

Электроника СВЧ

УДК 621.385.6

© 1994 г. Е. Н. Одаренко, А. А. Щматько

**НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ О-ТИПА
С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
(двумерная модель)**

Проведен теоретический анализ влияния неоднородности фокусирующего магнитного поля на выходные характеристики резонансного генератора О-типа в рамках двумерной модели электронно-волнового взаимодействия с учетом оседания электронов на замедляющую систему. Установлены области изменения значений параметров магнитной неоднородности, при которых эффективность энергообмена выше, чем в приборе с однородным фокусирующим полем.

ВВЕДЕНИЕ

Поиск путей улучшения эффективности энергообмена в приборах вакуумной СВЧ-электроники с длительным взаимодействием О-типа (орotron, генератор дифракционного излучения (ГДИ), лампа обратной волны (ЛОВ) и др.) привел к необходимости использования неоднородных магнитостатических фокусирующих полей. Такие поля успешно применяются в приборах других типов (магнетроны, гиротроны) для улучшения выходных характеристик за счет изменения условий фазировки электронов [1, 2]. В приборах О-типа профилированное фокусирующее поле обычно использовалось для уменьшения токооседания на замедляющую систему (ЗС), вызванного взаимодействием электронов с поперечной компонентой высокочастотного электрического поля колебательной системы [3, 4]. Иной подход предложен в [5], где экспериментально исследовался резонансный СВЧ-генератор типа орotron-ГДИ с локально-неоднородным фокусирующим магнитным полем. В такой конструкции наибольшая эффективность энергообмена достигалась при оседании всех электронов пучка на ЗС в конце пространства взаимодействия, т. е. в данном случае токооседание играло ключевую роль при улучшении входных характеристик прибора. В работе [6] теоретически исследовано самовозбуждение колебаний в генераторах такого типа с локальной магнитной неоднородностью (ЛМН), установлены физические причины, за счет которых достигается улучшение эффективности взаимодействия на начальной стадии развития колебаний.

В данной работе рассмотрена нелинейная теория резонансных генераторов с двухкомпонентным фокусирующим магнитным полем и выявлены основные закономерности электронно-волнового процесса взаимодействия, приводящие к повышению эффективности энергообмена.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

При выводе нелинейной системы уравнений, описывающей электронно-волновой самосогласованный процесс взаимодействия, использовались характерные для данного класса генераторов приближения [7]. Рассматривается нерелятивистский случай. Действие высокочастотного поля пространственного заряда не учитывается. Фокусирующее электронный пучок магнитостатическое поле считается неоднородным с заданными законами пространственного распределения $B_y = B_y(y, z)$ и $B_z = B_z(y, z)$. Начальные скорости электронов направлены вдоль оси Oy , а ось Oz перпендикулярна замедляющей системе прибора, на электроны воздействует двухкомпонентное высокочастотное электрическое поле

$$E_y = Cf(y)\psi(z)\exp[i(\beta y - \omega t)]; \quad E_z = iE_y,$$

где C — комплексная амплитуда поля; $f(y)$ — функция, описывающая продольное распределение амплитуды поля в резонаторе, характеризует тип прибора; $\psi(z)$ — поперечное распределение амплитуды поля; $\beta = \omega/v$; ω — частота автоколебаний; v — фазовая скорость синхронной с пучком замедленной пространственной гармоники СВЧ-поля. В работе рассмотрены приборы с различной конфигурацией поля $f(y)$. Основные расчеты проводились для приборов типа оротрон-ГДИ, для которых функция $f(y)$ имеет вид [7]

$$f(y) = w^{1/2}(\pi/2)^{-1/4} \exp[-((y - 0,5L)/w)^2].$$

В тех случаях, когда рассматриваются другие распределения поля, вид функции $f(y)$ приводится отдельно. Функция поперечной координаты $\psi(z)$ для большинства приборов указанного выше класса может быть задана в виде

$$\psi(z) = \exp(-\beta z).$$

Наличие двухкомпонентного магнитостатического поля B_y и B_z приводит к необходимости рассмотрения как продольного (скорость v_x), так и поперечного (v_x, v_z) движения электронов. С учетом физической модели приборов и характерных для них исходных приближений выпишем нелинейную систему уравнений электронно-волнового процесса взаимодействия:

$$\eta = F^2 S_1(F), \quad \delta\omega = -GS_2(F),$$

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{\Phi F}{2} f(\xi) \psi(Z) \cos(\theta + \Phi_0\xi + \varphi) - \Phi \Omega_p^2 B_x V_x \right\},$$

$$(1) \quad \frac{d^2 Z}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F}{2} f(\xi) \Psi(Z) \left[-\frac{\Phi}{2} \sin(\theta + \Phi_0\xi + \varphi) + \frac{dZ}{d\xi} \cos(\theta + \Phi_0\xi + \varphi) \right] + \Omega_p^2 (Z - h) - \Omega_p^2 V_x \left(\frac{\Phi}{2} B_y + \frac{dZ}{d\xi} B_z \right) \right\}.$$

$$S(F) = \frac{H}{2\pi F \Delta} \int_0^1 f(\xi) \int_{\xi_1}^{\xi_2} \psi(Z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i \frac{H}{L} \frac{dZ}{d\xi}\right) \times \\ \times \exp[i(\theta + \Phi_0\xi + \varphi)] d\varphi dZ_0 d\xi,$$

$$S(F) = S_1(F) + iS_2(F); \quad V_x = \frac{2}{\Phi} (Z - Z_0) B_y - \int_0^1 B_z d\xi'.$$

Здесь η — электронный КПД, $\delta\omega$ — электронное смещение частоты, $\theta = \omega t - \Phi\xi - \varphi_0$; $\Phi = \omega L/v_0$, v_0 — начальная скорость электронов, φ_0 — начальная фаза электронов, $\xi = y/L$, L — длина пространства взаимодействия в направлении Oy , $Z = z/H$, $H = 2L/\Phi$, $\Phi_0 = \Phi(1 - v_0/v)$ — параметр относительного

рассинхронизма, $\varphi = \varphi_0 + \gamma$, F и γ — модуль и фаза комплексной амплитуды высокочастотного поля C , $\Omega_c = \Phi\omega_c/\omega$, $\omega_c = -eB_0/m$ — циклотронная частота, B_0 — постоянная составляющая фокусирующего поля B_y , h — нормированная на H поперечная координата середины пучка, $\Omega_p = \Phi\omega_p/\omega$, ω_p — плазменная частота, $G = |I| L^2 Q_0 / (U\omega_p' N_s)$ — параметр эффективности взаимодействия [7], I — постоянная составляющая тока пучка, Q_0 — нагруженная добротность резонатора на s -й моде, ω_p' — резонансная частота этой моды, U — ускоряющий электроны потенциал, N_s — норма колебаний; Δ — толщина пучка. При выводе уравнений (1) ограничились статической частью поля пространственного заряда пучка (параметр Ω_p). Кроме этого, полагаем достаточно сильным постоянное магнито-статическое поле $B_0 = \text{const}$ ($\Lambda_c \gg 1$). В этом случае можно не учитывать линзовые эффекты анодного отверстия и считать начальную скорость электронов направленной вдоль оси Oy : $\vec{v}_0 = \vec{y}_0 v_0$. Тогда начальные условия для системы уравнений принимают вид

$$(2) \quad \xi = 0; \theta = d\theta/d\xi = dZ/d\xi = 0, \quad z = Z_0, \quad \varphi = \varphi_0 \in [0, 2\pi].$$

Выписанная система уравнений (1) пригодна для анализа электронно-волнового процесса взаимодействия в приборах указанного выше класса с неоднородным пространственным распределением силовых линий фокусирующего поля $B(y, z)$. В дальнейшем в качестве функций $B_y = B_y(y, z)$ и $B_z = B_z(y, z)$ выбираем следующие [6]:

$$(3) \quad B_y = 1 + A_w \exp[-((\xi - \xi_w)/w_w)^2],$$

$$B_z = \frac{2A_w}{w_w^2} \frac{H}{L} (\xi - \xi_w) (Z - Z_w) \exp[-((\xi - \xi_w)/w_w)^2],$$

где A_w , ξ_w , w_w — параметры ЛМН («амплитуда», координата центра и радиус «пятна» ЛМН соответственно); w_w представляет собой нормированную на L полуширину гауссиана на уровне, где его величина уменьшается в e раз по сравнению с максимальным значением, Z_w — положительная константа, характеризующая зависимость B_z от поперечной координаты (постоянная интегрирования по Z , так как $\text{div } \vec{B} = 0$). Зависимость магнитного поля B_z от Z не учитывается, что оправданно для пучков, толщина которых $\Delta \leq L/200$. Эти ограничения не принципиальны и выбраны для удобства сравнения результатов с реальными системами.

При расчетах использовались следующие значения независимых параметров: $\Phi = 100$, $w = 0,25$, $Z_w = 2$. Рассматривался наиболее типичный случай для реальных ситуаций — пучок приподнят над ЗС. Величина зазора между пучком и ЗС в плоскости $y = 0$ выбиралась равной толщине пучка Δ . Как показали расчеты, изменение величины зазора не влияет на качественное поведение основных закономерностей процесса взаимодействия и приводит лишь к количественным поправкам.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При теоретических исследованиях зону генерации приборов данного класса по ускоряющему напряжению определяет зависимость амплитуды автоколебаний F , или электронного КПД η , от параметра относительного рассинхронизма Φ_s . Максимальное значение F , или η , реализуется вблизи высоковольтного края зоны генерации [7]. В дальнейшем именно такое значение η подразумевается под максимальным по зоне генерации электронным КПД.

Система уравнений (1) решалась численно. Анализ результатов показал, что основные закономерности влияния магнитной неоднородности на электронное

смещение частоты, полученные в [6] для начальной стадии самовозбуждения колебаний, сохраняются и на нелинейной стадии установления колебаний. Поэтому в данной работе основное внимание уделено исследованию энергетических выходных характеристик генератора. Как видно из (3), форма магнитной неоднородности, а следовательно, и вид силовых линий фокусирующего поля определяются тремя независимыми параметрами A_u , ξ_u , w_u .

Рассмотрим влияние каждого из этих параметров на эффективность электронно-волнового взаимодействия с учетом нелинейных эффектов. В данной работе представлены характеристики резонансного генератора для отрицательных значений параметра A_u . Расчеты, проведенные для $A_u > 0$, показали, что в этом случае увеличение эффективности энергообмена наблюдается при тех же значениях параметров ЛМН, что и в линейной теории [6]. Повышение КПД обусловлено в основном увеличением отношения рабочего тока к пусковому за счет снижения последнего.

На рис. 1 представлены зависимости максимального по зоне генерации электронного КПД η_{\max} (верхняя часть рисунка) и соответствующее ему значение $\Phi_{\text{эп}}^{\text{от}}$ (нижняя часть рисунка) от координаты центра магнитной неоднородности ξ_u для различных значений параметра A_u . На верхней части рисунка сплошные кривые построены для значения рабочего тока пучка $I = 3I_{\text{мин}}$ ($I_{\text{мин}}$ — минимальный пусковой ток по зоне генерации для каждого значения A_u), штриховые — для $I = 3I_{\text{мин}}^0$ ($I_{\text{мин}}^0$ — минимальный пусковой ток при $A_u = 0$). Пунктиром показаны значения η_{\max} при однородном фокусирующем поле ($A_u = 0$).

Анализ результатов показывает, что для всех рассмотренных значений параметра A_u существуют области значений расположения ЛМН ξ_u , при которых эффективность энергообмена выше, чем при однородном фокусирующем поле. Остановимся на выяснении физических причин этого явления. При незначительном нарушении однородности фокусирующего поля ($A_u = -0,05$) траектории электронов слабо отличаются от прямолинейных и увеличение эффективности взаимодействия невелико. Повышение эффективности энергообмена в такой ситуации обусловлено прежде всего изменением амплитуды высокочастотного поля на траектории электронов. Максимум поля смещается к максимуму амплитуды высокочастотного тока.

При увеличении неоднородности магнитоэстатического поля ($A_u = -0,15$) часть электронов пучка может осесть на ЗС, что приводит к новым явлениям. При изменении местоположения ЛМН ξ_u максимальный по зоне генерации КПД η_{\max} наблюдается при значении $\xi_u = 0,6$, а минимальное его значение — при $\xi_u = 0,4$. В случае $\xi_u = 0,4$ на ЗС оседает до 20% электронов, что и приводит к уменьшению η_{\max} . При $\xi_u = 0,6$, как следует из линейной теории [6]; и одинаковых других параметрах пусковой ток прибора минимален — эффективность взаимодействия повысилась. Оседание всех электронов на ЗС происходит при значениях $A_u = -0,25$ и $\xi_u \geq 0,4$.

Наблюдаемое увеличение КПД при фиксированном значении $I/I_{\text{мин}}$ в области $0,4 \leq \xi_u \leq 0,6$ связано с увеличением минимального пускового тока $I_{\text{мин}}$ [6], а значит, и величины рабочего тока пучка $I = 3I_{\text{мин}}$. Поскольку минимальный пусковой ток $I_{\text{мин}}$ при $A_u = -0,25$ превышает соответствующее значение при $A_u = 0$ (за исключением небольшой области значений ξ_u вблизи коллектора [6]), больший интерес представляет зависимость η_{\max} (ξ_u) для фиксированного значения величины I (штриховые кривые). В этом случае максимально возможный КПД реализуется при значении $\xi_u = 0,8$ и превышает КПД при однородном фокусирующем поле $A_u = 0$ в 1,5 раза. Данный результат не связан с увеличением отношения $I/I_{\text{мин}}$, как в случае $A_u = -0,15$, где примерно такое же значение

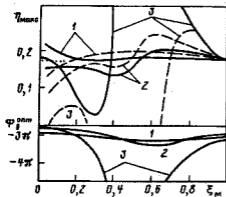


Рис. 1

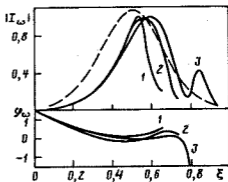


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости максимального по зоне генерации КПД η_{\max} и соответствующего значения параметра рассинхронизма Φ_0^{opt} от координаты центра ЛМН ξ_m при A_m : -0,05 (1); -0,15 (2); -0,25 (3). $w_k = 0,2$

Рис. 2. Пространственные распределения модуля и фазы ВЧ-тока при ξ_m : 0,7 (1); 0,8 (2); 1 (3). $A_m = -0,25$; $w_k = 0,2$

КПД. Для $A_m = -0,25$ минимальный пусковой ток при изменении параметра ξ_m реализуется для значений $\xi_m \approx 1$ [6]. Для объяснения такого результата обратимся к анализу зависимости модуля $|I_\omega|$ и фазы $\varphi_\omega = \arg(I_\omega)$ усредненного по поперечному сечению пучка продольного конвекционного тока I_ω от местоположения неоднородности ξ_m

$$I_\omega = \frac{H}{\pi \Delta} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \exp[i(\theta + \varphi)] d\varphi dz_0,$$

где Z_1 и Z_2 — границы пучка; Δ/H — нормированная толщина пучка.

На рис. 2 представлены пространственные распределения модуля $|I_\omega|$ и фазы φ_ω амплитуды ВЧ-тока пучка I_ω для значений координаты центра неоднородности магнитного поля ξ_m , близких к 0,8. Штриховой линией обозначено гауссовское распределение амплитуды поля $f(\xi)$ в ОР. Зависимости $\varphi_\omega(\xi)$ построены в области значений фазы СВЧ-поля, где электроны тормозятся. Анализ результатов показывает, что смещение центра неоднородности от оптимального (значение ξ_m , при котором КПД максимален) в сторону коллектора вызывает появление в конце пространства взаимодействия второго сгустка, находящегося в ускоряющей фазе поля (кривая 3), что приводит к уменьшению КПД в целом. Перемещение центра ЛМН к началу пространства взаимодействия приводит к оседанию всех электронов пучка в области интенсивного ВЧ-поля (кривая 1). Плотность электронов в сгустках резко снижается после достижения максимума тока, что также уменьшает эффективность энергообмена. При оптимальном значении ξ_m (кривая 2) отмеченные выше механизмы снижения КПД не проявляются. Второй электронный сгусток не успевает сформироваться в ускоряющей фазе ВЧ-поля, а оседание электронов происходит в той области пространства, где интенсивность ВЧ-поля невелика. В этой ситуации повышение электронного КПД по сравнению со случаем однородного фокусирующего поля ($A_m = 0$) создает сортировка ускоренных и замедленных электронов за счет их токоседания на ЗС. Оседание электронов на ЗС происходит в малом интервале значений параметра ξ ($\xi_2 - \xi_1 =$

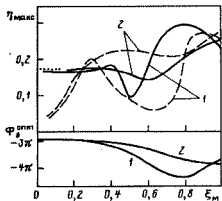


Рис. 3. Зависимости η_{\max} и $\Phi_{\delta}^{\text{opt}}$ от координаты центра ЛМН ξ_m при w_m : 0,4 (1); 0,6 (2), $A_m = -0,25$

$= 0,1$; ξ_1 и ξ_2 — координаты оседания нижнего и верхнего слоев электронного пучка соответственно).

Как отмечалось выше, при слабой магнитной неоднородности ($A_m = -0,05$) эффективность энергообмена повышается за счет изменения распределения СВЧ-поля на траектории электрона (токооседание отсутствует). Очевидно, что подобное изменение происходит и в случае сильной неоднородности ($A_m = -0,25$), причем из-за оседания всех электронов на ЗС амплитудная огибающая действующего на них поля становится усеченной. Известно техническое решение, позволяющее сформировать такую огибающую в коаксиальном оротроне [8] и в ГДИ [9] для повышения их КПД. Применение же ЛМН позволяет решить эту задачу без существенных изменений в конструкции прибора.

Таким образом, в случае оседания всего электронного пучка на ЗС увеличение электронного КПД достигается как за счет изменения амплитудного распределения СВЧ-поля, действующего на частицы пучка, так и за счет фазовой сортировки электронов. Отметим, что при расположении центра ЛМН в конце пространства взаимодействия огибающая СВЧ-поля на траектории электрона близка по форме к оптимальному по КПД распределению поля в гирорезонансных приборах [10].

Влияние ширины ЛМН (параметр w_m) на эффективность энергообмена иллюстрирует рисунок 3, на котором представлены зависимости $\eta_{\max}(\xi_m)$ и $\Phi_{\delta}^{\text{opt}}(\xi_m)$ ($\Phi_{\delta}^{\text{opt}}$ — значение Φ_{δ} , при котором $\eta = \eta_{\max}$) для двух значений w_m . Из анализа графиков на рис. 1 и 3 следует, что увеличение ширины неоднородности приводит к смещению оптимального значения ξ_m , при котором достигается максимум функции $\eta_{\max}(\xi_m)$, в сторону коллектора. Для протяженных магнитных неоднородностей увеличивается и интервал по ξ , в котором наблюдается оседание электронов на ЗС.

Расширение области токооседания приводит и к увеличению расстояния между координатами осевших электронов для нижнего и верхнего слоев пучка. Электроны нижних слоев пучка переходят в ускоряющую фазу раньше, чем электроны верхних слоев. Если обеспечить с помощью соответствующего профиля ЛМН оседание каждого слоя электронов в точке его перехода из тормозящей в ускоряющую фазу поля, то можно существенно повысить эффективность энергообмена. Очевидно, что в оптимальном случае можно обеспечить совпадение координат оседания электронов на ЗС с их переходом из тормозящей фазы поля в ускоряющую. Отметим, что расширение пятна ЛМН в случае, когда оседают на ЗС все электроны, не приводит к заметному увеличению КПД (при фиксированном рабочем токе).

Иной результат получен в [6] для пусковых характеристик генератора, где показано, что увеличение w_m сопровождается существенным снижением пускового тока и увеличением эффективности энергообмена на начальной стадии развития колебаний. Это указывает на различную физическую природу основных меха-

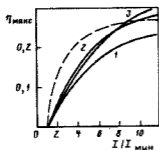


Рис. 4

Рис. 4. Зависимости максимального по зоне генерации КПД от параметра I/I_{\min} : 1 — $A_m = -0,05$, $\xi_m = 0,5$; 2 — $A_m = -0,15$, $\xi_m = 0,6$; 3 — $A_m = -0,25$, $\xi_m = 0,8$. $w_m = 0,2$

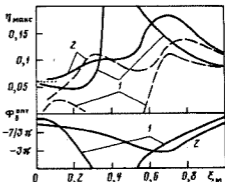


Рис. 5

Рис. 5. Максимальный электронный КПД η_{\max} и соответствующий пространственный рассинхронизм Φ_B^{opt} как функции параметра ξ_m при косинусоидальной огибающей амплитуды ВЧ-поля в резонаторе: $w_m = 0,2$ (1); 0,4 (2). $A_m = -0,25$

низмов повышения эффективности взаимодействия на разных стадиях эволюции колебаний. В режиме максимального усиления (значения параметров, соответствующих минимальному пусковому току и максимальному инкременту нарастания колебаний) преобладают линейные эффекты, в режиме максимальной мощности и КПД — нелинейные.

В режиме максимального усиления главную роль играет изменение амплитудной огибающей ВЧ-поля за счет искривления траекторий электронов, а токооседание — негативный фактор, уменьшающий ток пучка и длину области взаимодействия. В режиме максимальной мощности преобладают нелинейные факторы, связанные с группировкой электронов в сильном поле, и поэтому токооседание электронов является определяющим, обеспечивая фазовую сортировку электронов. Электроны, находящиеся в неблагоприятной ускоряющей фазе поля, осаждаются за счет ЛМН на ЗС и тем самым выводятся из области взаимодействия. За счет этого и увеличивается КПД. Этот механизм повышения КПД на нелинейной стадии развития колебаний является определяющим по сравнению с преобразованием $f(\xi)$ на траектории электронов, которое менее существенно влияет на энергообмен. Отмеченные закономерности используются и в ускорителях, только там преимущество отдается ускоренным электронам, а не замедленным [11].

При анализе пусковых условий установлено, что минимальный пусковой ток I_{\min}^0 реализуется в случае пропускания электронного пучка вплотную к ЗС в сильном однородном фокусирующем поле (токооседание отсутствует). В связи с этим представляет интерес сравнение эффективности энергообмена на нелинейной стадии развития колебаний в генераторе с ЛМН и в генераторе с оптимальной по пусковому току схемой пространства взаимодействия.

На рис. 4 изображены зависимости η_{\max} (I/I_{\min}) при различных параметрах ЛМН, соответствующих максимальному КПД. Штриховая линия характеризует расположение пучка вплотную к ЗС. В случае отсутствия токооседания (кривая 1) электронный КПД генератора с ЛМН не превосходит значений, отвечающих штриховой линии. В случае частичного (кривая 2) и полного (кривая 3) оседания электронов на ЗС ситуация другая. При больших рабочих токах КПД генератора с ЛМН превышает КПД генератора с однородным полем. Этот результат указывает на то, что применение неоднородного фокусирующего поля в системе даже при

наличия зазора между пучком и ЗС позволяет существенно повысить эффективность электронно-волнового взаимодействия по сравнению с идеализированной системой — генератор с однородным бесконечно большим магнитным полем без указанного зазора. Этот результат возможен только при наличии частичного или полного оседания электронов на ЗС.

При больших рабочих токах (например, импульсные приборы) данный механизм повышения КПД особенно эффективен, поскольку на длине пространства взаимодействия может образовываться три и более ступок [9], причем первый ступок в ускоряющей фазе поля может формироваться в области интенсивного СВЧ-поля. Последнее обстоятельство объясняет наблюдаемое уменьшение крутизны штриховой линии при увеличении параметра $I/I_{\text{мин}}$.

Выписанная система уравнений позволяет проводить анализ процесса энергообмена в генераторах с различным распределением ВЧ-поля $f(\xi)$ в электродинамической системе. Как отмечалось в [6], общие закономерности влияния ЛМН на эффективность энергообмена на линейной стадии сохраняются для разных приборов СВЧ. Выясним влияние ЛМН на энергетические характеристики генератора с огибающей $f(\xi) = \sqrt{2} \cos\left(\frac{\pi}{2}\xi\right)$, характерной для резонансной ЛОВ. На рис. 5 представлены зависимости $\eta_{\text{макс}}(\xi_w)$ и $\Phi_{\text{от}}^{\text{от}}(\xi_w)$.

Анализ результатов, представленных на рис. 1, 3 и 5 показывает, что качественный характер зависимостей и в нелинейном случае сохраняется, хотя существуют и специфические особенности для каждой амплитудной огибающей. В частности, для косинусоидального распределения амплитуды ВЧ-поля не наблюдается выраженных минимумов в зависимости $\eta_{\text{макс}}(\xi_w)$ ($w_w = 0,4$), обусловленных началом сильного токооседания. В этом случае из-за уменьшения интенсивности ВЧ-поля эффективность энергообмена в области $\xi > 0,5$ мала. Поэтому даже полное оседание пучка при значениях $\xi \approx 0,5$ не приводит к существенному уменьшению КПД. Максимальное значение $\eta_{\text{макс}}(\xi_w)$ для ЛОВ реализуется при размещении центра ЛМН дальше от коллектора, чем в оротроне-ГДИ. Отметим также, что максимальный КПД для ЛОВ с ЛМН выше, чем без нее.

Таким образом, использование неоднородного фокусирующего поля в резонансных генераторах приводит к заметному повышению их КПД за счет улучшения эффективности электронно-волнового процесса взаимодействия и необходимой сортировки замедленных и ускоренных электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение неоднородного фокусирующего магнитного поля в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием позволяет существенно повысить эффективность электронно-волнового взаимодействия на нелинейной стадии развития автоколебательного процесса. Основным фактором, обуславливающим увеличение электронного КПД, является фазовая сортировка частиц пучка (замедленных и ускоренных) за счет токооседания на ЗС. В связи с этим наиболее энергетически выгодный режим работы приборов реализуется при частичном или полном оседании ускоренных электронов на ЗС. Сравнительный анализ воздействия магнитной неоднородности на КПД генераторов с различными амплитудными огибающими СВЧ-поля свидетельствует о возможности использования такого метода повышения эффективности взаимодействия в других приборах данного класса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глуценко В. Н., Кошечая С. В., Прус В. А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13. № 1. С. 12.
2. Васильев С. В., Васянович А. В. // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2434.

3. Кац А. М., Ильина Е. М., Манькин И. А. Нелинейные явления в СВЧ-приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио, 1975.
4. Detweiler H. K., Rowe J. E. // *Advances in Microwaves*. 1971. V. 6. P. 29.
5. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопалов В. П. // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 1977. Т. 20. № 10. С. 93.
6. Одаренко Е. М., Шматько А. А. // *РЭ*. 1992. Т. 37. № 5. С. 901.
7. Вавриш Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием: Препринт. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1978.
8. Кураев А. А., Нефедов Е. И., Оленин В. Д. и др. // *РЭ*. 1983. Т. 28. № 7. С. 1442.
9. Шматько А. А. Возбуждение колебаний в нелинейных электронно-волновых резонансных системах О-типа миллиметрового диапазона. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Харьков: Харьк. гос. ун-т, 1987. 392 с.
10. Кураев А. А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
11. Масунов Э. С., Ращиков В. И. // *ЖТФ*. 1979. Т. 49. № 7. С. 1462.

Поступила в редакцию
15.03.93

УДК 621.385.633

© 1994 г. Е. Д. Белявский, Т. А. Грязнова

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ АВТОФАЗНОЙ ЛБВ С АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫМ ПОЛЕМ. АЛБВ-Н С ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Проведен численный анализ автофазной ЛБВ с азимутально-несимметричным полем с профилированным вдоль пучка магнитным полем. Рассмотрено два варианта такой АЛБВ: с постоянной фазовой скоростью и с переменной фазовой скоростью волны в замедляющей системе. Детально исследовано влияние различных параметров на электронный и полевой КПД.

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе на основе уравнений, полученных в [1, 2], проводится теоретическое исследование автофазной ЛБВ с азимутально-несимметричной волной, в которой фокусирующее магнитное поле неоднородно.

Используются обозначения параметров и уравнения [1, 2] без их дополнительной расшивки.

1. ПРОФИЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ($\alpha_1 = 0, \alpha_2 \neq 0$)¹

Исследуемая схема АЛБВ-Н остается прежней (см. рис. 1 из [2]). В данном случае фазовая скорость волны постоянна ($b = \text{const}$) и профилируется только магнитное поле (g).

Расчет прибора на ЭВМ проводился до появления остановок электронов. В широких пределах изменялись параметры $C, b_0, g_0, 4QC, d$. Результаты расчета приведены на рис. 1—6.

¹ При изменении магнитного поля вдоль длины x адиабатически изменяется радиус пучка, что влияет на эффективный параметр связи пучка с волной. Однако это изменение параметра связи можно компенсировать, например, изменяя диаметр спиральной замедляющей системы, т. е. необходимые законы изменения параметра связи и фазовой скорости можно реализовать путем одновременного изменения диаметра и шаг² спирали.