

ИИФ № 20. 1992



ВСЕСОЮЗНЫЙ ИНСТИТУТ НАУЧНОЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ
ИНФОРМАЦИИ ГОСУДАРСТВЕННОГО КОМИТЕТА СССР
ПО НАУКЕ И ТЕХНИКЕ
И АКАДЕМИИ НАУК СССР (ВИНИТИ)

СПРАВКА О ДЕПОНИРОВАНИИ РУКОПИСИ

Одаренко Е.Н. и др.

Выдана настоящая гр. _____
(Фамилия, имя, отчество автора)

в том, что ВИНТИ депонирована в справочно-информационном фонде
его рукопись Теория электронных СВЧ приборов 0-ти-
па о различном распределением магнитостатичес-
кого поля. Ч.IV. Пусковые условия с учетом по-
ля пространственного заряда

№ 666-В92 от 28.02.92

Реферат (библиографическое описание) настоящей рукописи опубликован
в библиографическом указателе ВИНТИ "Депонированные научные
работы", 19 92, № 6, в/о 304

(Указываются в копии рефератного издания, библиографического указателя)

В соответствии с Положением о порядке депонирования рукописей работ по электротехнике, радиотехнике и электронике, утвержденной постановлением Государственного комитета СССР по науке и технике, Президиума Академии наук СССР, Министерства высшего и среднего специального образования СССР и Госплана СССР от 14 мая 1971 г. № 107, _____ имеет право депонировать на территории ВИНТИ рукопись, подлежащую депонированию, в количестве _____ экземпляров. _____ имеет право депонировать на территории ВИНТИ рукопись, подлежащую депонированию, в количестве _____ экземпляров.



Куца

Зак. 9152

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ И ОРДЕНА
ДРУЖБЫ НАРОДОВ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. А. М. ГОРЬКОГО

УДК 621.385.6
ГАСИТИ 47.29.37

Е. М. Одаренко, А. А. Шматько

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СВЧ ПРИБОРОВ 0-ТИПА С РАЗЛИЧНЫМ
РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Часть IV. ПУСКОВЫЕ УСЛОВИЯ С УЧЕТОМ ПОЛЯ
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАГЛУДА

Харьков-1992

В В Е Д Е Н И Е

Увеличение тока пучка является одним из способов повышения эффективности энергообмена в резонансных генераторах 0-типа с длительным взаимодействием [1]. В свою очередь, это приводит к необходимости учета поля пространственного заряда (ПЗ) алектронного потока в теоретической модели прибора. Данная проблема достаточно полно и подробно изучена как на линейной, так и на наклонной стадиях алектронно-волнового взаимодействия в генераторах рассматриваемого класса с магнитной фокусировкой (одномерная теория) [1, 2]. Изменение пространственного распределения фокусирующего поля сопровождается преобразованием траекторий алектронов, что обуславливает возможность управления характеристиками прибора. Пусковой режим генератора с двумя различными конфигурациями магнитоэстатического поля (наклонным к плоскости замедляющей системы (ЗС) и локально неоднородным) исследован в рамках двумерной модели с учетом только статического поля пространственного заряда [3]. В данной работе рассматривается влияние динамической высокочастотной компоненты поля ПЗ на эффективность взаимодействия в слабосигнальном приближении (линейная теория).

РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Линеаризованные уравнения движения алектрона в продольном и поперечном направлениях в пространстве взаимодействия с учетом поля ПЗ (статической и динамической его частей) можно представить в виде

$$\frac{d^2 \theta_1}{d\bar{z}^2} + q^2 \theta_1 = f(\bar{z}) \Psi(Z) \cos(\Phi_0 \bar{z} + \varphi); \quad (1a)$$

$$\frac{d^2 Z_1}{d\bar{z}^2} + \Omega^2 Z_1 = -f(\bar{z}) \Psi(Z) \sin(\Phi_0 \bar{z} + \varphi) + \frac{2}{F} \Omega^2 B_0(\bar{z}) \int_0^{\bar{z}} B_2(\bar{z}') d\bar{z}'; \quad (1b)$$

$$\theta = \Phi F \theta_1 / 2; \quad Z = Z_0 + L F Z_1 / (2H);$$

где $q = (\omega_p / \omega) \Phi \sqrt{\Gamma}$ - параметр ПЗ [1]; $\Omega = \Phi \omega_0 / \omega$.
 Другие обозначения соответствуют принятым в [3]. Для резонансной электромагнитной системы функция поперечного распределения поля синхронной волны $\Psi(Z)$ имеет следующий вид:

$$\Psi(Z) = \exp(-\beta_v H Z) \quad (2)$$

При использовании (2) в (1б) получаем нелинейное дифференциальное уравнение. Однако, его можно свести к линейному, если использовать нулевое приближение для Z_1 , учитывающее только статистические пульсации траекторий электронов. В этом случае функция $\Psi(Z)$ преобразуется к виду

$$\Psi(Z) = \bar{\Psi}(Z_0) = \exp(-\beta_v H Z_0) I_0(\beta_v R); \quad (3)$$

где I_0 - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; R - радиус пульсаций [4]; Z_0 - начальная поперечная координата электрона. Точные численные расчеты показывают, что такое приближение при решении уравнения (1б) практически не влияет на точность результатов. Используя представление (3), легко получить решение уравнения (1б) в интегральном виде (первое приближение):

$$Z_1 = -\bar{\Psi}(Z_0) \int_0^{\bar{z}} f(\bar{z}') \sin(\Phi_0 \bar{z}' + \varphi) \frac{\sin \Omega(\bar{z} - \bar{z}')}{\Omega} d\bar{z}' + \quad (4)$$

$$+ \frac{2\Omega}{F} \int_0^{\bar{z}} B_0(\bar{z}') \sin \Omega(\bar{z} - \bar{z}') \int_0^{\bar{z}'} B_2(t) dt d\bar{z}'$$

В дальнейшем полагаем фокусирующее поле достаточно сильным, чтобы можно было пренебречь высокочастотными поперечными смещениями траекторий электронов, т.е. оставить в выражении (4) для Z , только второе слагаемое. В этом случае поперечные смещения электронов будут определяться только конфигурацией силовых линий фокусирующего магнитного поля. Рассмотрим теперь уравнение (1a), опираясь на результаты решения уравнения (1б). Очевидно, что в (1a) функция поперечного распределения поля синхронной волны должна учитывать поперечные смещения траекторий электронов, обусловленные пространственным распределением магнитостатического поля. Поэтому здесь используем следующее представление для $\Psi(Z)$:

$$\Psi(Z) = \bar{\Psi}(Z) \exp(-\beta_e L F Z / 2) \quad (5)$$

Решение (1a) запишем в виде:

$$\theta_1 = \bar{\Psi}(Z) \int_0^Z f_1(\xi) \cos(\Phi_e \xi + \psi) \frac{\sin \frac{q(\xi-1)}{q}}{q} d\xi \quad (6)$$

где $f_1(\xi) = f(\xi) \exp(-\beta_e L F \xi / 2)$ - амплитудная огибающая СВЧ поля, которая фактически воздействует на электроны при пролете их через резонатор.

Исключение из рассмотрения высокочастотных поперечных смещений траекторий электронов означает, что взаимодействие электронов с поперечной компонентой поля синхронной волны не учитывается. Такое приближение вполне обоснованно, т.к. мощность продольного и поперечного движения циклотронных волн убывает с увеличением индукции фокусирующего поля [3]. Вместе с тем, в данной модели двумерность поля синх-

ронной волны сокращается. Это следует из выражения для амплитудной огибающей $f_1(\xi)$.

Как известно [5], все основные характеристики пускового режима генератора можно определить через комплексную крутизну колебательной характеристики $S = S_1 + i S_2$. В приближении слабого сигнала выражение для S с учетом (4) и (6) принимает вид

$$S = i \frac{\Phi_0^2}{4q} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{z^-}^{z^+} \bar{\Psi}^2(z) \int_0^1 f_1(\xi') \exp[i\Phi_0(\xi - \xi')] S_1 \cdot q(\xi - \xi') d\xi' dz d\xi \quad (7)$$

При определении пусковых значений параметра $\omega \Phi_0$ активности взаимодействия G будем исходить из формулы

$$G_{\text{пуск}} = 1/S_1 \quad (8)$$

Отметим, что выражение для крутизны колебательной характеристики (7) отличается от соответствующего при обычной фокусировке ($B_z = 0$) только видом амплитудной огибающей СВЧ поля, который определяется в данном случае пространственным распределением фокусирующего поля. Следовательно, основные закономерности коллективного режима взаимодействия (при $q > \bar{\kappa}$ [6]) сохранятся, а именно: при увеличении поля ЛЭ происходит уменьшение инкремента нарастания амплитуды колебаний (пусковой ток растет) и смещение зоны генерации в область больших значений начального рассинхронизма скоростей электронов и замедленной волны (параметр Φ_0).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

а) Наклонное фокусирующее поле

Первоначально исследуем влияние динамической чести поля ПЗ при наклонной фокусировке, когда вектор магнитной индукции фокусирующего поля \vec{B}_0 образует с продольной координатной осью Oy угол χ (рис. 1). В этом случае получаем

$$B_y = \cos \chi ; \quad B_z = \sin \chi \quad (9)$$

т.е. компоненты \vec{B}_0 не зависят от координат. На рис. 2 представлены зависимости минимального по зоне генерации значения $G_{\text{пуск}}$ ($G_{\text{пуск}} \sim I_{\text{пуск}}$) от угла χ при различных значениях параметра ПЗ q . При увеличении поля ПЗ оптимальное значение χ практически не изменяется, а увеличиваются лишь значения $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$, что обусловлено уменьшением плотности сгустков пучка из-за нарастания кулоновских сил расталкивания между электронами. Однако ПЗ влияет по-разному на пусковые условия при различных углах наклона магнитного поля. На рис. 3 сплошными линиями показана зависимость $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}(\omega_p/\omega)$ для нескольких значений χ . При малых значениях ω_p/ω реализуется одночастичный режим - поле ПЗ слабо влияет на характеристики. В этом случае в пучке существуют медленная и быстрая волны ПЗ. Увеличение ω_p/ω сопровождается переходом к коллективному режиму взаимодействия, когда вклад в энергообмен вносит преимущественно медленная волна ПЗ. Этот режим характеризуется существенным влиянием поля ПЗ на пусковые ха-

характеристики (возрастание пускового тока при больших ω_p/ω). Штрихпунктирными линиями на рис. 3 показаны зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ (ω_p/ω) в случае, когда в энергообмене участвует только медленная волна ПЗ и минимальный пусковой ток достигается при $\Phi_e = -q$ (коллективный режим). Данные зависимости построены по аналитической формуле:

$$G_{\text{пуск}}^{\text{мин}} = 16q \left\{ K_1 \left[\int_{z^-}^{z^+} \bar{\Psi}^2(z_0) dz_0 \right] \hat{M}^2 \Phi w^2 \pi \right\}^{-1}; \quad (10)$$

где $K_1 = 0,5(1 + e^{\chi} f \left[\frac{1}{w} (\xi_0 - 0,5) \right])$ - коэффициент, учитывающий токоосаждение в пространстве взаимодействия. Он представляет собой отношение площади той части огибающей СВЧ поля, которую пролетел электрон, к полной площади огибающей (в данном случае огибающая - гауссиан);

$\xi_0 = hctg \chi / L$ - координата осаждения электронного потока на ЗС. $\hat{M}^2 = \sqrt{2} \exp [\mu (\mu w^2 / 2 - 1)] / (w \sqrt{\pi})$;

$\mu = \Phi \sin 2\chi / 2$. При увеличении поля ПЗ зависимости пускового тока от ω_p/ω асимптотически приближаются к штрихпунктирным линиям, что свидетельствует о переходе к коллективному режиму взаимодействия. Следует отметить, что аналитическая формула (10) обеспечивает удовлетворительную точность только при $\chi \leq -25^\circ$. При больших χ , когда пусковой ток начинает нарастать, погрешность (10) увеличивается. Это обусловлено тем, что аналитическое выражение для $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ не учитывает особенности группирования электронов при сокращении длины пространства взаимодействия. Из графиков на рис. 3 видно, что при увеличении χ происходит ослабление зависимости пускового тока от ω_p/ω в коллективном ре-

ные взаимодействия. Известно, что снижение эффективности взаимодействия обусловлено "разгружающим" действием кулоновских сил. Само по себе наклонное движение электронного луча не ослабляет действие этих сил. В данном случае оказывается преобразование амплитудной огибающей поля $f_1(\xi)$, которое приводит к изменению условий группирования электронов.

Таким образом, при движении луча под углом к плоскости ЗС происходит частичная компенсация сил ПЗ за счет улучшения условий группирования электронов, обусловленного изменением амплитудной огибающей СВЧ поля. В связи с этим представляется возможным применять более плотные электронные пучки в генераторе с наклонным фокусирующим полем.

Стрихками линиями на рис. 3 обозначены зависимости оптимального по зоне генерации значения Φ_e (соответствующего минимальному пусковому току) от параметра ω_p/ω при различных χ . В случае наклонной фокусировки можно выделить два фактора, обуславливающих изменение Φ_e^{opt} по сравнению со случаем ($\chi = 0$; $q = 0$) - наклонное движение электронов и двухволновый характер взаимодействия при увеличении ω_p/ω , когда волна ЗС может выродиться в синхронизме только с одной из волн ПЗ. С увеличением поля ПЗ начинает преобладать второй фактор, т.е. в этом случае смещение Φ_e^{opt} за счет наклонного движения электронов уменьшается. Это объясняется тем, что при наклонной фокусировке минимум пускового тока реализуется при большем значении начальной скорости электронов и в этом случае фазовая ско-

рость медленной волны β больше, чем при $\chi = 0$. Следовательно, для достижения синхронизма с волной ЗС требуется меньшее изменение ускоряющего напряжения.

б) Фокусирующее поле с локальной неоднородностью

Рассмотрим случай локальной магнитной неоднородности (ЛМН). Полагая координатную зависимость продольной компоненты вектора индукции фокусирующего поля гауссовской (рис. 4)

$$B_z = 1 + P_n \exp[-((z - z_n)/w_n)^2] \quad (11)$$

Тогда поперечную компоненту можно определить из условия $\text{div } \vec{B}_0 = 0$ и представить следующим образом [3]

$$B_r = \frac{2P_n}{w_n^2} \frac{H}{L} (z - z_n) (z - z_n) \exp[-((z - z_n)/w_n)^2] \quad (12)$$

На рис. 5 приведены зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ (рис. 5а, рис. 5б) от координаты центра ЛМН z_n при различных значениях параметра w_p/w и зависимости относительного рассинхронизма Φ (рис. 5в), при котором достигается $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$, от координаты z_n . Увеличение поля β качественно не изменяет характер зависимостей и, подобно случаю наклонной фокусировки, влияет лишь на значения пускового тока. Важно отметить, что все особенности энергообмена, обусловленные наклонным движением электронов, сохраняются и в случае ЛМН. Отличие состоит в том, что при наклонной фокусировке электроны движутся под одинаковым углом к плоскости ЗС на всей длине пролета, а в случае ЛМН происходит изменение угла наклона траекторий электронов при их движении в простран-

стве взаимодействия. В связи с этим вид различных зависимостей при наличии ДМН имеет ту же природу, что и в случае наклонной фокусировки.

На рис. 6 представлены зависимости отношения $\mathcal{E} = \dot{G}_{\text{пуск}}^{\text{мин}} / G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ ($G_{\text{пуск}}^{\text{мин}} = \dot{G}_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ при $P_n = 0$) от параметра ω_p / ω для различных значений P_n и W_n . Все кривые построены для оптимальных значений ξ_n . Подобно случаю наклонного фокусирующего поля здесь также наблюдается ослабление зависимости пускового тока от ω_p / ω , т.е. происходит частичная компенсация действия сдв. По. Степень этого ослабления зависит от параметров ДМН - значений P_n , радиуса "пятна" ДМН W_n и координаты ξ_n . Например, при $P_n = -0,15$ увеличение W_n в два раза приводит к усилению зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ от ω_p / ω , а при $P_n = 0,15$ - наоборот, к ослаблению. Такой результат вполне закономерен, т.к. при $P_n = -0,15$ минимум $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ реализуется в пределах "пятна" СВЧ поля и увеличение W_n эквивалентно уменьшению угла наклона траекторий электронов. В случае $P_n = 0,15$ $\xi_n^{\text{опт}} = 0$, т.е. здесь увеличение W_n приводит к повышению в пределах "пятна" СВЧ поля наклона движения электронов.

Минимум $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ при $P_n = -0,35$ наблюдается в конце пространства взаимодействия из-за сильного токоосаждения (рис. 5б). В такой ситуации в области сильного СВЧ поля при $W_n = 0,2$ электроны движутся практически параллельно плоскости замкнутости. Соответственно, что зависимость

$G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}(\omega_p / \omega)$ будет почти такая же, как при обычной фокусировке (рис. 6б). Расширение области неоднородного

магнитного поля сопровождается появлением наклона траекторий электронов в пределах "критич" СВЧ поля. Можно, что и в этом случае произойдет ослабление зависимости пускового тока от параметра ПЗ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что использование фокусирующего поля с различным пространственным распределением при определенных наборах параметров системы позволит частично компенсировать неблагоприятное воздействие поля ПЗ на процесс электронно-волнового взаимодействия в приближении слабого сигнала.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Вавряв Д.М., Третьяков С.А., Шматко А.А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием: Препринт. Харьков: УТИИТ АН УССР, 1978.
2. Вавряв Д.М., Третьяков С.А., Шматко А.А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника и электроника. - 1984. - 29, № 8. - С.1571 - 1579.
3. Сидаренко В.И., Шматко А.А. Теория электронных СВЧ приборов О-типа с различным распределением магнитостатического поля.
Часть I. Влияние однородного магнитного поля на самовозбуждение колебаний в оротронных генераторах / Харьков. ун.-т. - Харьков, 1989. - 34 с. - Деп. в ВИНИТИ 19.07.89 г. № 4765 - В89.
Часть II. Пусковые характеристики генератора при наклонном фокусирующем магнитном поле / Харьков. ун.-т. - Харьков, 1989. - 26 с. - Деп. в ВИНИТИ 17.01.90 г., № 314 - В90.
Часть III. Пусковые характеристики генератора с локальной неоднородностью фокусирующего поля / Харьков. ун.-т. - Харьков, 1990. - 29 с. - Деп. в ВИНИТИ 02.07.90 г., № 3701 - В90.
4. Адимовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио, 1966. 453 с.
5. Шматко А.А. Воздействие высокочастотного сигнала на

резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием O-типа // Радиотехника и электроника. - 1965. - 30, в 4. - С. 761 - 769.

6. Сороча А.С., Звятько А.А. Аналитический расчет крутизны электронной перестройки резонансных Генераторов орбитального типа // Электронная техника. Серия I. Электроника СВЧ. - 1969. - в 9. - С. 3 - II.

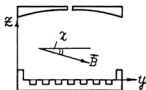


Рис.1. Схема пространства взаимодействия.

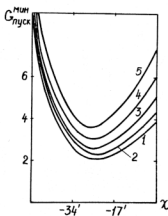


Рис.2. Зависимости минимального по зоне генерации значения $G_{\text{пуск}}$ от угла наклона фокусирующего поля. $\omega_p / \omega = 0,01 ; 0,1 ; 0,15 ; 0,2 ; 0,25$ (кривые 1 - 5).

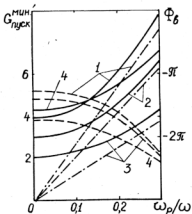


Рис. 3. Зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ и оптимального по зоне генерации значения Φ_0 от нормированной плазменной частоты электронного потока. $\chi = 0$; $-8'$; $-26'$; $-42'$ (кривые 1 - 4).

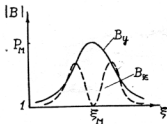
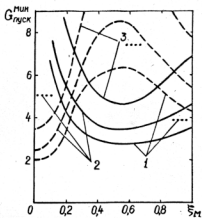
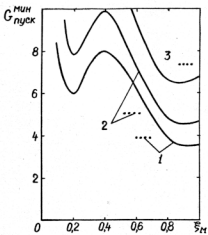


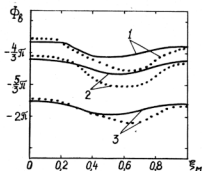
Рис. 4. Координатные зависимости компонент вектора индукции фокусирующего поля в случае ЛМН.



(а)



(б)



(в)

Рис. 5. Зависимости минимального по зоне генерации значения $G_{\text{лукс}}$ (а, б) и оптимального значения параметра Φ_0 (в) от координаты центра ЛМ. На рис. 5в сплошные кривые соответствуют $P_M = -0,15$; пунктирные - $P_M = -0,25$. $\omega_p/\omega = 0; 0,15; 0,25$ (кривые 1 - 3).

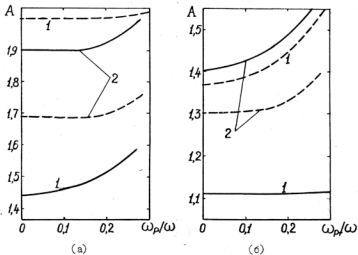


Рис.6. Зависимости параметра A от нормированной плазменной частоты пучка при $|P_m| = 0,15$ (а) и $|P_m| = 0,25$ (б). Сплошные линии - $P_m < 0$; штриховые - $P_m > 0$. $w_m = 0,2$; $0,4$ (кривые 1 - 2).