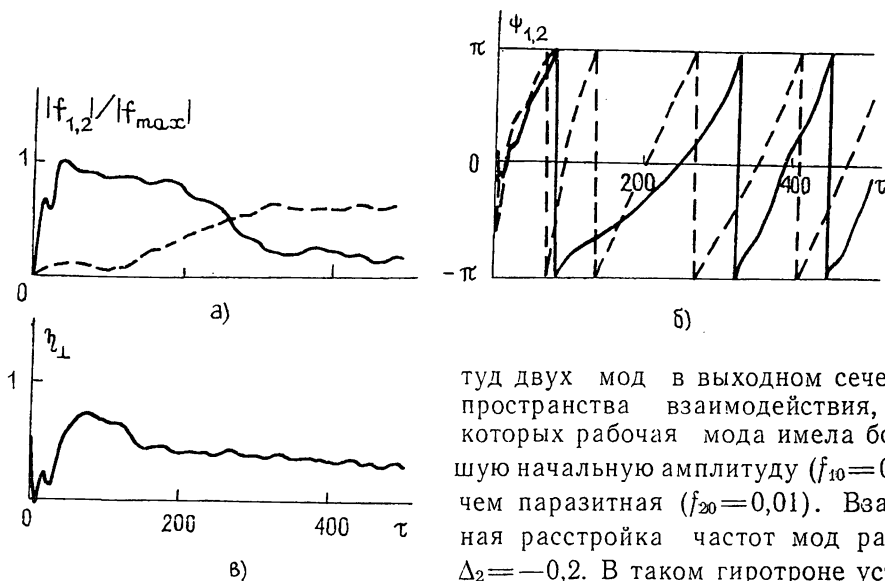


Рис. 2.

колебаний, причем, как видно из рис. 2б, где показана эволюция фаз мод в выходном сечении, в процессе установления происходит выравнивание скоростей изменения фаз мод, т. е. нагруженные частоты мод сдвигаются относительно своих критических частот на примерно одинаковую величину. Вследствие того, что в установившемся режиме доминирует вторая мода, для которой расстройка циклотронного резонанса не является оптимальной по кпд, кпд гиротрона, показанный на рис. 2в, составляет около 40%, в то время как в процессе установления, когда доминировала первая мода, кпд превышал 70%.

туд двух мод в выходном сечении пространства взаимодействия, из которых рабочая мода имела бóльшую начальную амплитуду ($f_{10}=0,1$), чем паразитная ($f_{20}=0,01$). Взаимная расстройка частот мод равна $\Delta_2=-0,2$. В таком гиротроне устанавливается режим двухмодовых

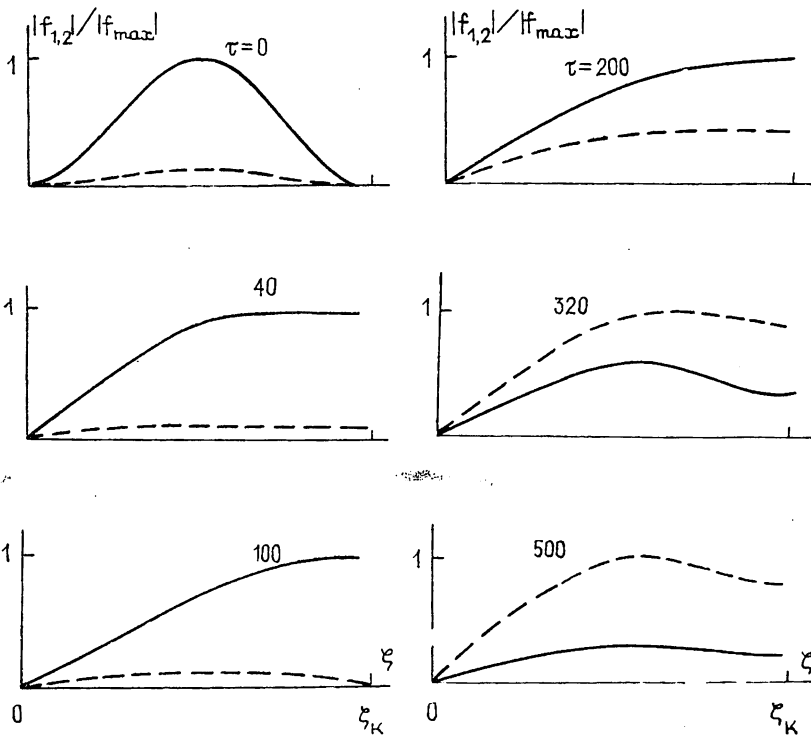


Рис. 3.

Для того чтобы понять причину возбуждения паразитной моды, которая вначале (при $\tau \leq 100$) подавлялась рабочей модой, следует обратиться к рис. 3, на котором изображены продольные структуры мод в различные моменты времени. Из этого рисунка видно, что уже к моменту времени $\tau \approx 40$ устанавливается структура рабочей моды, оптимальная по кпд (ср. [10]) и характеризующаяся низкой дифракционной добротностью (максимум поля находится в выходном сечении резонатора). В то же время продольная структура паразитной моды еще меняется, и при $\tau \approx 100$ эта мода имеет максимум в середине пространства взаимодействия и малую амплитуду в выходном сечении, что повышает ее дифракционную добротность и, соответственно, понижает стартовый ток. Эти рассуждения можно также пояснить, пользуясь известным определением дифракционной добротности $Q_{\text{диф } s} = P_s / \omega W_s$ (P_s — мощность излучения s -й моды, W_s — запасенная в резонаторе энергия ее СВЧ колебаний). Как показано А. Б. Павельевым, отношение $q_s = Q_{\text{диф } s} / Q_{\text{диф}}^{\min}$ ($Q_{\text{диф}}^{\min} = 4\pi(L/\lambda)^2$, см. [7]) можно выразить в переменных уравнений (1), (2) в виде

$$q_s = \pi \int_0^{\xi_K} |f_s|^2 d\xi \left[\xi_K^2 \operatorname{Im} \left(f_s \frac{\partial f_s^*}{\partial \xi} \right)_{\xi_K} \right]^{-1},$$

откуда следует, что мода с малой величиной $f_s(\xi_K)$ имеет большую величину q_s , чем мода с максимумом поля в выходном сечении, что и понижает ее стартовый ток.

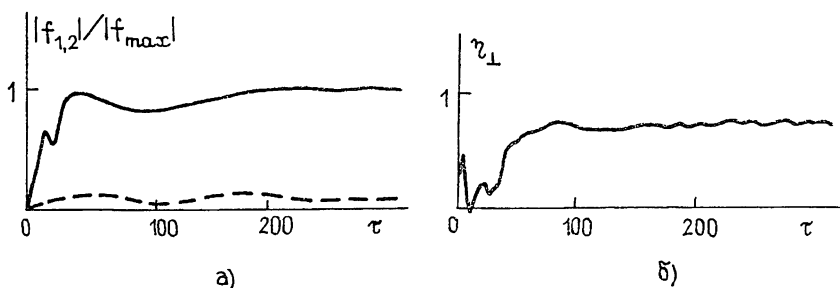


Рис. 4.

Приближение частоты паразитной моды к частоте рабочей моды усиливает эффекты конкуренции, приводящие к подавлению паразитной моды, что видно из рис. 4а, построенного для $\Delta_2 = -0,1$. Полного подавления этой моды не происходит из-за описанной выше адаптивности ее продольной структуры; кпд гиротрона в данном случае превышает 70% (рис. 4б), т. е. близок к кпд одномодового гиротрона.

При удалении частоты паразитной моды от частоты рабочей моды режим двухмодовых колебаний устанавливается и при $\Delta_2 = -0,3$. При больших расстройках ($\Delta_2 = -0,4$) и тех же начальных условиях ($f_{10} = 0,1$, $f_{20} = 0,01$) рабочая мода практически полностью подавляет паразитную (рис. 5а); кпд при этом превышает 70%. В то же время при одинаковых начальных условиях для обеих мод, а также в том случае, когда начальная амплитуда второй моды больше, чем первой ($f_{20} = 0,1$, $f_{10} = 0,01$), и прежних остальных параметрах устанавливается режим двухмодовых колебаний (рис. 5б, $f_{10} = f_{20}$), но поскольку амплитуды обеих мод в данном случае гораздо ниже ($|f_{1 \max}| \approx 0,08$, $|f_{2 \max}| \approx 0,05$), чем в предыдущем ($|f_{1 \max}| \approx 0,16$), то и кпд оказывается ниже 40%. Дальнейшее увеличение отрицательной расстройки приводит (см. рис. 5в, где $\Delta_2 = -0,6$, $f_{10} = f_{20} = 0,1$) к двухмодовым колебаниям с более длительным процессом установления паразитной моды с меньшей амплитудой ($|f_{1 \max}| = 0,074$, $|f_{2 \max}| \approx 0,037$). Довольно продолжительные ос-

циляции амплитуды этой моды связаны с тем, что она находится вблизи границы зоны автомодуляции [10].

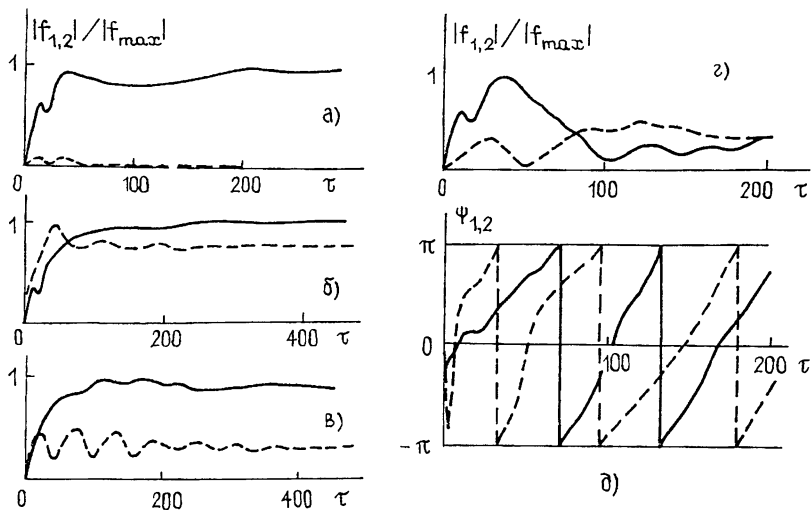


Рис. 5.

Для того чтобы продемонстрировать взаимодействие мод, для которых не выполняется условие азимутальной ортогональности, система уравнений (1), (2) была исследована без усреднения по φ при $\Delta_2 = -0,4$, $f_{10} = 0,1$ и $f_{20} = 0,01$. Результаты представлены на рис. 5г, д, откуда видно, что в данном случае довольно быстро устанавливается режим с соизмеримыми амплитудами мод (кпд около 40%) и примерно одинаковым смещением частот обеих мод относительно критических значений.

Численно исследовалась также возможность нелинейного возбуждения [12] более высокочастотных паразитных мод, частоты которых лежат вне зоны самовозбуждения гиротрона. Расчеты показали, что при оптимальном токе пучка ($I_1 = 0,009$) этот эффект отсутствует, т. е. интенсивности рабочей моды не хватает для нелинейного возбуждения подобных внеполосных мод.

3. Обсуждение. Развитая теория позволяет исследовать процессы взаимодействия мод в гиротроне с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля. Нефиксированность структуры ВЧ поля низкодобротного резонатора приводит к возможности адаптивной автоподстройки структуры паразитной моды с целью увеличения ее добротности и, соответственно, понижения стартового тока. Результатом является возможность самовозбуждения в гиротроне с оптимальными для рабочей моды параметрами колебаний более низкочастотных паразитных мод, приводящая к установлению двухмодовых режимов с относительно низким кпд. Зона самовозбуждения паразитных мод в гиротроне с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля оказывается существенно шире, чем в гиротроне с высокодобротным резонатором. Результатом возбуждения паразитной моды может стать установление режима двухмодовых колебаний (случай слабой связи мод [13]). Поскольку последний эффект при несинхронном взаимодействии мод с фиксированной пространственной структурой возможен только при их жестком самовозбуждении [14], а в нашем случае паразитная мода (с $\Delta_2 < 0$) находится в условиях мягкого самовозбуждения, то можно предположить, что причиной этого эффекта являются различия в продольных структурах модулей и фаз взаимодействующих мод.

Наконец, зависимость поведения гиротрона от начальных условий (ср. рис. 5а и 5б) свидетельствует о достаточно сложном фазовом порт-

рете данной автоколебательной системы: помимо примыкающей к оси $|f_1|$ части фазового пространства, в которой траектории, изображающие состояние генератора, стремятся к устойчивому состоянию равновесия на оси $|f_1|$, существует другая часть пространства, в которой траектории стремятся к двухмодовому состоянию равновесия

Таким образом, уже рассмотрение простейшего случая взаимодействия двух мод показывает, что нефиксированность продольной структуры ВЧ поля существенно обогащает картину взаимодействия мод по сравнению с исследованными ранее процессами взаимодействия мод с фиксированной структурой поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. // Изв вузов Радиофизика. 1974. Т. 17. № 12. С. 1858
2. Нусинович Г. С. // Электронная техника Сер. 1. Электроника СВЧ 1974. № 3. С. 44.
3. Kreischer K E., Temkin R J. // Int J. Inf. Mill Waves 1981. V. 2 № 2 P. 175.
4. Dialetis D., Chu K R // Inf Mill. Waves Academic Press 1983. V 7 P 537
5. Min Zhu, Doring H // Int J. Inf Mill. Waves 1986 V 7. № 4. P 653
6. Borie E., Jodicke B // Int J. Inf Mill Waves 1987 V 8. № 3 P 207
7. Братман В. Л. и др. // Изв вузов Радиофизика 1973. Т 16. № 4. С 622.
8. Fliflet A W et al. // Int J. Electr. 1982 V. 53 № 6. P. 505.
9. Нусинович Г. С., Павельев А. Б. Препринт ИПФ АН СССР № 196 Горький, 1988.
10. Ginzburg N. S., Nusinovich G S., Zavolsky N A // Int J Electr 1986. V. 61. № 6. P. 881. Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С., Завольский Н. А. // Радиотехника и электроника 1987 Т. 32 № 5. С. 1031.
11. Моисеев М. А., Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974 Т 17 № 11. С. 1709.
12. Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 8 С. 1043.
13. Lamb W. E. // Phys Rev. 1964. V 134 № 6a P. 1429
14. Вайнштейн Л. А. // В сб.: Электроника больших мощностей. — М.: Наука, 1969. Сб. 6. С. 84.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1989 г.

MODE INTERACTION IN GYROTRONS WITH A NON-FIXED AXIAL STRUCTURE OF THE RF FIELD

N. A. Zavol'skij, G. S. Nusinovich

The theory is developed, which describes nonstationary processes of mode interaction in gyrotrons with a non-fixed axial structure of the RF field. It is shown that even in the simplest case of two-mode interaction, due to the adaptive variation of their structures, two-mode oscillations as well as mode competition can take place