

Электроника СВЧ

УДК 621.385.6

© 1992 г.

Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАНСНЫХ
ГЕНЕРАТОРАХ О-ТИПА С ДЛИТЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ
ПРИ НАКЛОННОМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В рамках двумерной теории исследованы пусковые характеристики СВЧ-генератора с наклонным фокусирующим полем. Показано, что при определенных параметрах электронно-оптической системы возможно увеличение эффективности взаимодействия за счет поперечных смещений траекторий электронов. Обнаружено изменение крутизны электронной перестройки частоты генератора, обусловленное наклоном магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

В СВЧ-генераторах О-типа с длительным электронно-волновым взаимодействием для фокусировки электронного потока обычно используют однородное магнитостатическое поле. Нарушение его однородности или ориентации приводит к искажению траекторий частиц пучка и изменению условий энергообмена, что является причиной уменьшения или увеличения, например, мощности колебаний и пусковых токов [1]. Наличие поперечных составляющих магнитостатического поля обуславливает необходимость учета многомерности движения электронов.

В данной работе исследована модель резонансного СВЧ-генератора, магнитное поле в котором ориентировано под углом к плоскости замкнутой системы. Проведен анализ влияния поля на условия самовозбуждения колебаний в резонансных генераторах О-типа с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Система уравнений, описывающая самосогласованный процесс взаимодействия электронов пучка с ВЧ-полем E , полем пространственного заряда E_q и магнитным полем B применительно к резонансным генераторам рассматриваемого класса может быть выписана в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{d(m\vec{v})}{dt} &= -e \{ \vec{E} + \vec{E}_q + [\vec{v}, \vec{B}] \}, \\ -\frac{dC(t)}{dt} + i(\omega - \omega_s)C(t) &= \frac{1}{2\pi N} \int_0^{2\pi} \exp(i\omega t) \int_V \vec{J} \cdot \vec{E}^* dV d(\omega t), \end{aligned}$$

где $E = C(t)\hat{E} = C(t)f(y)\psi(x, z)\exp i(\beta y - \omega t)$ — ВЧ-поле синхронной с пучком пространственной гармоники поля периодической структуры [2] (вставка на

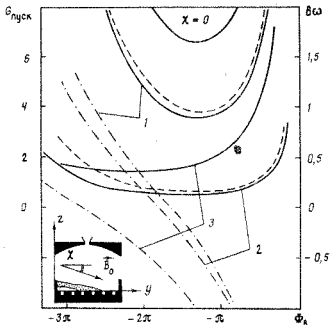


Рис. 1. Зависимости пусковых значений параметров G и $b\omega$ от величины пространственного рассинхронизма при $\chi = -9^\circ; -43^\circ; -68^\circ$ (кривые 1-3)

рис. 1); $f(y)$ и $\psi(x, z)$ — функции, определяющие распределение амплитуды поля в продольном (Oy) и поперечном сечениях колебательной системы; \vec{v} — вектор скорости электрона; $C(t)$ — амплитуда поля; J — плотность конвекционного тока пучка; $\omega_s = \omega_s^0 - i\omega_s^0/2Q$; ω_s^0 — частота свободных колебаний "холодного" резонатора; Q — нагруженная добротность; e и m — заряд и масса электрона; ω — частота генерации; $\beta = \omega/v_\varphi$; v_φ — фазовая скорость синхронной с пучком волны; N — норма колебания.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двухмерной модели электронно-волнового взаимодействия [3]. В этом приближении полагаем отличными от нуля две компоненты напряженности электрического поля:

$$E_y = C(t)f(y)\psi(z)\exp[i(\beta y - \omega t)],$$

$$E_z = iC(t)f(y)\psi(z)\exp[i(\beta y - \omega t)],$$

где $\psi(z) = \exp(-\beta z)$. Введем безразмерные параметры:

$$\theta = \omega t - \beta_0 y - \varphi_0; \quad \xi = y/L; \quad Z = z/H; \quad \Phi = \beta_0 L;$$

$$b = 1 - v_0/v_\varphi; \quad \Phi_b = \Phi b; \quad \varphi = \varphi_0 + \gamma; \quad \beta_0 = \omega/v_0;$$

$$F_c = C(t)/E_0 = F(t)\exp[-i\gamma(t)]; \quad E_0 = U/L.$$

Здесь φ_0 и v_0 — начальная фаза и скорость электронов; U — ускоряющее напряжение; Φ — невозмущенный угол пролета электронами пространства взаимодействия длиной L ; ξ и Z — безразмерные координаты электрона; $H = 2L/\Phi$ — поперечный масштаб; b — параметр несинхронности между начальной скоростью электронов и фазовой скоростью замедленной волны; $F(t)$ и $\gamma(t)$ — модуль и фаза амплитуды поля $C(t)$. При учете поля пространственного заряда ограничимся его квазистатической частью. Кроме того, будем учитывать пульсации границ пучка за счет линзового эффекта одного отверстия электронной пушки. Тогда,

следующим [4], после перехода к прямолинейным статическим траекториям для функции ψ получим приближенное выражение:

$$\psi \approx \psi(Z_0) \exp(-\beta H \tilde{Z}) I_0(\beta R),$$

где Z_0 — начальная поперечная координата электрона; \tilde{Z} — добавка к Z_0 , обусловленная поперечным смещением траектории электрона за счет взаимодействия с ВЧ и магнитостатическим полями; $R = rH |h/H - Z_0|$; $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; R — амплитуда пульсаций траектории электрона с начальной поперечной координатой Z_0 ; h — координата центра пучка; r — константа, определяемая параметрами электронно-оптической системы и величиной магнитного поля [5].

Для анализа условий самовозбуждения исследуемого генератора (малые значения амплитуды F) из (1) можно получить систему линейных уравнений относительно амплитуды и частоты колебаний:

$$(2a) \quad \frac{d^2 \theta_1}{d\xi^2} = f(\xi) \psi \cos(\Phi_b \xi + \varphi) - \Omega_c^2 B_y(\xi) B_y(\xi) Z_1,$$

$$(2b) \quad \frac{d^2 Z_1}{d\xi^2} + \Omega^2 Z_1 = -f(\xi) \psi \sin(\Phi_b \xi + \varphi) + \frac{2}{F} \Omega_c^2 B_y(\xi) \int_0^\xi B_z(\xi') d\xi',$$

$$(2в) \quad -\frac{dF_c}{d\tau} + i(\Delta\omega)F_c = -GS(F)F.$$

Здесь использованы разложения θ и Z по малому параметру F :

$$\theta \approx \frac{\Phi F}{2} \theta_1; \quad Z = Z_0 + \tilde{Z} \approx Z_0 + \frac{LF}{2H} Z_1,$$

а также $B_y(\xi)$ и $B_z(\xi)$ — нормированные на осевое фокусирующее поле B_0 компоненты магнитостатического поля; $\Omega^2 = \Omega_c^2 B_y^2(\xi) - \Omega_p^2$; $\Omega_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$; $\Omega_p = \Phi \frac{\omega_p}{\omega}$; $\omega_c = \frac{e}{m} B_0$ — циклотронная частота; $\omega_p = \left(\frac{\rho e}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2}$ — плазменная частота; ρ — плотность заряда; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; $(\Delta\omega) = \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} 2Q$; $\tau = \frac{\omega_s}{2Q} t$; G — параметр эффективности взаимодействия

или величина положительной обратной связи [2]. Величина $B_y^2(\xi)$ близка к единице, так как возмущение фокусирующего поля значительно меньше его равновесного значения B_0 , а $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ — крутизна колебательной характеристики генератора [6], которая в двумерной модели электронно-волнового процесса принимает вид

$$(3) \quad S(F) = \frac{\hat{H}}{2\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_{Z^-(\xi)}^{Z^+(\xi)} \psi(Z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi} \right) \times \\ \times \exp[i(\theta + \Phi_b \xi + \varphi)] d\varphi dZ_0 d\xi,$$

где $\hat{H} = H/\Delta$, Δ — толщина пучка. Количественно $S(F)$ можно определить, используя решение уравнений (2a) и (2б) для θ_1 и Z_1 . Из уравнения (2б) находим аналитическое выражение для поперечного смещения электрона Z_1 :

$$Z_1 = Z_1^0 + \frac{2}{F} Z_1^H,$$

где

$$(4a) \quad Z_1^0 = -\frac{1}{\Omega} \int_0^{\xi} f(\xi') \psi \sin(\Phi_b \xi' + \varphi) \sin[\Omega(\xi - \xi')] d\xi',$$

$$(4b) \quad Z_1^H = -\frac{\Omega_c^2}{\Omega} \int_0^{\xi} B_y(\xi') \sin[\Omega(\xi - \xi')] \int_0^{\xi'} B_x(x) dx d\xi'.$$

Первое слагаемое в выражении для Z_1 определяет поперечное смещение электрона на траектории за счет взаимодействия с ВЧ поперечным полем синхронной волны, а второе — за счет взаимодействия с поперечной составляющей магнито-статического поля B_x . Как показал анализ, в рамках приближения слабого сигнала в выражении для Z_1 определяющим является второе слагаемое. Взаимодействие электронов с поперечным ВЧ-полем мало и в дальнейшем не учитывается.

Используя аналитическое решение для θ_1 в случае $B_x Z_1 \ll 1$:

$$\theta_1 = \int_0^{\xi} f(\xi') \psi \cos(\Phi_b \xi' + \varphi) (\xi - \xi') d\xi'$$

и представление $\theta = A(\xi) \sin(\kappa(\xi) + \varphi)$, несложно получить из (3) выражение для крутизны колебательной характеристики

$$S(F) = -\frac{\hat{H}}{F} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{Z^-}^{Z^+} J_1(A) \exp[i(\Phi_b \xi - \kappa) - \beta H Z_0] I_0(\beta R) dZ_0 d\xi,$$

где $J_1(A)$ — функция Бесселя первого порядка; $f_1(\xi) = f(\xi) \exp(-\beta L Z_1^H(\xi))$. При самовозбуждении колебаний ($F \rightarrow 0$) функция $S(F)$ принимает следующий вид:

$$(5) \quad S = i \frac{\Phi \hat{H}}{4} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{Z^-}^{Z^+} \psi^2(Z_0) I_0^2(\beta R) \int_0^{\xi} f_1(\xi') (\xi - \xi') \times \\ \times \exp[i\Phi_b(\xi - \xi')] d\xi' dZ_0 d\xi.$$

Отсюда видно, что при наличии поперечной составляющей магнитного поля изменяется распределение амплитуды поля $f_1(\xi)$, действующего на электроны.

Рассмотрим ситуацию, когда силовые линии магнитного поля образуют с осью 0y угол χ : $B_y = \cos \chi$, $B_x = \sin \chi$. При этом из (4б) находим

$$(6) \quad Z_1^H = \hat{\Omega}_c \left(\xi - \frac{\sin \Omega \xi}{\Omega} \right),$$

где $\hat{\Omega}_c = \Omega_c^2 \sin 2\chi / (2\Omega^2)$. При гауссовском распределении амплитуды $f(\xi) = M \exp[-(\xi - 0.5)^2 / w^2]$ в открытом резонаторе

$$f_1(\xi) \approx \hat{M} \exp\left[-\left(\xi - 0.5 + \frac{\mu w^2}{2}\right)^2 / w^2\right],$$

$$\hat{M} = M [J_0(-i\mu/\Omega) + J_1(-i\mu/\Omega) 2i \sin \Omega \xi] \exp\left[\frac{\mu}{2} \left(\frac{\mu w^2}{2} - 1\right)\right],$$

где $\mu = \hat{\Omega}_c \beta L$; $M = (\sqrt{2}/w\sqrt{\pi})^{1/2}$; $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Видно, что при наклоне магнитного поля форма огибающей ВЧ-поля $f_1(\xi)$ вдоль движения электрона остается прежней (гауссиан), но изменяется ее амплитуда и смещается на величину $\mu w^2 / 2$ ее максимум.

Если в (5) пределы интегрирования Z^- и Z^+ считать не зависящими от продольной координаты ξ , то для крутизны колебательной характеристики $S(F)$

можно получить аналогично [6] приближенное аналитическое выражение:

$$(7) \quad S = K_1 K_2 \{-w \sqrt{\pi} \Phi_b \exp(-\Phi_b^2 w^2 / 2) + i [\sqrt{2} - 2\Phi_b w D(\Phi_b w / \sqrt{2})]\},$$

$$(8) \quad K_1 = 0,5 \{1 + \operatorname{erf}[(\xi - 0,5)/w]\},$$

$$K_2 = \frac{w^2}{8} \Phi \sqrt{2} \hat{H} \hat{M}^2 \int_{Z^-}^{Z^+} \psi^2(Z_0) I_0^2(\beta R) dZ_0,$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — интеграл вероятности; $D(x)$ — функция Досона [7].

Выражение (8) представляет собой поправочный коэффициент, отличный от единицы в случае полного оседания электронов на замкнутую в области $\xi \in [0, 1]$. Значение K_1 определяется как отношение площади огибающей ВЧ-поля в резонаторе на отрезке $[0, \xi_0]$ к полной площади этой огибающей (ξ_0 — координата полного токооседания). Пределы Z^- и Z^+ в случае $\xi_0 < 1$ вычисляются при $\xi = 0,5 \xi_0$, в случае $\xi_0 > 1$ — при $\xi = 0,5$.

2. АНАЛИЗ УСЛОВИЙ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ

Значения параметров $G_{\text{пуск}} = 1/S_1(0)$ и $\delta\omega = -S_2(0)/S_1(0)$ ($G = G_{\text{пуск}}$ при $F \rightarrow 0$) можно найти из (2в) через крутизну колебательной характеристики. Для каждого фиксированного значения ξ координата центра пучка равна $\hat{h} = h + \tilde{h}$, а пределы интегрирования по поперечным координатам — Z^- и Z^+ :

$$Z^{\pm} = (h \pm \Delta/2)/H \quad \text{при} \quad \hat{h} \geq 0 \quad \text{и} \quad \hat{r} \leq -1;$$

$$Z^- = [r\hat{h}/(1+r) - \tilde{h}]/H, \quad Z^+ = (h + \Delta/2)/H \quad \text{при} \quad -1 < \hat{r} \leq 1;$$

$$Z^{\pm} = [r\hat{h}/(r \pm 1) - \tilde{h}]/H \quad \text{при} \quad \hat{r} > 1;$$

$$Z^- = [r\hat{h}/(r-1) - \tilde{h}]/H, \quad Z^+ = (h + \Delta/2)/H \quad \text{при} \quad \hat{h} < 0 \quad \text{и} \quad \hat{r} < 1;$$

$$Z^{\pm} = 0 \quad \text{при} \quad \hat{r} \geq 1,$$

где $\hat{r} = r - 2\hat{h}/\Delta$; $\tilde{h} = LZ_0^H(\xi)$. Если магнитное поле настолько велико, что траектории электронов можно считать прямолинейными, то пределы интегрирования по Z_0 в (5) совпадают с верхней и нижней границами пучка. В этом случае при определении пусковых параметров генератора можно использовать аналитическое выражение (7).

Перейдем к анализу условий самовозбуждения генератора с гауссовской формой огибающей ВЧ-поля в открытом резонаторе. Расчетные параметры следующие: $w = 0,25$; $\Phi = 100$; $h/H = 0,5$; $\Delta/H = 0,25$. На рис. 1 приведены зависимости параметров $\delta\omega$ (штрихпунктирные линии) и $G_{\text{пуск}}$ от величины относительного рассинхронизма Φ_b при различных углах наклона χ магнитного поля (случай сильного фокусирующего поля). Сплошные линии соответствуют расчету $G_{\text{пуск}}$ по формуле (5), а штриховые — по аналитической формуле (7). Анализ результатов показывает, что наличие угла наклона магнитного поля приводит к существенному снижению величины минимального пускового тока ($G_{\text{пуск}} \sim I_{\text{пуск}}$) в зоне генерации и расширению диапазона электронной перестройки, в пределах которого это значение практически не меняется. Отметим также, что увеличение χ сопровождается смещением минимального значения $G_{\text{пуск}}$ по зоне в сторону больших по абсолютной величине значений Φ_b . Такое смещение обусловлено тем, что при наклоне магнитного поля ($\chi \neq 0$) изменяется проекция на ось Oy вектора начальной скорости электронов ($v_0 \cos \chi$) и, как следствие, изменяется условие оптимального рассинхронизма. По этой же причине смещается и значение Φ_b , соответствующее изохронному режиму колебаний ($\delta\omega = 0$). Кроме того, при увеличении угла наклона уменьшается крутизна электронной перестройки частоты $d(\delta\omega)/d\Phi_b$, т.е. помимо улучшения энергетических характеристик прибора возможно повышение монохроматичности сигнала.

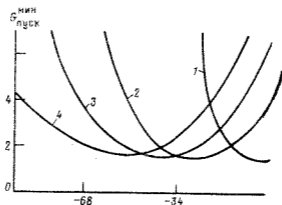


Рис. 2. Угловая зависимость минимального по зоне генерации значения $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ при $h/H = 0,125; 0,375; 0,5; 0,625$ (кривые 1-4)

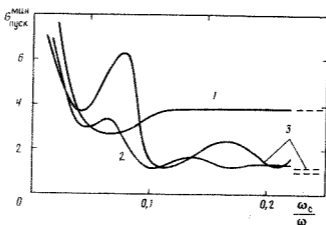


Рис. 3. Минимальное по зоне генерации значение $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ как функция нормированной циклотронной частоты при углах наклона магнитного поля $\chi = -17'; -43'; -52'$ (кривые 1-3)

Снижение минимального по зоне генерации пускового тока при наклоне фокусирующего поля для различных значений высоты встречи пучка в пространстве взаимодействия иллюстрируют графики на рис. 2. Исключение составляет случай, когда нижняя граница пучка совпадает с плоскостью замсистемы (кривая 1). Из графиков следует, что при увеличении параметра h/H минимум величины $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ смещается в сторону больших углов наклона χ , однако сохраняет свое значение примерно на одном уровне. Более того, расширяется диапазон значений χ , при которых $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ практически не изменяется. Следовательно, при варьировании расстояния между катодом электронной пушки и плоскостью замсистемы соответствующим выбором угла наклона фокусирующего поля можно поддерживать практически на одном уровне минимальное значение пускового тока. Кроме того, при увеличении h/H уменьшается чувствительность системы к неточности установления оптимального значения χ , что важно на практике.

В случае слабых магнитных полей ($\omega_c/\omega \ll 1$) траектории электронов имеют более сложный вид, что является причиной существенного изменения пусковых ха-

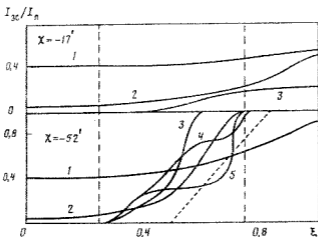


Рис. 4. Токораспределение в пространстве взаимодействия при $\omega_c/\omega = 0,02; 0,04; 0,06; 0,1; 0,12$ (кривые 1-5)

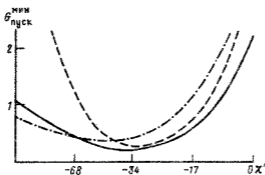


Рис. 5. Угловая зависимость параметра $G_{пуск}^{мин}$ при различных распределениях амплитуды ВЧ-поля

рактических генератора. На рис. 3 изображена зависимость $G_{пуск}^{мин}$ от параметра ω_c/ω при различных значениях угла χ . Штриховыми линиями отмечены значения параметра $G_{пуск}^{мин}$ при $\omega_c/\omega \rightarrow \infty$. При малых углах χ исследуемая зависимость качественно совпадает с аналогичной зависимостью для случая $\chi = 0$ [8]. С увеличением χ зависимость $G_{пуск}^{мин}(\omega_c/\omega)$ становится осциллирующей, причем амплитуда осцилляций растет с уменьшением индукции магнитного поля. Такой характер зависимости пускового тока от величины магнитоэстатического поля при сравнительно больших углах χ обусловлен прежде всего сложными траекториями электронов в пространстве взаимодействия. Действительно, как следует из (6), при слабом фокусирующем поле зависимость поперечной координаты электрона от ξ и ω_c/ω является осциллирующей, что может привести к изменению токораспределения в приборе и величины действующего на электрон ВЧ-поля $f_1(\xi)$. Сказанное выше подтверждается результатами, приведенными на рис. 4, где показаны нормированные на величину полного тока пучка I_n токораспределения на замедляющей системе I_{3c} . Для каждого значения ξ нормированный ток замесистемы вычислялся по формуле

$$I_{3c}/I_n = 1 - (\Delta Z)_\xi / (\Delta Z)_0,$$

где $(\Delta Z)_\xi$ – интервал интегрирования по поперечной координате при текущем значении ξ , $(\Delta Z)_0$ – тот же интервал при $\xi = 0$ (с учетом токооседания за счет статических пульсаций границ пучка, вызванных линзовым эффектом). Вертикальными штриховыми линиями отмечена область пятна поля $2w$ в открытом резонаторе. С увеличением магнитного поля при малых значениях угла наклона ($\chi = -17^\circ$) монотонно уменьшается токооседание, а при относительно больших χ (-52°) этот процесс усложняется. Сравнительный анализ результатов при различных фиксированных значениях ω_e/ω подтверждает, что осциллирующий характер зависимости пускового тока (параметр $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$) связан с токооседанием в пределах пятна поля. Пунктиром на рис. 4 обозначено токораспределение при $\omega_e/\omega \rightarrow \infty$. Таким образом, при данном значении угла наклона и больших ω_e/ω пучок почти полностью осаждается на замсистему в пределах пятна поля. Однако пусковой ток при этом меньше, чем в случае $\chi = 0$, когда электроны достигают коллектора. Сокращение длины пространства взаимодействия при наклонном фокусирующем поле само по себе приводит к снижению эффективности энергообмена. Но в данной ситуации электроны по мере движения к замсистеме попадают в нарастающее ВЧ-поле ($\chi < 0$). Эффективность взаимодействия при этом увеличивается. Положительное влияние на энергообмен оказывает изменение огибающей действующего на электроны продольного ВЧ-поля $f_1(\xi)$. Соотношение этих механизмов и определяет результирующие характеристики генератора.

На рис. 5 изображена угловая зависимость параметра $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ для нескольких традиционных распределений амплитуды ВЧ-поля вдоль пространства взаимодействия. Сплошная кривая соответствует однородному распределению $f(\xi) = 1$, штриховая – косинусоидальному $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi)$, штрихпунктирная – распределению вида $f(\xi) = \sqrt{2} \cos((\pi/2)\xi)$. Общий характер зависимости для всех распределений сохраняется. Это свидетельствует о возможности использования наклонной фокусировки в различных резонансных СВЧ-приборах с длительным взаимодействием для улучшения их характеристик.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен физический анализ влияния угла наклона и амплитуды магнитного поля на пусковой ток и электронное смещение частоты колебаний СВЧ-генератора. Показано, что для определенной высоты встраиваемого пучка в пространстве взаимодействия существует оптимальный угол наклона, при котором пусковой ток может быть уменьшен в несколько раз по сравнению со случаем $\chi = 0$. При этом уменьшается крутизна электронной перестройки частоты генератора, что сказывается на спектральных характеристиках. Полученные результаты свидетельствуют о возможности управления выходными характеристиками прибора данного типа посредством изменения угла наклона фокусирующего магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цык А.И., Шестопалов В.П. // Изв. вузов Радиоэлектроника. 1977. Т. 20. № 10. С. 93.
2. Вавриш Д.М., Третьяков О.А., Шматко А.А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием: Препринт. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1978.
3. Беляевский Б.А., Цейтлин М.Б. // РЭ. 1980. Т. 25. № 5. С. 1108.
4. Андрушкевич В.С. // Вопросы электроники сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1964. Вып. 1. С. 35.
5. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио, 1966.
6. Шматко А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 3. С. 355.
7. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовица М., Стиган И. М.: Наука, 1979.
8. Цык А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 8. С. 1216.

Поступила в редакцию
11.11.90