УДК 538.56 : 621.385.6

О КОНКУРЕНЦИИ ПРОИЗВОЛЬНО РАЗНЕСЕННЫХ ПО ЧАСТОТЕ МОД В ГИРОМОНОТРОНЕ

И. Г. Зарницына, Г. С. Нусинович

Одной из наиболее простых возможностей увеличения мощности гиротронов является использование в них резонаторов большого объема. Принципиальное ограничение здесь состоит в сгущении спектра собственных частот резонатора, приводящем к конкуренции мод. Взаимодействие мод, разнос собственных частот которых мал по сравнению с полосой циклотронного резонанса $\Delta\omega_ц$, рассмотрено в [1]. В настоящем сообщении исследуется конкуренция в гиромонотроне двух мод с произвольным (в пределах $\Delta\omega_ц$) разносом собственных частот.

Пусть односкоростной поток слаборелятивистских электронов, имеющих равноудаленные от оси системы центры орбитального вращения, возбуждает резонансные с основной гармоникой гирочастоты ТЕ-моды круглого цилиндрического резонатора. Предполагается, что:

1) резонатор является достаточно высокодобротным $\left(\dfrac{\omega}{Q} \ll \Delta\omega_ц\right)$, и следовательно [1], амплитуды мод, имеющих разные азимутальные индексы m_s $(m_1 \neq m_2)$, можно в течение времени пролета электронов через резонатор считать постоянными;

2) электронный ток ненамного превышает стартовые значения — поэтому при разложении факторов возбуждения мод электронным потоком в ряд по степеням амплитуд мод достаточно учесть только квадратичные члены, что позволяет качественно описать поведение генератора в режиме «мягкого» самовозбуждения [1,2];

3) длина резонатора достаточно велика, чтобы можно было учитывать в уравнениях движения электронов только резонансные члены высшего порядка (в линейном приближении это дает возможность пренебречь линейной группировкой электронов по сравнению с квадратичной [3]).

В соответствии с [1] анализ работы двухмодового гиромонотрона следует начать с интегрирования уравнений движения электронов в высокочастотном поле с постоянными амплитудами и линейно меняющимися фазами мод. В уравнениях движения можно считать амплитуды мод F_s малыми параметрами и представить описывающую движение электронов величину $a = \sqrt{w}\exp[-i(\vartheta - \vartheta_0)]$ (w — поперечная энергия электрона, ϑ — фаза осцилляторного движения, ϑ_0 — начальная фаза) в виде $a = 1 + a_1 + a_2 + \ldots$, где $a_k \sim F^k$. При этом из уравнения (4) работы [1] получаются приближенные уравнения

$$\frac{da_k}{d\zeta} - i(a_k + a_k^*) = i\varphi_k \tag{1}$$

с начальным условием $a_k(0) = 0$ при $k \geqslant 1$. В (1) ζ — безразмерная продольная координата, функции φ_k для $k \leqslant 3$ равны

$$\varphi_1 = \sum_{s=1,2} F_s f_s(\zeta)\exp[i(\psi_s - \vartheta_0)], \quad \varphi_2 = a_1^2 + 2|a_1|^2,$$

$$\varphi_3 = 2a_1a_2 + 2a_1^*a_2 + 2a_1a_2^* + a_1|a_1|^2,$$

где ψ_s — фаза s-й моды, функция $f_s(\zeta)$ описывает продольную структуру s-й моды. Решение уравнения (1) имеет вид

$$a_k = i\int_0^{\zeta}\varphi_k d\zeta' - \int_0^{\zeta}\left(\int_0^{\zeta'}\varphi_k\, d\zeta''\right)d\zeta' + \int_0^{\zeta}\left(\int_0^{\zeta'}\varphi_k^*\, d\zeta''\right)d\zeta'. \tag{2}$$

Для реальных частей факторов возбуждения конкурирующих мод Φ_s' после подстановки (2) в формулу (3) работы [1] получаются выражения:

$$\Phi_s' = I_s(\alpha_s - \beta_s F_s^2 - \gamma_s F_{s'}^2) \qquad (s' \neq s). \tag{3}$$

Коэффициенты α_s, определяющие условия самовозбуждения s-й моды, приведены в [3]. Параметры I_s, пропорциональные току пучка, введены в [1]. Коэффициенты β_s, γ_s равны:

$$\beta_s = -\operatorname{Im}\left\{\int_0^{\mu}\hat{f}_s^*\left[\int_0^{\zeta}\left(2u_s\int_0^{\zeta'}\left(\int_0^{\zeta''}u_s^{*2}\,d\zeta'''\right)d\zeta'' + u_s v_s^{*2} - \right.\right.\right.$$

$$-\int_0^{\zeta'} v_s\, u_s^{*2}\, d\zeta''\Big)\, d\zeta'\Big]\, d\zeta\Big\},$$

$$\gamma_s = -2\,\mathrm{Im}\left\{\int_0^{\mu} \hat{f}_s^{*}\Big[\int_0^{\zeta}\Big(2u_{s'}\int_0^{\zeta'}\Big(\int_0^{\zeta''} u_s^{*} u_{s'}^{*}\, d\zeta'''\Big)\, d\zeta'' + \right. \tag{4}$$

$$\left. + u_{s'} v_s^{*} v_{s'}^{*} - \int_0^{\zeta'} v_{s'} u_s^{*} u_{s'}^{*}\, d\zeta''\Big)\, d\zeta'\Big]\, d\zeta\right\}.$$

В (4) μ — продольная координата, соответствующая выходному сечению резонатора, $u_s = \int_0^{\zeta} \hat{f}_s^{*} d\zeta'$, $v_s = \int_0^{\zeta} u_s d\zeta'$, $\hat{f}_s = f_s \exp(i\Delta_s\zeta)$, где $\Delta_s = \frac{2}{\beta_{\perp}^2}\left(\frac{\omega_s}{\omega_H} - 1\right)$ — расстройка между собственной частотой ω_s s-й моды и гирочастотой электронов ω_H ($\beta_{\perp}$ — отношение поперечной скорости электронов к скорости света).

Таким образом, анализ нелинейного взаимодействия мод сводится к исследованию системы уравнений для квадратов амплитуд $M_s = F_s^2$:

$$\dot{M}_s = I_s M_s (\hat{\alpha}_s - \beta_s M_s - \gamma_s M_{s'}) \qquad (s,\ s' = 1,2,\ s' \neq s), \tag{5}$$

где $\hat{\alpha}_s = \alpha_s - \frac{1}{2 I_s Q_s}$, Q_s — добротность s-й моды.

Система уравнений (5) аналогична системе, полученной Лэмбом [4] при исследовании двухмодовой модели лазера. Как следует из [4], при разбиении фазовой плоскости M_1, M_2 определяющим параметром является отношение $\Psi = \frac{\gamma_1\gamma_2}{\beta_1\beta_2}$, а именно, при $\Psi > 1$ устойчивыми являются одномодовые одночастотные состояния равновесия (случай «сильной» связи между модами—фазовая плоскость имеет вид, изображенный на рис. 1 а), при $\Psi < 1$ устойчивы двухмодовые бигармонические режимы («слабая» связь между модами, рис. 1 б).

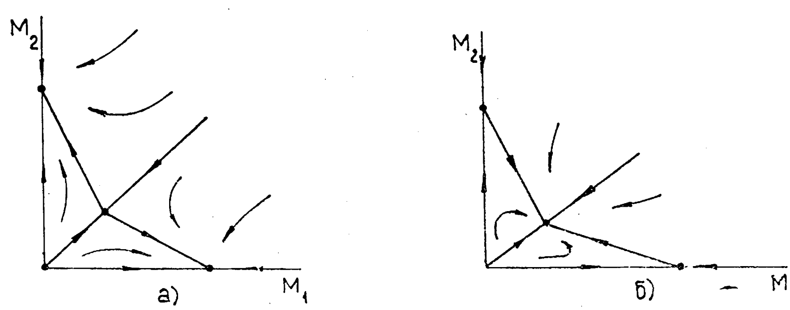

Рис. 1. Разбиение фазовой плоскости M_1, M_2 в случаях „сильной" (а) и „слабой" (б) связи между модами.

Коэффициенты β_s, γ_s определяются продольной структурой мод и расстройками Δ_1, Δ_2. Предположим сначала для простоты, что продольная структура обеих мод в резонаторе одинакова и однородна $f_1(\zeta) = f_2(\zeta) = \mu^{-1}$. В этом случае, как видно из рис. 2, на котором изображены линии Ψ=const на плоскости углов пролета $\Theta_s = \Delta_s\mu$, разнос собственных частот конкурирующих мод увеличивает связь между модами, определяемую величиной Ψ (рассмотренный в [1] случай конкуренции мод с близкими собственными частотами $|\omega_1 - \omega_2| \ll \Delta\omega_{ц}$ соответствует на плоскости рис. 2 окрестности диагонали $\Theta_1 = \Theta_2$, где $\Psi = 4$). Увеличение связи между модами можно объяснить тем, что обе моды, вращаясь в азимутальном направлении, «обкатывают» весь электронный поток и, следовательно, взаимодействуют с одними и теми же электронами, причем, поскольку центры всех электронных орбит равноудалены от оси резонатора и разброс скоростей отсутствует, каждая мода одинаково эффективно взаимодействует со всеми электронами [3]. Это приводит к тому, что пространственно-распределенный поток электронов становится эквивалентным элементарному пучку частиц, имеющих общий центр орбитального вращения*. В таких условиях определяю-

* По-видимому, рассматриваемая система аналогична однокрупинчатой модели твердотельного мазера с однородно уширенной линией вещества (см., например, [5]).

щую роль играют пролетные явления, обусловливающие дисперсию нелинейности активного вещества. В частности, при удалении одной из мод к границе зоны «мягкого» самовозбуждения ($\beta_s \to 0$) коэффициент γ_s может быть большим из-за слагаемых, обусловленных «перекрестным» взаимодействием мод.

Конкуренция мод, имеющих разную продольную структуру, качественно не отличается от рассмотренной выше. В гиромонотроне условия самовозбуждения могут одновременно выполняться, например, для мод с одной и двумя вариациями в продольном направлении, $f_1(\zeta)=\sin\dfrac{\pi\zeta}{\mu}$, $f_2(\zeta)=\sin\dfrac{2\pi\zeta}{\mu}$. Поле второй моды можно разложить на попутную и встречную волны, резонансное взаимодействие с которыми осуществляется при разных расстройках Δ_2. В качестве примера на рис. 3 приведены результаты исследования конкуренции мод при резонансе со встречной волной второй моды. Изображена область режимов «мягкого» самовозбуждения обеих мод при токах, не более чем в два раза превышающих минимальный стартовый ток первой моды. В области существования двухмодовых режимов связь между модами практически везде «сильная».

Полученные результаты позволяют интерпретировать исследованную в [6] неустойчивость одномодовых колебаний следующим образом. Если в гиромонотроне с «мягким» самовозбуждением изменение параметров прибора приводит к неустойчивости одномодового состояния равновесия (например, $M_1 \neq 0$, $M_2 = 0$), бывшего устойчивым, то при «сильной» связи между модами это означает, что «седло», находившееся на плоскости M_1, M_2, ложится на ось M_1 (при этом устойчивый «узел» с оси M_1 уходит в область отрицательных значений M_2, не имеющую физического смысла). В квадранте положительных M_1, M_2 из любой точки система приходит к единственному устойчивому состоянию равновесия — «узлу» на оси M_2.

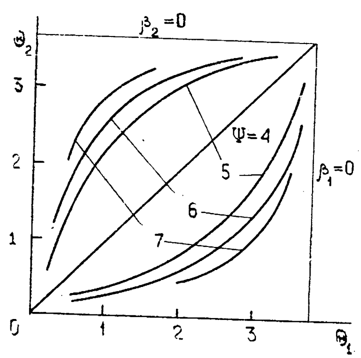

Рис. 2.

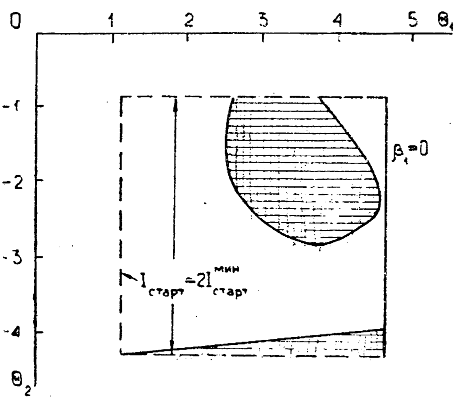

Рис. 3.

Рис. 2. Линии равной связи между модами при конкуренции мод с одинаковой продольной структурой.

Рис. 3. Область существования двухмодового режима (заштрихована) при конкуренции мод с разной продольной структурой.

Следует напомнить, что здесь рассматривается гиромонотрон с вращающимися в азимутальном направлении полями мод, одинаково эффективно взаимодействующими со всеми равноудаленными от оси системы электронами. Однако в общем случае поля конкурирующих мод могут и по-разному взаимодействовать с электронами, имеющими различные центры орбитального вращения, что при известных условиях приводит к «слабой» связи между модами (см., например, [7]).

Авторы благодарят А. В. Гапонова и М. И. Петелина за замечания, сделанные при чтении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Моисеев, Г. С. Нусинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 11, 1709 (1974).
2. Л. А. Вайнштейн, в сб. Электроника больших мощностей, № 6, изд. Наука, М., 1969.

3. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — **Радиофизика**, **10**, № 9—10, 1414 (1967).
W. E. Lamb, Phys. Rev., **134**, 6a, 1429 (1964).
5. В. М. Файн, Я. И. Ханин, Квантовая радиофизика, изд. Сов. радио, М., 1965, стр. 418.
6. И. Г. Зарницына, Г. С. Нусинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **17**, № 12, 1858 (1974).
7. Г. С. Нусинович, Радиотехника и электроника, **19**, № 8, 1788 (1974).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
5 марта 1974 г.