

УДК 621.385.6

К ТЕОРИИ МНОГОМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ГИРОМОНОТРОНЕ

М. А. Моисеев, Г. С. Нусинович

Изучение конкуренции мод в гиротронах удается существенно упростить вследствие гиротропии электронного потока и аксиальной симметрии рабочего пространства этих приборов. Для случая, когда ширина резонансных кривых и разнос собственных частот мод малы по сравнению с полосой циклотронного резонанса, показано, что «мягкому» режиму возбуждения автоколебаний соответствуют устойчивые одночастотные колебания (двухчастотные колебания оказываются неустойчивыми), а при «жестком» самовозбуждении возможны устойчивые бигармонические режимы.

Одним из путей повышения мощности гиротронов [1] является использование резонаторов большого сечения. Пока размеры резонаторов не слишком велики, применение комбинированных методов электродинамической и электронной селекции мод [2] позволяет обеспечить одномодовое самовозбуждение колебаний и, как следствие, стационарную одномодовую генерацию. Однако в гиротронах с резонаторами достаточного большого сечения реализовать условия, при которых стартовые токи разных мод существенно отличались бы друг от друга, становится невозможным — в результате возникает конкуренция мод.

До сих пор конкуренция мод в гиротроне оценивалась на основании линейной теории [2, 3] (из сравнения стартовых токов конкурирующих мод). Однако ответ на вопрос о том, автоколебания какой моды (или каких мод) установятся в многомодовом генераторе, очевидно, может быть дан только после анализа нелинейного взаимодействия мод.

Настоящая работа является попыткой заложить основы такого анализа. Для этой цели в работе формулируются уравнения, описывающие многомодовые процессы в гиромонотроне, и рассматривается простейший пример — двухмодовый гиромонотрон, в котором ширина резонансных кривых и разнос собственных частот мод малы по сравнению с полосой циклотронного резонанса.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Ограничимся изучением взаимодействия слаборелятивистского ($\beta^2 \ll 1$) пучка с наиболее легко возбуждаемыми на низких гармониках гирочастоты ($n_s \sim 1$) ТЕ-модами резонатора [2]. (β — отношение скорости электронов к скорости света c , n_s — номер гармоники гирочастоты, близкой к частоте s -й моды). Резонатор будем считать высокодобротным, а ток пучка — достаточно малым, чтобы можно было не учитывать поле пространственного заряда.

При сделанных предположениях из системы уравнений самосогласованного поля, состоящей из уравнений Максвелла и уравнений движения электронов, методом усреднения [4] получим следующую систему укороченных уравнений:

$$\frac{dF_s}{dt} = \left(-\frac{\omega'_s}{2Q_s} + \Phi'_s \right) F_s; \quad (1)$$

$$\frac{d\psi_s}{dt} = \omega'_s - n_s + \Phi'_s; \quad (2)$$

$$\Phi_s = -i \int_{\perp} \left[\int \frac{I_s}{F_s} W(R_{\perp 0}, \beta_0) d\beta_0 \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} \int_{\zeta_s^{\text{BK}}}^{\zeta_s^{\text{BHX}}} a^{*n_s} f_s^* \exp[-i(\psi_s - n_s \vartheta_0)] d\zeta \right) \times \right. \\ \left. \times d\vartheta_0 \right] dS_{\perp}; \quad (3)$$

$$\frac{da}{d\zeta} - i(\Delta + |a|^2 - 1)a = i \left\{ \sum_s a^{n_s-1} F_s f_s(\zeta) \exp[i(\psi_s - n_s \vartheta_0)] \right\}^* \quad (4)$$

с начальным условием $a(\zeta_{\min}^{\text{BK}}) = 1$. В (1)–(4) t — безразмерное время, связанное с обычным временем t_p (индексом «р» отмечены соответствующие величины в размерных единицах) соотношением $t = \omega_p t_p$ (ω_p — частота, на которой проведено усреднение, близкая к гирочастоте электронов); $\omega_s = \omega'_s + \frac{i\omega'_s}{2Q_s} = \omega_{sp} / \omega_p$ — безразмерная собственная частота s -й моды, Q_s — добротность s -й моды. Использована цилиндрическая система координат (R_{\perp}, ψ, z) с осью z в направлении статического магнитного поля H_0 , $R_{\perp} = \frac{\omega_p}{c} R_{\perp p}$, $z = \frac{\omega_p}{c} z_p$, $\zeta = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}} z$ — безразмерная продольная координата, $\beta_0 = (\beta_{\perp 0}, \beta_{\parallel 0}) = \beta(\zeta_{\min}^{\text{BK}})$; координата ζ_{\min}^{BK} определяет сечение, в котором начинается взаимодействие пучка с высокочастотным полем; координаты ζ_s^{BK} и ζ_s^{BHX} определяют область взаимодействия пучка с полем s -й моды, $f_s(\zeta)$ — функция, описывающая продольное распределение поля s -й моды, $\Phi_s = \Phi'_s + i\Phi''_s$ — фактор возбуждения s -й моды электронным пучком.

Безразмерная функция $W(R_{\perp 0}, \beta_0)$ определяется через функцию распределения электронов $f(R_{\perp 0}, \beta_0)$ по координатам центров вращения $R_{\perp 0} = (R_{\perp 0}, \psi_0)$ и скоростям в сечении ζ_{\min}^{BK} [2]: $W(R_{\perp 0}, \beta_0) = \frac{c^6 m_0^3 \beta_{\parallel 0}}{\omega_{Hp} I} f(R_{\perp 0}, \beta_0)$ (здесь m_0 и ω_{Hp} — соответственно масса покоя и нерелятивистская гирочастота электрона); $a = \sqrt{\omega} \exp[-i(\vartheta - \vartheta_0)]$, где ω — безразмерная осцилляторная энергия электрона (отношение вращательной энергии электрона в произвольной точке системы к этой же энергии в сечении ζ_{\min}^{BK}), $\vartheta = \theta - \omega_p t_p$ — медленно меняющаяся фаза, характеризующая азимутальное смещение электрона с невозмущенной высокочастотным полем траектории (θ — азимутальная координата осцилляторного движения); $\vartheta(\zeta_{\min}^{\text{BK}}) = \vartheta_0$ — начальная фаза; $\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left[1 - \frac{\omega_{Hp}}{\omega_p} \left(1 - \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} - \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{2} \right) \right]$ — безразмерная расстройка, F_s и ψ_s — соответственно безразмерная амплитуда и фаза s -й моды, учитывающие ее пространственное распределение; I_s — безразмерный параметр, пропорциональный постоянной составляющей тока пучка I и зависящий от структуры поля s -й моды.

Для гиromонотронов с цилиндрическими резонаторами кругового сечения и соосными аксиально-симметричными электронными потоками параметры F_s , ψ_s , I_s определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 F_s &= \frac{A_s}{H_0} 4\beta_{\perp 0}^{n_s-4} \left(\frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} n_s!} \right) J_{m_s-n_s}(\omega'_s R_{\perp 0}), \\
 \psi_s &= -(m_s - n_s)\psi + \alpha_s, \\
 I_s &= 0,47 \cdot 10^{-3} I \frac{\beta_{\perp 0}^{2(n_s-2)}}{\beta_{\parallel 0}} \left(\frac{n_s^{n_s+1}}{2^{n_s} n_s!} \right)^2 \times \\
 &\times \frac{J_{m_s-n_s}^2(\omega'_s R_{\perp 0})}{\int_{\zeta_s^{\text{ВХ}}}^{\zeta_s^{\text{ВЫХ}}} f_s^2(\zeta) d\zeta} [(\omega'_s R_{\text{ст}})^2 - m_s^2] J_{m_s}^2(\omega'_s R_{\text{ст}})
 \end{aligned} \tag{5}$$

где A_s — амплитуда s -й моды, m_s — ее азимутальный индекс, $\alpha_s = \alpha_s(t)$ — фаза, определяемая уравнением (2), I — ток пучка в амперах, $R_{\text{ст}}$ — безразмерный радиус стенки резонатора.

Уравнения (1), (2) аналогичны уравнениям общей теории резонансных электронных автогенераторов [5]. Уравнения (3), (4) являются обобщением полученных в [3] на случай нестационарных многомодовых режимов.

2. ВОЗМОЖНОСТИ УПРОЩЕНИЯ АНАЛИЗА КОНКУРЕНЦИИ МОД

Процессы, происходящие в многомодовом гиromонотроне, характеризуются следующими временами: временем пролета электронов через резонатор $T_{\text{пр}}$, временами установления амплитуд различных мод $\tau_s \sim Q_s/\omega'_s$ и временами, обратными разносу собственных частот мод $\tau_{ss'} \sim |\omega'_s - \omega'_{s'}|^{-1} (s \neq s')$. Наиболее легко исследуется конкуренция высокочастотных мод в гиromонотронах со сравнительно короткими резонаторами, когда выполняется соотношение

$$\tau_s \gg T_{\text{пр}}, \tag{6}$$

выделяющее в фазовом пространстве, соответствующем системе уравнений (1) — (4), области «быстрых» (по переменным ω и δ) и «медленных» (в подпространстве амплитуд F_s) движений. Условие (6) позволяет считать, что в течение времени пролета $T_{\text{пр}}$ каждого электрона через резонатор амплитуды мод являются постоянными, фазы мод — линейно меняющимися, поскольку в общем случае

$$\Phi_s'' \sim \Phi_s' \sim \omega'_s/Q_s \ll T_{\text{пр}}^{-1}, \tag{7}$$

и, следовательно, при интегрировании уравнения движения (4) можно пренебречь изменением фазы, вызванным электронной перестройкой частоты. Таким образом, анализ системы уравнений (1) — (4) при выполнении условия (6) может быть осуществлен в следующем порядке:

а) интегрирование уравнения движения электронов (4) в высокочастотном поле с постоянными амплитудами и линейно меняющимися со временем фазами мод,

б) вычисление текущих значений факторов возбуждения (3),

в) исследование с помощью уравнений (1), (2) зависимости амплитуд и фаз конкурирующих мод от времени.

Последняя задача существенно упрощается в случае, когда движение системы в подпространстве амплитуд не зависит от фазовых соотно-

шений. Известным условием, приводящим к указанному упрощению, является достаточно большой разнос резонансных кривых конкурирующих мод

$$|\omega'_s - \omega'_s| \gg \omega'_s/Q_s, \quad (8)$$

так как в этом случае в уравнениях для амплитуд (1) можно провести усреднение по «быстро» меняющейся разности фаз (см. [5, 6]).

В гиротронах, однако, вследствие аксиальной симметрии электродинамической и электронно-оптической систем движение в подпространстве амплитуд F_s , как правило, не зависит от фаз конкурирующих мод при любом разнесе резонансных кривых (в том числе и не удовлетворяющем условию (8)). Покажем это на примере конкуренции двух мод. При интегрировании уравнения движения (4), учитывая (6), (7), можно считать, что $\psi_s = \Delta_s \zeta + \gamma_s$, где $\Delta_s = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2}(\omega'_s - n_s)$, $\gamma_s = -(m_s - n_s)\psi + \alpha_{s0}$. Отсюда следует, что решение уравнения (4), которое нужно подставлять в (3) при вычислении факторов возбуждения, зависит от следующих переменных и параметров*:

$$a = a(\zeta, \Delta, \Delta_1, \Delta_2, F_1 \exp[i(\psi_1(t) - n_1 \vartheta_0)], F_2 \exp[i(\psi_2(t) - n_2 \vartheta_0)]). \quad (9)$$

Фазы $\psi_1(t)$, $\psi_2(t)$, ϑ_0 входят в (3), (9) в виде двух линейных комбинаций $\psi_1 - n_1 \vartheta_0$, $\psi_2 - n_2 \vartheta_0$, которые, введя $\bar{\vartheta}_0 = \vartheta_0 - \frac{1}{n_1} \psi_1(t)$, можно записать как $-n_1 \bar{\vartheta}_0$, $-n_2 \bar{\vartheta}_0 + \psi_2(t) - \frac{n_2}{n_1} \psi_1(t)$. В результате интегрирования по ϑ_0 в (3) факторы Φ_s не зависят (как и при одномодовых автоколебаниях [2]) от первой линейной комбинации. В результате интегрирования по ψ в (3) исключается зависимость Φ_s и от второй линейной комбинации, пропорциональной разности фаз $\psi_2(t) - \frac{n_2}{n_1} \psi_1(t) =$
 $= \left(\omega'_2 - \frac{n_2}{n_1} \omega'_1 \right) t - \left(m_2 - \frac{n_2}{n_1} m_1 \right) \psi$, если для конкурирующих мод выполняется условие

$$n_1 m_2 \neq n_2 m_1. \quad (10)$$

В этом случае, благодаря тому, что факторы Φ_s не зависят от фазовых соотношений между модами, уравнения (1) можно исследовать независимо от уравнений (2).

В настоящее время существуют достаточно эффективные способы селекции мод по продольным индексам [7]. Спектр мод, отличающихся только радиальными индексами, в резонаторах большого объема значительно реже спектра мод с разными азимутальными индексами. Поэтому ситуация, в которой имеет место определяемая неравенством (10) возможность упрощения исследования конкуренции произвольно разнесенных мод, для гиротронов является типичной**.

Даже в том случае, когда выполняется условие (10) (или — при нарушении условия (10) — условие (8)), но соотношение между $T_{\text{пр}}$ и

* Выбирая частоту, на которой проводится усреднение при получении системы укороченных уравнений (1)–(4), равной $\omega_{\text{Нр}}$, $\omega_{1\text{р}}/n_1$ или $\omega_{2\text{р}}/n_2$, можно соответственно исключить один из параметров Δ , Δ_1 или Δ_2 .

** Очевидно, подобное выделение в фазовом пространстве амплитуд и фаз F_s , ψ_s конкурирующих мод подпространства амплитуд F_s , движение в котором не зависит от фаз ψ_s , существует и в других генераторах с аксиально-симметричными резонатором и электронным потоком.

$|\omega'_1 - \omega'_2|^{-1}$ произвольно, определение факторов возбуждения $\Phi_{1,2}(F_1, F_2)$ встречает трудности, так как в (3) входит величина a , зависящая от переменных ζ, ϑ_0 и параметров $F_1, F_2, \Delta\psi = \psi_2 - \frac{n_2}{n_1}\psi_1$

(см. (9)). Относительно легко могут быть проведены лишь

а) исследование фазовой плоскости $F_1 F_2$ в случае, когда в гиросмотре электронный поток взаимодействует с двумя модами, имеющими одинаковую продольную структуру ($f_1(\zeta) = f_2(\zeta)$) и близкие (в масштабе полосы циклотронного резонанса $\Delta\omega_{\zeta} \sim T_{\text{пр}}^{-1}$) собственные частоты

$$|\omega'_1 - \omega'_2| \ll T_{\text{пр}}^{-1}. \quad (11)$$

В таком гиросмотре решение уравнения (4) представляет собой функцию переменных ζ, ϑ_0 и только одного параметра $|F_0| = |F_1 e^{i\psi_1} + F_2 e^{i\psi_2}|$ — суммарной амплитуды высокочастотного поля в резонаторе; факторы возбуждения $\Phi_{1,2}$ выражаются через фактор возбуждения одномодового гиросмотрона в стационарном режиме генерации с амплитудой поля $|F_0|$;

б) анализ устойчивости состояний равновесия, соответствующих одночастотным одномодовым режимам.

Мы рассмотрим первую из указанных задач, предполагая, что электронный поток является односкоростным, трубчатым и центры всех электронных орбит равноудалены от оси резонатора.

Вторая задача (анализ устойчивости одночастотных одномодовых автоколебаний), представляющая в настоящее время наибольший практический интерес, будет рассмотрена в отдельной статье [8].

3. УСТАНОВЛЕНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ДВУХМОДОВОМ ГИРОМОТРОНЕ С «БЛИЗКИМИ» ЧАСТОТАМИ МОД

При сделанных предположениях относительно электронного пучка и условиях (6), (10), (11) или (6), (8), (11) факторы возбуждения мод, имеющих одинаковую продольную структуру поля, определяются выражениями

$$\Phi_s(F_1, F_2) = (I_s/2\pi) \int_0^{2\pi} (F_0/F_s e^{i\psi_s}) \hat{\Phi}_0(|F_0|) d(\Delta\psi),$$

$$\hat{\Phi}_0(|F_0|) = - (i/|F_0|^2 2\pi) \int_0^{2\pi} \left(\int_{\zeta_{\text{вх}}}^{\zeta_{\text{вых}}} a^{*n} f^* F_0^* e^{in\vartheta_0} d\zeta \right) d\vartheta_0.$$

Здесь $\hat{\Phi}_0$ — функция $|F_0|$, пропорциональная фактору возбуждения одномодового гиросмотрона. Уравнение (4) имеет вид

$$\frac{da}{d\zeta} - i(\Delta + |a|^2 - 1)a = i \{ a^{n-1} f F_0 e^{-in\vartheta_0} \}^*,$$

совпадающий с уравнением движения электронов в одномодовом гиросмотре [2, 9].

Аппроксимируя найденную путем численных расчетов для одномодового гиросмотрона [9] функцию $\hat{\Phi}_0(|F_0|)$ полиномом

$$\hat{\Phi}_0 = A + B |F_0|^2 + C |F_0|^4 + \dots, \quad (12a)$$

факторы возбуждения $\Phi_{1,2}$ можно представить в виде

$$\Phi_{1,2} = I_{1,2} [A + B(F_{1,2}^2 + 2F_{2,1}^2) + C(F_{1,2}^4 + 6F_{1,2}^2 F_{2,1}^2 + 3F_{2,1}^4) + \dots]. \quad (126)$$

Уравнения (1), (2), (12) оказываются аналогичными рассмотренным во многих работах (см., например, [5, 10]) уравнениям автоколебаний триодного генератора с двумя степенями свободы и неперекрывающимися резонансными кривыми. Однако, в отличие от [5, 10], уравнения (1), (2), (12) справедливы применительно к гиросмонотронам и в случае перекрывающихся резонансных кривых, если выполняется условие (10).

1. Представляя факторы возбуждения в виде полиномов второй степени с $A' > 0$, $B' < 0$, можно проанализировать поведение гиросмонотрона в режимах с «мягким» возбуждением автоколебаний. Эта задача полностью аналогична исследованию триодного генератора с кубичной характеристикой [5, 10]. Приведем основные результаты.

На фазовой плоскости могут быть состояния равновесия четырех типов: 1) состояние равновесия $F_{1,2} = 0$; оно соответствует отсутствию автоколебаний; состояния 2) $F_1 \neq 0$, $F_2 = 0$ и 3) $F_1 = 0$, $F_2 \neq 0$ соответствуют одночастотным одномодовым автоколебаниям; состояние 4) $F_1 \neq 0$, $F_2 \neq 0$ соответствует двухчастотным двухмодовым автоколебаниям. Состояния равновесия первых трех типов могут быть узлами либо седлами, четвертого типа — только седлами.

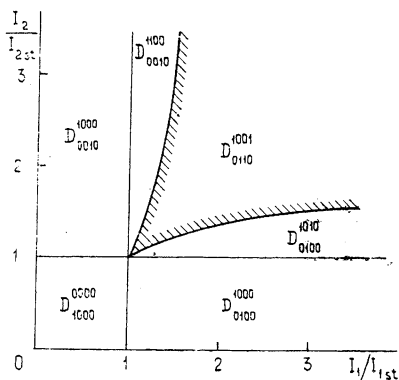


Рис. 1.

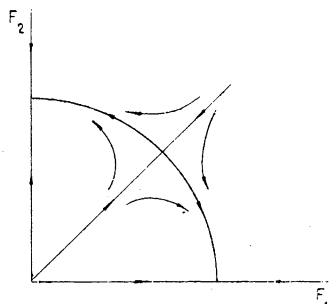


Рис. 2.

На рис. 1 показано разбиение плоскости параметров I_1, I_2 на области D_{ijkl}^{mnop} с различным числом устойчивых и неустойчивых состояний равновесия каждого типа (верхние индексы указывают число неустойчивых, а нижние — число устойчивых состояний равновесия соответственно первого, второго, третьего и четвертого типов). В области D_{1000}^{0000} , где ток электронного пучка меньше стартового тока для обеих мод ($I_{1,2} < I_{1,2st} = \omega'_{1,2}/2Q_{1,2}A'$), стационарные автоколебания отсутствуют. Если ток пучка больше стартового тока для одной моды (области D_{0100}^{1000} , D_{0010}^{1000} на рис. 1), то в системе устанавливаются гармонические колебания только этой моды. Когда ток пучка больше стартового для обеих мод, но стартовые токи существенно различны ($1 < I_s'/I_{s'st} < 2I_s/(I_s + I_{s'st})$); области D_{0100}^{1010} , D_{0010}^{1100}), устанавливаются колебания моды, обладающей меньшим стартовым током. Если ток пучка больше стартового для обеих мод и стартовые токи сравнимы между собой, то на фазовой плоскости существуют стационарные состояния всех четырех типов (область D_{0110}^{1001} , см. рис. 2). В зависимости от начальных условий устанавливаются гармонич-

ческие колебания одной из мод. При изменении соотношения между параметрами I_1 и I_2 возможен частотный гистерезис [5, 10]*.

2. Представление $\Phi_{1,2}$ (12б) в виде полиномов четвертой степени с $A' > 0, B' > 0, C' < 0$ позволяет рассмотреть конкуренцию мод в режимах с «жестким» возбуждением автоколебаний. Эта задача аналогична исследованию триодного генератора с характеристикой в виде полинома пятой степени [5].

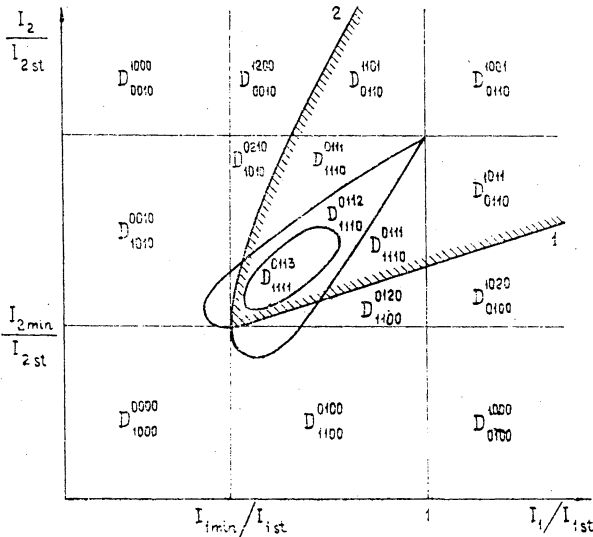


Рис. 3.

Рассмотрим наиболее характерные области на плоскости параметров I_1, I_2 (рис. 3). В области D_{1000}^{0000} , где ток пучка меньше минимального тока, при котором возможны стационарные одномодовые автоколебания ($I_{1,2} < I_{1,2min} = I_{1,2st}(1 - B'^2/4A'C')^{-1}$), стационарных колебаний нет. Вне области D_{1000}^{0000} устанавливаются гармонические колебания моды, имеющей меньший стартовый ток, если параметры I_1, I_2 не попадают в сектор, ограниченный заштрихованными ветвями кривых 1 и 2. Кривые 1 и 2 определяются уравнением

$$\left(2 \frac{I_{st}}{I_{min}} + \frac{I_{1,2st}}{I_{1,2}} - 3 \frac{I_{2,1st}}{I_{2,1}} \right)^2 = 4 \left(\frac{I_{st}}{I_{min}} - 1 \right) \left(\frac{I_{st}}{I_{min}} - \frac{I_{2,1st}}{I_{2,1}} \right),$$

где $I_{st}/I_{min} = 1 - B'^2/4A'C'$ — отношение стартового тока к минимальному для одночастотных колебаний (первые индексы соответствуют кривой 1, вторые — кривой 2).

В областях, лежащих внутри заштрихованного сектора, за исключением области D_{111}^{0113} , в зависимости от начальных условий устанавливаются гармонические колебания одной из мод. В области D_{0110}^{1001} возбуждение колебаний обеих мод «мягкое»; в областях D_{0110}^{1011} и D_{0110}^{1101} мода с меньшим стартовым током имеет «мягкое», а с большим — «жесткое» возбуждение. В остальных областях возбуждение обеих мод «жесткое». Во всех рассмотренных случаях состояния равновесия первых трех типов — узлы либо седла; двухмодовые состояния равновесия — четвертого типа —

* Параметром, определяющим величину отношения I_1/I_2 , является радиус электронного пучка R_{10} .

только седла. Наконец, устойчивые двухчастотные колебания с «жестким» возбуждением существуют в области D_{III}^{0113} , определяемой при $I_2/I_{2st} = I_1/I_{1st}$ условием

$$\frac{10 I_{\min}}{9 I_{st} + I_{\min}} \leq \frac{I_{1,2}}{I_{1,2st}} \leq \frac{2 I_{\min}}{I_{st} + I_{\min}}. \quad (13)$$

В этой области разбиение плоскости F_1, F_2 при $I_2/I_{2st} = I_1/I_{1st}$ (рис. 4) аналогично полученному в работе [11].

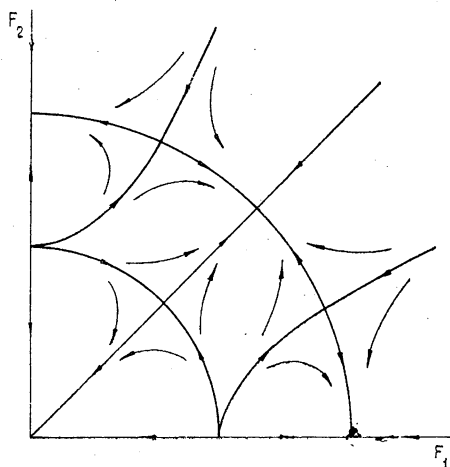


Рис. 4.

3. Оценим опасность возникновения двухчастотных двухмодовых колебаний и одночастотных колебаний паразитной моды ($s = 2$) в режимах, близких к оптимальным. Рассмотрим гиromонотрон с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля обеих мод $f_{1,2} = \exp[-(2z/\rho)^2]$, работающий на первой гармонике гирочастоты ($n = 1$). В оптимальном режиме одномодовой генерации ($\mu = 15, \Delta = 0,55, I_{1opt} = 0,032 \omega'_1/Q_1$), когда поперечный электронный КПД $\eta_{\perp} = 2|F_0|^2 \hat{\Phi}'_0(|F_0|)$ имеет максимальное значение, равное 0,7 [9], возбуждение колебаний является «жестким» ($I_{st}/I_{\min} = 90$); функция $\hat{\Phi}'_0(|F_0|)$ аппроксимируется выражением (12а) с коэффициентами* $A' = 0,2, B' = 2020, C' = -6 \cdot 10^4$. Оптимальное значение параметра I для рабочей моды удовлетворяет неравенству (13) ($I_{1opt} = 1,12 I_{\min}$). Это означает, что гиromонотрон в оптимальном режиме может попасть в область устойчивой двухчастотной генерации D_{III}^{0113} , если параметры $I_{1,2}$ близки.

Допустим, например, что гиromонотрон работает на несимметричной моде H_{mp1} ($m \neq 0$). В этом случае возникает конкуренция между вырожденными модами H_{mp1} и H_{-mp1} , поля которых вращаются в противоположные стороны. Добротности и собственные частоты этих мод одинаковы. Если электронный пучок одинаково эффективно взаимодействует с обеими модами ($J_{m+1}^2(\omega'_s R_{\perp 0}) = J_{m-1}^2(\omega'_s R_{\perp 0})$), то $I_1 = I_2$ и гиromонотрон при оптимальных параметрах μ, Δ, I_1 находится в области D_{III}^{0113} . Однако опасность возникновения паразитных колебаний невелика, так как достаточно на 12% уменьшить эффективность взаимодействия пучка с паразитной модой выбором радиуса пучка $R_{\perp 0}$, чтобы параметры гиromонотрона

* Аппроксимация производится таким образом, чтобы выражение (12а) давало совпадение с результатами [9] в точках, соответствующих I_{st} и I_{\min} .

монотрона сместились в область устойчивой генерации только рабочей моды, лежащую ниже заштрихованного сектора на рис. 3.

Если рабочим является симметричный тип колебаний ($m = 0$), то ближайшими конкурентами, попадающими в полосу циклотронного резонанса, будут две вырожденные несимметричные моды H_{mp1} и H_{-mp1} . В этом случае необходимо рассматривать задачу о конкуренции трех мод. Исследование, аналогичное проведенному в настоящей работе, показывает, что многочастотные многомодовые колебания в гиромонотроне с «мягким» самовозбуждением неустойчивы. Поведение трехмодовой системы в зависимости от параметров $I_{1,2,3}$ качественно не отличается от поведения двухмодовой системы.

Авторы благодарят М. И. Петелина и В. К. Юлпатову за постоянное внимание к работе, а также А. В. Гапонова за ценные замечания, сделанные при просмотре рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, А. Л. Гольденберг, Д. П. Григорьев, Т. Б. Панкратова, М. И. Петелин, В. А. Флягин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
2. М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
3. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **10**, № 9—10, 1414 (1967).
4. Н. Н. Боголюбов, Д. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Физматгиз, М., 1958.
5. Л. А. Вайнштейн, Электроника больших мощностей, сб. 6, изд. Наука, М., 1969.
6. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский, ЖЭТФ, **49**, № 3 (9), 895 (1965); Л. А. Островский, ЖЭТФ, **48**, № 4, 1087 (1965); ЖЭТФ, **49**, № 11, 1535 (1965).
7. С. Н. Власов, Г. М. Жислин, И. М. Орлова, М. И. Петелин, Г. Г. Рогачева, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **12**, № 8, 1236 (1969).
8. И. Г. Зарницина, Г. С. Нусинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **17**, № 12 (1974).
9. Г. С. Нусинович, Р. Э. Эрм, Электронная техника, сер. 1, Электроника СВЧ, вып. 8, 55 (1972).
10. А. П. Скибарко, С. П. Стрелков, ЖТФ, **4**, № 1, 158 (1934).
11. Т. М. Тарантович, В. М. Ханькин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **16**, № 2, 222 (1973).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
19 сентября 1973 г.

THE THEORY OF MULTI-MODE OSCILLATION IN A GYRO-MONOTRON

M. A. Moiseev, G. S. Nusinovich

The investigation of mode competition in gyrotrons is succeeded to be essentially simplified due to the gyrotropy of an electron beam and axial symmetry of working space of these devices. When the width of resonance curves and the distance between mode frequencies are small compared with the cyclotron resonance band, it is shown that steady-state single-frequency oscillations corresponds to the „soft“ regime of the self-excitation (two-frequency oscillations appear to be unstable) and under the „rigid“ self-excitation there may be steady-state biharmonic regimes.