

УДК 621.385.69

УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ГИРОТРОНА С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В. Л. Братман, А. В. Пылин

Проведено обобщение дисперсионного уравнения для собственных волн гиротрона с учетом поля пространственного заряда тонкого (толщиной в ларморовский диаметр) электронного пучка. Получено аналитическое выражение для стартового тока и электронного смещения частоты гиромонотрона с высокочастотным резонатором. Показано, что при увеличении параметра пространственного заряда благодаря нарастанию циклотронных волн пучка (эффект отрицательной массы) стартовый ток гиромонотрона снижается.

Учет кулоновского взаимодействия частиц является одним из самых интересных и трудных вопросов теории МЦР. Его исследованию посвящено довольно значительное количество работ (см., например, [1-6] и цитированную там литературу). Одной из наиболее важных для теории является задача описания собственного поля пучка электронов, движущихся по спиральным траекториям в однородном магнитном поле, в ситуации, когда толщина пучка близка к ларморовскому диаметру электронов $d \approx 2r_H$ (тонкий пучок). Адекватный метод расчета для такой ситуации применительно к слабoreлятивистским пучкам был развит еще в работах [1-3], однако до сих пор исследование соответствующих уравнений основывалось главным образом на численных методах (в [4] было аналитически рассмотрено нарастание малых собственных колебаний электронного пучка, что позволило наглядно продемонстрировать связь этой неустойчивости с хорошо известным в теории ускорителей [7,8] эффектом отрицательной массы*).

В данной статье на основе решения [4] аналитически исследуются стартовые условия слабoreлятивистского гиротрона с тонким электронным пучком, возбуждающим высокочастотную электродинамическую систему. Следует отметить, что полученные результаты согласуются с численными расчетами [5] и близки по форме к аналитическим результатам, полученным недавно в [11] для довольно общей модели электронного мазера с толстым электронным пучком ($d \gg 2r_H$).

1. Модель и самосогласованные уравнения гиротрона. В гиротроне (рис. 1) активной средой является поток электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле $H_0 z_0$. Такой поток классических осцилляторов возбуждает высокочастотные колебания в открытом резонаторе или в волноводе.

Будем считать, что при влете в пространство взаимодействия с высокочастотным полем все электроны имеют одинаковые вращательные $v_{\perp} = v_{\perp 0}$ и поступательные $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$ скорости и равномерно распределены по начальным фазам циклотронного вращения. Последнее предположение означает, что поток является стационарным и для возбуждения высокочастотного поля необходима предварительная «затравка».

* Первоначально на роль эффекта отрицательной массы в МЦР было указано в [9]; см. также по этому поводу Приложение к обзору [10]. В иностранной литературе термин «эффект отрицательной массы» часто используют в более широком смысле, включая в него также и основной механизм МЦР-неустойчивости, имеющий место при сколь угодно малом пространственном заряде и связанный с группировкой частиц не собственным кулоновским полем, а полем внешней волны.

Примем также, что электронный пучок является аксиально-симметричным, причем разброс вдущих центров частиц отсутствует, т. е. все они находятся на одной окружности $r=R_0$. Обычно в мощных гиротронах радиус электронного пучка и характерные размеры неоднородности высокочастотного поля существенно больше толщины пучка. Поэтому для описания собственного поля пучка обычно оказывается достаточным квазиплоское приближение.

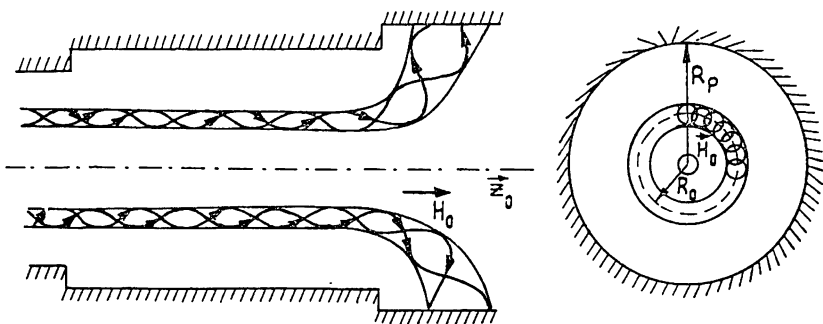


Рис. 1. Схема гиротрона.

Электродинамическая система гиротрона в большинстве случаев представляет участок слабонерегулярного аксиально-симметричного волновода (рис. 1), причем частота генерации ω близка к критической частоте рабочей волны $\omega_{кр}$. Взаимодействие электронов с рабочей волной

$$\mathbf{E} = \text{Re}[F(z)\mathbf{E}_r e^{i\omega t}], \quad \mathbf{H} = \text{Re}[F(z)\mathbf{H}_r e^{i\omega t}],$$

где \mathbf{E}_r , \mathbf{H}_r — собственные функции волновода, происходит в условиях циклотронного резонанса

$$\omega \approx n\omega_H. \quad (1)$$

Здесь $n = 1, 2, \dots$ — номер циклотронной гармоники (в дальнейшем рассматривается только случай основного циклотронного резонанса $n = 1$), $\omega_H = eH_0/mc$ — циклотронная частота, $m \approx m_0(1 - \beta^2/2)$ — релятивистская масса электрона. Нормированная скорость электрона считается достаточно малой (слаборелятивистской): $\beta^2 \ll 1$ (поэтому существенно взаимодействие только с модами поперечно-электрического типа H_{mp}).

Самосогласованная система уравнений, описывающая стационарный режим гиротрона [12, 2], состоит из уравнения возбуждения в электродинамической системе вихревого поля группирующимся электронным пучком

$$d^2 f / d\xi^2 + \gamma^2 f = i l \bar{p}^0, \quad (2)$$

и усредненного по периоду циклотронного вращения уравнения движения частиц, испытывающих воздействие со стороны вихревого поля и собственного квазистатического поля

$$dp/d\xi + ip(\Delta + |p|^2 - 1) = f + G. \quad (3)$$

В уравнениях (2), (3) введены следующие обозначения: $f =$

$$= \frac{J_{m-1}(\omega R_0/c)}{\beta_{\perp 0}^3} F(z) e^{-i(m-1)\psi} \text{ — нормированная функция, описывающая}$$

продольное распределение вихревого поля, $\xi = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\omega H_0 z}{c \beta_{\perp 0}}$ — безраз-

мерная продольная координата, $\gamma = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{c\beta_{\parallel 0}k_{\parallel}}{\omega_{H_0}}$ — безразмерное продольное волновое число, ψ — азимутальный угол,

$$I = \frac{16\beta_{\perp 0}}{\beta_{\perp 0}^6} \frac{e|I_{\pi}|}{m_0 c^3} \frac{J_{m-1}^2((\omega/c)R_0)}{J_m^2((\omega/c)R_p)[(\omega R_p/c)^2 - m^2]}$$

— параметр, пропорциональный току пучка $|I_{\pi}|$, J_m — функция Бесселя, R_0 и R_p — радиусы пучка и резонатора; переменная величина

$p = \frac{p_x + ip_y}{p_{\perp 0}} e^{-i\omega t}$ пропорциональна комплексной комбинации нормированных поперечных компонент импульса частицы p , черта в правой

части (2) соответствует усреднению по начальным фазам частиц ϑ_0 :

$$\bar{p}^{\vartheta_0} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\vartheta_0,$$

$\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{(\omega - \omega_{H_0})}{\omega}$ — расстройка резонанса. Последний член G в правой

части (3) представляет собой резонансную компоненту квазистатического электрического поля пучка. Согласно методу [2, 3] это поле удобно представить в виде суперпозиции полей тонких слоев, имеющих одинаковые начальные фазы циклотронного вращения $\tilde{\vartheta}_0$. В результате суммирования по всем таким слоям получаем $G = -iS\bar{h}\tilde{\vartheta}_0$, где

$$h = \frac{p - \tilde{p}}{|p - \tilde{p}|}, \quad (4)$$

$S = \frac{4}{\pi} \frac{1}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_{H_0}^2}$ — параметр пространственного заряда, представляю-

щий собой отношение двух малых параметров $\frac{\omega_p^2}{\omega_{H_0}^2}$ и $\beta_{\perp 0}^2$, $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m_0} =$

$= \frac{e|I_{\pi}|}{m_0 c^3} \frac{1}{R_{\pi}} \frac{\omega_{H_0} c}{\beta_{\perp 0} \beta_{\parallel 0}}$, N — средняя по сечению концентрация электронов,

$p \equiv p(\zeta, \vartheta_0)$, $\tilde{p} \equiv p(\zeta, \tilde{\vartheta}_0)$. Для основного циклотронного резонанса $n=1$ и азимутально-симметричных рабочих мод $m=1$ выражение для G впервые получено в [1], а обобщение на произвольные n и m проведено в [2, 3].

В отсутствие вихревого поля ($f=0$) и возмущений электронного пучка, когда все частицы равномерно распределены по фазам вращения,

$$p(\zeta, \vartheta_0) = e^{i\vartheta_0}, \quad 0 \leq \vartheta_0 < 2\pi, \quad (5)$$

поле пространственного заряда G приводит к небольшому отличию частоты обращения электронов Ω от гирочастоты: $\Omega = \omega_{H_0}(1 - 2S/\pi)$ [4].

Граничными условиями к уравнениям (2), (3) на входе в рабочее пространство $\xi = 0$ являются условие отсутствия модуляции электронного пучка (5) и в типичном случае, когда пространство взаимодействия ограничено с катодного конца закритическим сужением, условие экспоненциального спада поля

$$f' = |\gamma_{\text{вх}}| f \quad (\gamma_{\text{вх}}^2 < 0).$$

Ниже будет использоваться более простое условие

$$f(0) = 0, \quad (6)$$

соответствующее большому перепаду диаметров входного и рабочего волноводов ($|\gamma_{\text{вх}}| \rightarrow \infty$).

На выходе из рабочего пространства $\zeta = \mu$ обычно выполняются условия излучения

$$f' = -i\gamma_{\text{вых}} f \quad (\gamma_{\text{вых}} > 0). \quad (7)$$

Поясним подробнее смысл эффектов, связанных с полем пространственного заряда, представляя с помощью замены $p = \sqrt{\omega} e^{i\theta}$ комплексное уравнение движения электронов (3) в виде двух уравнений для энергии ω и фазы θ частиц:

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = 2\sqrt{\omega} \operatorname{Re}(f e^{-i\theta} - iS\tilde{h}^{\tilde{\theta}_0} e^{-i\theta}); \quad (8)$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = -\Delta - (\omega - 1) - \frac{2}{\pi} S + \frac{1}{\sqrt{\omega}} \operatorname{Im}(f e^{-i\theta} - iS\tilde{h}^{\tilde{\theta}_0} e^{-i\theta}). \quad (9)$$

Слагаемое $(\omega - 1)$ в правой части уравнения (9) описывает неизохронность (зависимость частоты колебаний электрона от энергии), обусловленную релятивистской зависимостью циклотронной частоты электрона от его энергии.

Если длина пространства взаимодействия достаточно велика, а амплитуда высокочастотного поля $|f|_{\text{max}}$ мала по сравнению с оптимальным значением, соответствующим максимуму КПД, и если к тому же параметр пространственного заряда S мал, то изменения энергий частиц в процессе взаимодействия с волной остаются малыми:

$$|\omega - 1| \ll 1.$$

В то же время изменения их фаз могут быть сколь угодно большими. В этом асимптотическом случае, так же как и при исчезающе малом пространственном заряде [13], можно учесть основной эффект, перейдя от уравнений (8), (9) к более простым уравнениям [14], учитывающим только инерционную группировку частиц вследствие релятивистской неизохронности их вращения. Для этого в правой части уравнения (8) пренебрежем изменением энергий частиц, положив там $\omega = 1$, а в правой части (9), кроме расстройки резонанса Δ и статического сдвига частоты обращения $(2/\pi)S\zeta$ из-за пространственного заряда, напротив, сохраним лишь релятивистский член $(\omega - 1)$:

$$\frac{d\omega}{d\zeta} = 2\operatorname{Re}\left(f e^{-i\theta} - i \frac{S}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - e^{i(\tilde{\theta} - \theta)}}{|1 - e^{i(\tilde{\theta} - \theta)}|} d\tilde{\theta}_0\right), \quad (10)$$

$$d\theta/d\zeta = -\delta - (\omega - 1).$$

Здесь для удобства введена новая расстройка $\delta = \Delta + (2/\pi)S$, включающая в себя изменение частоты обращения частиц из-за пространственного заряда. Уравнения (10) существенно проще полных уравнений (8), (9); в них яснее виден и физический механизм группировки (неустойчивости отрицательной массы): вследствие изменения энергий частиц меняются их фазы вращения, т. е. происходит группировка по фазам, которая ведет к дальнейшему изменению энергий частиц и т. д.

2. Приближение малого сигнала. Дисперсионное уравнение. Имея основной целью исследование стартового режима гиротрона, преобразуем систему уравнений (2), (8), (9) в предположении о малой ампли-

туде высочастотного поля $|f| \ll 1$ и малых изменениях энергий и фаз частиц:

$$\omega = 1 + \omega_1, \quad \theta = \vartheta_0 - \delta\zeta + \vartheta_1, \quad (11)$$

где $|\omega_1| \ll 1$, $|\vartheta_1| \ll 2\pi$. При линеаризации уравнений гиротрона определенную сложность представляет преобразование выражения для кулоновской силы, которое содержит устранимую особенность, соответствующую воздействию элементарного слоя на себя (при $\vartheta_0 = \tilde{\vartheta}_0$):

$$h = -ie^{i(\vartheta_0 - \delta\zeta + \vartheta_1)} e^{iu} \frac{\sin u}{|\sin u|} \left[1 + i \left(\operatorname{ctg} u \frac{\omega_1 - \tilde{\omega}_1}{4} - \frac{\vartheta_1 - \tilde{\vartheta}_1}{2} \right) \right], \quad (12)$$

где $u = (\vartheta_0 - \tilde{\vartheta}_0)/2$.

Используя это представление, запишем линеаризованную систему уравнений гиротрона в виде

$$\frac{df}{d\zeta} = \varphi, \quad \frac{d\varphi}{d\zeta} + \gamma^2 f = ile^{-i\delta\zeta} \overline{(\omega_1/2 + i\vartheta_1)} e^{i\vartheta_0}, \quad (13)$$

$$\frac{d\omega_1}{d\zeta} = 2S \left\langle \cos u \frac{\omega_1 - \tilde{\omega}_1}{4} - \sin u \frac{\vartheta_1 - \tilde{\vartheta}_1}{u} \right\rangle + 2\operatorname{Re}[fe^{-i(\vartheta_0 - \delta\zeta)}],$$

$$\frac{d\vartheta_1}{d\zeta} = -\omega_1 + S \left\langle -\frac{\cos^2 u}{\sin u} \frac{\omega_1 - \tilde{\omega}_1}{4} + \cos u \frac{\vartheta_1 - \tilde{\vartheta}_1}{2} \right\rangle + \operatorname{Im}[fe^{-i(\vartheta_0 - \delta\zeta)}].$$

Здесь угловыми скобками $\langle \dots \rangle$ обозначено усреднение по u с весовой функцией $\operatorname{sign}(\sin u)$, которая учитывает, что направление силы, действующей на электрон с фазой ϑ_0 со стороны элементарного слоя электронов $[\tilde{\vartheta}_0, \tilde{\vartheta}_0 + d\tilde{\vartheta}_0]$ (см. рис. 2), меняется скачком в момент пересечения электрона со слоем.

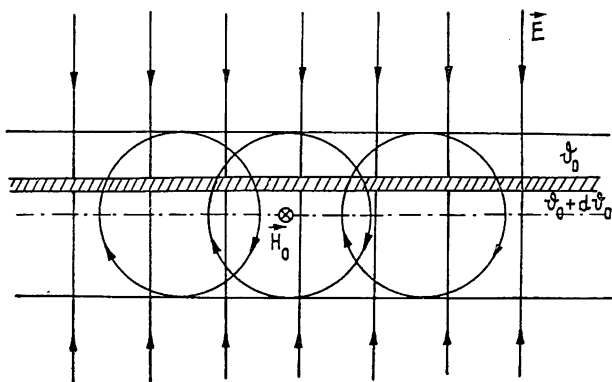


Рис. 2. Модель электронного слоя.

Граничные условия для поля сохраняют прежнюю форму (6), (7), а условия отсутствия модуляции пучка на входе (5) приобретают вид

$$\omega_1(0) = 0, \quad \vartheta_1(0) = 0. \quad (14)$$

Решение линеаризованной системы (13) ищем в виде разложения по собственным волнам:

$$f = \sum_{j=1}^4 F_j e^{-i\Gamma_j \zeta} e^{-i\delta\zeta}, \quad \varphi = \sum_{j=1}^4 \Phi_j e^{-i\Gamma_j \zeta} e^{-i\delta\zeta}, \quad (15)$$

$$\omega_1 = \sum_{j=1}^4 W_j e^{-i\Gamma_j \zeta} e^{-i\theta_0}, \quad \vartheta_1 = \sum_{j=1}^4 \Theta_j e^{-i\Gamma_j \zeta} e^{-i\theta_0}.$$

Здесь учтены компоненты поля, пропорциональные $e^{-i\theta_0}$, так как остальные после усреднения по $\tilde{\theta}_0$ не дают вклада в ВЧ составляющую тока. Используя вычисленные в [4] выражения для интегралов, возникающих в членах, обусловленных пространственным зарядом, получим

$$\dot{F}_j = \Phi_j + i(\delta + \Gamma_j)F_j, \quad \dot{\Phi}_j = \frac{iI}{4} W_j - \frac{I}{2} \Theta_j + i(\delta + \Gamma_j)\Phi_j - \gamma^2 F_j, \quad (16)$$

$$\dot{W}_j = i(\Gamma_j + \nu)W_j - 4\nu\Theta_j + 2F_j, \quad \dot{\Theta}_j = (\nu - 1)W_j + i(\Gamma_j + \nu)\Theta_j - iF_j,$$

где $\nu = (2/3\pi)S$.

Условие нетривиальности системы линейных уравнений (16) дает дисперсионное уравнение гиротрона с учетом эффектов пространственного заряда:

$$[(\Gamma_j + \nu)^2 - 4\nu(\nu - 1)][(\Gamma_j + \delta)^2 - \gamma^2] = I(1 + \Gamma_j - \nu). \quad (17)$$

Это уравнение совпадает по форме с уравнением, выведенным в [11] для электронного мазера, возбуждаемого широким электронным пучком. При пренебрежимо малом пространственном заряде $\nu \rightarrow 0$ уравнение (17) переходит в уравнение, полученное в [15].

В отсутствие связи между вихревым полем и частицами, когда $I = 0$, уравнение (17) распадается на уравнения для парциальных волн «холодной» электродинамической системы

$$(\Gamma_j + \delta)^2 = \gamma^2 \quad (18)$$

и собственных волн электронного пучка [4]

$$(\Gamma_j + \nu)^2 = 4\nu(\nu - 1). \quad (19)$$

Согласно (19) при $\nu < 1$ собственные колебания электронного пучка являются нарастающими. Если высокочастотное поле имеет несколько продольных вариаций на длине пространства взаимодействия, так что взаимодействие электронов с попутной и встречной волнами можно рассматривать по отдельности, то уравнение (17) сводится к кубическому*:

$$(\Gamma_j + \delta \mp \gamma)[(\Gamma_j + \nu)^2 - 4\nu(\nu - 1)] = \pm (I/2\gamma)(1 + \Gamma_j - \nu). \quad (20)$$

Здесь верхний знак соответствует попутным волнам (гирос-ЛБВ), а нижний — встречным (гирос-ЛОВ).

Как и в отсутствие пространственного заряда, уравнения (20) в пренебрежении членами, ответственными за силовую группировку частиц, могут быть преобразованы к стандартной форме уравнений обычной ЛБВ с прямолинейным электронным пучком, однако с тем существенным отличием, что для гирос-ЛБВ соответствующий параметр пространственного заряда $q^2 = 4\nu(\nu - 1)$ может быть как положительным, так и отрицательным. В последнем случае ($\nu < 1$) пространственный заряд ведет не к расталкиванию, а к эффективному притяжению электронов (неустойчивость отрицательной массы; как известно, аналогичный эффект возможен и в плазменных ЛБВ в области частот, где диэлектрическая проницаемость плазмы отрицательна).

* Уравнение (20) было исследовано в докладе Э. Б. Абубакирова, В. Л. Братмана на VIII Всесоюзном семинаре по колебательным явлениям в потоках заряженных частиц (Ленинград, 1981).

3. Решение краевой задачи. Если параметр тока I достаточно мал, то решение дисперсионного уравнения (17) можно найти в виде разложения по степеням I (вообще говоря, дробным). Так, если все корни уравнений (18) и (19) достаточно удалены друг от друга в масштабе I , так что расстройки фазовых скоростей волн велики, можно ограничиться поправками первого порядка по I . В этом случае для возмущенных пучком волн электродинамической системы имеем

$$\Gamma_{1,2} = \pm \gamma - \delta \pm I \frac{(1 \pm \gamma - \delta - v)}{2\gamma [(-\delta + v \pm \gamma)^2 - q^2]}, \quad (21)$$

а для возмущенных собственных волн пучка —

$$\Gamma_{3,4} = \pm q - v \pm I \frac{(1 - 2v \pm q)}{q^2 [(\delta - v \pm q)^2 - \gamma^2]}. \quad (22)$$

При $v < 1$ решение Γ_k (знак «—» в (22)) соответствует нарастающей вдоль направления распространения волне. Используя граничные условия (6), (7) и (14), а также разложение (15), получим систему четырех линейных алгебраических уравнений для амплитуд волн. Из условия нетривиальности этой системы получаем характеристическое уравнение вида

$$\det(\delta, v, \Gamma, \gamma_{\text{вых}}, \mu) = 0, \quad (23)$$

где \det — симметричный определитель, k -й столбец которого имеет вид

$$\begin{vmatrix} 1 \\ (\gamma_{\text{вых}} - \delta - \Gamma_k) e^{-i\mu\Gamma_k} \\ \frac{1}{(\Gamma_k + v)^2 - q^2} \\ \frac{1}{\Gamma_k + v - q} \end{vmatrix}. \quad (24)$$

Уравнение (23) совместно с выражениями (21), (22) для корней дисперсионного уравнения определяет собственные частоты гиротрона. Это уравнение может быть решено аналитически для случая, когда резонатор гиротрона обладает высокой дифракционной добротностью. В рассматриваемой модели это имеет место при большом перепаде диаметров рабочего и выходного волноводов, чему соответствует наличие малого параметра $\alpha = \gamma/\gamma_{\text{вых}}$. При этом старшие члены в уравнении (23) имеют порядок α и I . Отбрасывая члены более высокого порядка малости, получаем комплексное уравнение, действительная часть которого определяет стартовый ток гиротрона I_{st} с учетом пространственного заряда:

$$\alpha + I_{st} \mu^3 \xi \frac{i}{\eta} \operatorname{Im} \left\{ \frac{(\mu + \eta - 2R)}{[(\theta + \eta)^2 - \xi^2]^2} [1 - \cos(\theta - \xi + \eta)] \right\} = 0, \quad (25)$$

а мнимая — электронное смещение частоты $\Delta\xi$:

$$\begin{aligned} \Delta\xi + \frac{I\mu^2}{2} \left[\frac{\mu}{2\xi} \left(\frac{\mu - \xi - \theta - 2R}{(\xi + \theta)^2 - \eta^2} + \frac{\mu + \xi - \theta - 2R}{(\xi - \theta)^2 - \eta^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\xi}{\eta} \operatorname{Re} \left\{ \frac{(\mu + \eta - 2R)}{[(\theta + \eta)^2 - \xi^2]^2} \sin(\theta - \xi + \eta) \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь введены обозначения: $\theta = (\delta - v)\mu$ — угол пролета электронов, $\eta = q\mu$, $R = v\mu$; $\xi = \gamma\mu \simeq \pi\rho$, $\rho = 1, 2, \dots$, — продольный индекс моды. Если

параметр пространственного заряда ν устремить к нулю ($\eta \rightarrow 0, R \rightarrow 0$), то выражения (25), (26) переходят в выражения, полученные в работе [15]. В частности, для стартового тока гиротрона в пренебрежении пространственным зарядом получаем

$$I_{st} = - \frac{\alpha}{\xi \mu^3 [\varphi(\theta) + \mu \varphi'(\theta)]}, \quad (27)$$

где $\theta = \Delta\mu$, $\varphi(\theta) = \frac{1 - \cos(\theta - \xi)}{(\theta^2 - \xi^2)^2}$ — спектр функции $\sin(\pi r \xi / \mu)$,

описывающей распределение поля p -й продольной моды высокочастотного резонатора (как и выражение (25), формула (27) имеет смысл для тех углов пролета, где $I_{st} > 0$). Обращение в нуль знаменателя в функции $\varphi(\theta)$ соответствует «холодным» циклотронным волнам $\omega \mp h\nu_{\perp} - \omega_H = 0$, а в выражении (25) — «горячим» нарастающей и затухающей вследствие эффекта отрицательной массы циклотронным волнам (19). Заметим, что учет пространственного заряда в черенковских приборах приводит к тому, что в выражении для стартового тока производная от спектра $\varphi'(\theta)$ заменяется на разность спектральных функций, отвечающих не нарастающей и затухающей, а быстрой и медленной волнам пространственного заряда [16].

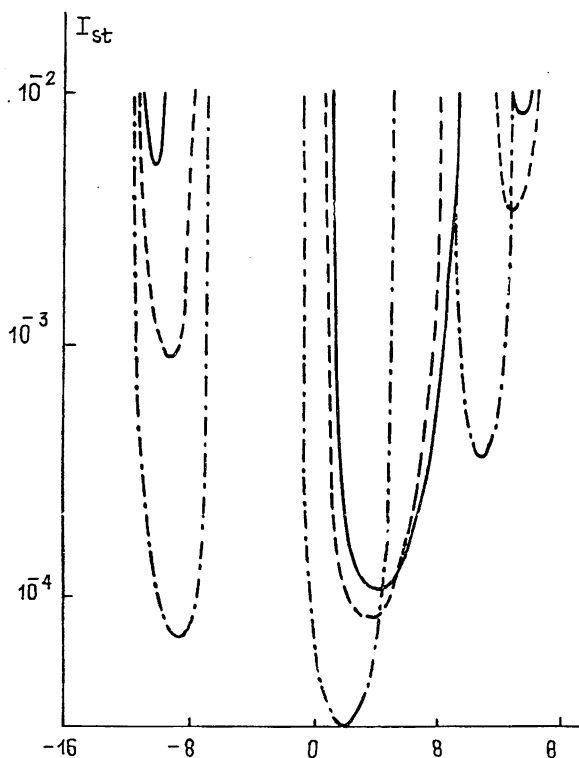


Рис. 3. Зависимость стартового тока гиротрона от угла пролета θ для основной продольной моды $p=1$ ($\mu=10, \alpha=0,01$), сплошные линии соответствуют значению $\nu=0,0001$, а пунктирные и штрихпунктирные $\nu=0,02$ и $\nu=0,1$ соответственно.

Характерные значения параметра пространственного заряда для современных слаборелятивистских гиротронов лежат в интервале $\nu=10^{-3} \div 10^{-1}$. Соответствующие зависимости стартового тока гиротрона от угла пролета θ представлены на рис. 3, из которого ясно, что при увеличении параметра пространственного заряда зоны самовозбуждения несколько смещаются, а значения стартового тока монотонно уменьшаются (вплоть до $\nu=0,5$).

Авторы благодарны Н. Ф. Ковалеву и М. И. Петелину за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев И. С., Кураев А. А., Колосов С. В., Слепян Г. Я. // ДАН БССР. 1973. Т. 17. № 5. С. 416.
2. Братман В. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 10. С. 1538.
3. Канавец В. И., Черепенин В. А. // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. № 12. С. 2539.
4. Братман В. Л. // ЖТФ. 1976. Т. 46. № 10. С. 2030.
5. Кураев А. А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. — Минск: Наука и техника, 1979.
6. Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 3. С. 548.
7. Nielsen C. E., Sessler A. M. // Rev. Sci. Instrum. 1959. V. 30. № 2. P. 80.
8. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // Атомная энергия. 1959. Т. 7. № 6. С. 549.
9. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9—10. С. 1414.
10. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 157.
11. Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 3. С. 354.
12. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 4. С. 622.
13. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249.
14. Братман В. Л. Диссертация. Горький, НИРФИ, 1976.
15. Братман В. Л., Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 7. С. 1045.
16. Русин Ф. С. В кн.: Электроника больших мощностей. — М.: Наука, 1968. Сб. 5. С. 9.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
24 февраля 1988 г.