

ТЕОРИЯ КЛИНОТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ О-ТИПА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники, факультет электронной техники, кафедра ФОЭТ
г. Харьков 61166, пр. Ленина, 14*

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, радиофизический факультет, кафедра физики СВЧ
г. Харьков 61077, пл. Свободы, 4*

Поступила в редакцию 5 июня 2008 г.

Рассматривается нерезонансный усилитель с длительным взаимодействием О-типа при наклонном магнитном фокусирующем поле. Теоретическое исследование проводится в рамках многомерной модели электронно-волнового взаимодействия для различной величины мощности входного сигнала, магнитной индукции фокусирующего поля с учетом токооседания на поверхность электродинамической системы.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нелинейная многомерная теория, клинотронный усилитель, токооседание.

ВВЕДЕНИЕ

Применение пространственно-развитых потоков заряженных частиц в электронно-волновых системах О-типа мм и субмм диапазона является одним из основных направлений их совершенствования с целью повышения эффективности взаимодействия и выходной мощности. Принципиальным недостатком такого подхода является уменьшение сопротивления связи, поскольку наиболее интенсивное электромагнитное поле сосредоточено вблизи поверхности электродинамической системы. В результате только небольшая часть электронного потока эффективно взаимодействует с полем поверхностных волн. Дополнительным фактором в данном случае является высокочастотное расслоение пучка, обусловленное неоднородностью пространственного распределения электромагнитного поля.

Наклонные движения заряженных частиц относительно плоскости замедляющей системы (ЗС) в генераторах на обратной волне - клинотронах [1], а также неоднородное фокусирующее поле в генераторах дифракционного излучения [2] позволяют значительно улучшить эксплуатационные характеристики приборов мм диапазона на различных стадиях развития колебательного процесса. Теоретические исследования электронных приборов такого типа позволили определить основные физические причины изменения эффективности взаимодействия в условиях фиксированного пространственного распределения амплитуды высокочастотного поля [1-5]. В нерезонансных электронно-волновых системах амплитудное распределение поля по длине системы устанавливается самосогласованным образом в процессе энергообмена между потоком заряженных частиц и замедленной волной. Применение здесь наклонных электронных потоков или неоднородных фокусирующих полей также является перспективным способом повышения эффективности взаимодействия. В связи с этим возникает необходимость разработки теории нерезонансных усилительных систем мм диапазона с многомерным движением электронных потоков.

В данной работе развита многомерная нелинейная теория усилительной электронно-волновой системы с наклонным фокусирующим полем. Рассмотрены основные характеристики самосогласованного энергообмена для различных значений угла наклона, индукции магнитостатического поля и мощности входного сигнала.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается планарная электронно-волновая система с ленточным электронным потоком толщины Δ , схема которой изображена на рис. 1. Фокусировка осуществляется однородным магнитостатическим полем с индукцией B_0 , силовые линии которого образуют угол χ с продольной осью Oz , которая в данном случае находится в плоскости замедляющей системы (ЗС). Ось Oy направлена перпендикулярно плоскости ЗС, ось Ox - перпендикулярно плоскости рисунка. Центр координат находится в плоскости встрела электронного потока в пространство взаимодействия. Усиление осуществляется на прямой бегущей волне, т.е. входной сигнал поступает в пространство взаимодействия вблизи пушечного конца ЗС.

Координатные компоненты индукции магнитостатического поля, нормированные на величину B_0 , представим следующим образом:

$$B_Z = \cos \chi, \quad B_Y = \sin \chi. \quad (1)$$

Поток заряженных частиц взаимодействует с электромагнитным полем электродинамической системы, которое является пространственно неоднородным как в продольном, так и в поперечном направлении. Продольное амплитудное распределение высокочастотного электрического поля в рассматриваемой нерезонансной системе формируется самосогласованным образом в процессе электронно-волнового взаимодействия. Поперечное амплитудное распределение определяется симметрией электродинамической системы и задается функциями [6]:

$$\Psi_Z(y) = \frac{sh[\beta(H-y)]}{sh[\beta H]}, \quad \Psi_Y(y) = \frac{ch[\beta(H-y)]}{sh[\beta H]}, \quad (2)$$

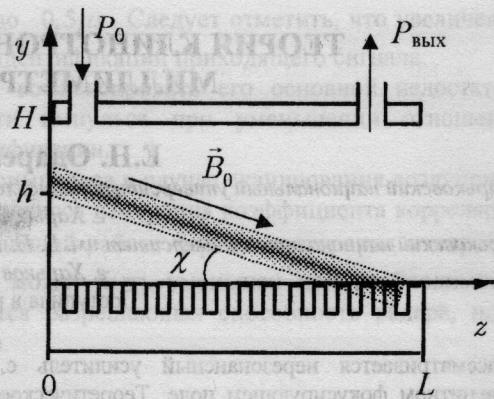


Рис. 1. Схема усилителя с наклонным фокусирующим полем

которые относятся к продольной и поперечной компоненте поля поверхностной волны. Здесь β - постоянная распространения замедленной пространственной гармоники поля периодической структуры, H - расстояние между проводящими плоскостями (рис. 1). Электрическое поле синхронной с электронным потоком волны ЗС представляется на основании уравнений Максвелла следующим образом:

$$E_Z = E(z)\Psi_Z(y) \exp[i(\beta z - \omega t)], \quad (3)$$

$$E_Y = iE(z)\Psi_Y(y) \exp[i(\beta z - \omega t)],$$

где функция $E(z)$ характеризует пространственное распределение амплитуды высокочастотного поля вдоль пространства взаимодействия, ω - круговая частота сигнала, t - время.

Самосогласованная система уравнений нерезонансной усилительной системы с наклонным фокусирующим полем формируется из векторного уравнения движения заряженной частицы в заданном поле и комплексного уравнения возбуждения поля электродинамической системы высокочастотным током. Переход к безразмерным переменным в рамках многомерной модели электронно-волнового взаимодействия осуществляется при помощи преобразований:

$$\xi = \frac{z}{L}, \quad Y = \frac{\Phi y}{2L}, \quad \theta = \omega t - \Phi \xi - \Phi_0, \quad \Phi = \frac{\omega}{v_0} L, \quad b = 1 - \frac{v_0}{v}, \quad \hat{G} = \frac{L^2 |I_0|}{NU_0}, \quad F = \frac{EL}{U_0}, \quad (4)$$

где L - длина максимальная длина пространства взаимодействия, v_0 - начальная продольная скорость электронов, v - фазовая скорость синхронной с пучком пространственной гармоники поля ЗС, I_0 - постоянная составляющая тока пучка, N - норма волны [6], U_0 - ускоряющее напряжение.

В обозначениях (4) систему скалярных уравнений движения можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi}{2} F(\xi) \Psi_Z(Y) \cos(\theta + \Phi b \xi + \varphi) - E_q - \Phi \beta_c^2 v_X \sin \chi \right\}, \\ \frac{d^2 Y}{d\xi^2} &= \left(1 + \frac{1}{\Phi} \frac{d\theta}{d\xi}\right)^2 \left\{ \frac{F(\xi)}{2} \left(-\frac{\Phi}{2} \Psi_Y(Y) \sin(\theta + \Phi b \xi + \varphi) + \frac{dY}{d\xi} \Psi_Z(Y) \cos(\theta + \Phi b \xi + \varphi) \right) - \right. \\ &\quad \left. - \beta_c^2 v_X \left(\frac{\Phi}{2} \cos \chi + \frac{dY}{d\xi} \sin \chi \right) + \beta_q^2 (Y - Y_b) \right\}, \quad (5) \\ v_X &= \frac{2}{\Phi} (Y - Y_0) \cos \chi - \xi \sin \chi. \end{aligned}$$

Здесь $\beta_c = \Phi \frac{\omega_c}{\omega}$ - циклотронный угол пролета; $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$ - круговая циклотронная частота; e и m - заряд и масса покоя электрона; $\varphi = \varphi_0 + \gamma$; γ - фаза сигнала, которая является функцией продольной координаты; $\beta_q = \Phi \frac{\omega_q}{\omega}$ - плазменный угол пролета, $\omega_q = \sqrt{\frac{\rho|e|}{\epsilon_0 m}}$ - круговая плазменная частота, ρ - плотность заряда, Y_b - поперечная координата середины пучка. Уравнения (5) записаны в нерелятивистском приближении. В первом уравнении учитывается продольная динамическая компонента поля пространственного заряда E_q :

$$E_q = \text{Im} \left[\frac{q^2}{\pi} \exp(-i(\theta + \varphi_0)) \int_0^{2\pi} \exp(i(\theta + \varphi)) d\varphi \right], \quad (6)$$

где q - параметр пространственного заряда [7]. В уравнении для поперечной координаты учитывается только статическая компонента поля пространственного заряда. Поперечная динамическая компонента в приборах рассматриваемого типа практически не оказывает существенного воздействия на закономерности энергообмена между электронным потоком и полем ЗС [8].

Уравнение возбуждения электродинамической системы высокочастотным током пучка относительно комплексной амплитуды высокочастотного поля представим в виде двух уравнений относительно ее модуля и фазы:

$$\begin{aligned} \frac{dF(\xi)}{d\xi} &= G\hat{S}_1(\xi)F(\xi), \\ \frac{d\gamma(\xi)}{d\xi} &= -G\hat{S}_2(\xi), \end{aligned} \quad (7)$$

где \hat{S}_1 и \hat{S}_2 - действительная и мнимая часть комплексной дифференциальной крутизны \hat{S} :

$$\hat{S}(\xi) = \frac{1}{\pi F \Delta} \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \left[\Psi_Z(Y) - i \frac{2}{\Phi} \frac{dY}{d\xi} \Psi_Y(Y) \right] \exp(i(\theta + \Phi b\xi + \varphi(\xi))) dY_0 d\varphi_0. \quad (8)$$

Систему уравнений (5, 7) необходимо дополнить начальными условиями, которые определяют способ подачи входного сигнала в пространство взаимодействия. Нулевые начальные условия соответствуют случаю отсутствия предварительной модуляции электронного потока, т.е. входной сигнал подается непосредственно в пространство взаимодействия:

$$\theta|_{\xi=0} = \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = \frac{dY}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad Y|_{\xi=0} = Y_0. \quad (9)$$

Модуляция электронного потока полем входного сигнала приводит к формированию высокочастотной составляющей тока пучка. В рамках многомерной теории следует учитывать как продольную, так и поперечную координатную компоненту вектора плотности тока. Однако в приборах рассматриваемого типа превалирует продольная компонента, поскольку поперечные смещения траекторий электронов в большинстве случаев невелики. В этом случае усредненную по толщине пучка комплексную амплитуду первой гармоники тока можно представить в виде:

$$J_{\omega\parallel} = \frac{1}{\pi \Delta} \int_0^{2\pi} \int_{\Delta} \exp[i(\theta + \varphi)] d\varphi dY_0. \quad (10)$$

Из уравнений (7) и (8) следует простое соотношение для определения комплексной амплитуды поперечного тока:

$$J_{\omega\perp} = \frac{2}{\Phi} \frac{dY}{d\xi} J_{\omega\parallel}.$$

Модуль комплексной амплитуды тока в первом приближении является мерой плотности электронов в сгустках, а фаза характеризует положение этих сгустков относительно синхронной с пучком поверхностной волны ЗС.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные расчеты характеристик усилительной системы с наклонным фокусирующим полем проводились на основе разработанной модели для различных значений мощности входного сигнала P_0 , угла наклона магнитостатического поля χ , нормированного значения циклотронной частоты $\frac{\omega_c}{\omega}$ и прицельного расстояния h , которое определяет величину зазора между плоскостью замедляющей системы и электронным потоком на выходе из пушки. Прицельное расстояние нормируется на толщину пучка.

Конфигурация электронно-волновой системы с наклоном фокусирующего поля обуславливает необходимость учета токооседания на поверхность электродинамической системы. Кроме того, важным фактором изменения эффективности взаимодействия является высокочастотное расслоение электронного потока за счет пространственной неоднородности поля замедляющей системы и конечного значения толщины пучка. Для учета токооседания и высокочастотного расслоения используется многопоточковая модель пучка заряженных частиц, где каждый парциальный поток исследуется отдельно. В данной работе рассматривается пять парциальных потоков.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента усиления $K(\xi)$ от безразмерной продольной координаты $\xi = z/L$ для различных значений мощности входного сигнала и угла наклона фокусирующего поля. В данном случае предполагается достаточно жесткая фокусировка, т.е. траектории заряженных частиц практически совпадают с траекториями ведущих центров ($\frac{\omega_c}{\omega} = 0.4$). Анализ результатов, представленных на рис. 2(а) показывает, что увеличение угла наклона χ сопровождается повышением текущего коэффициента усиления на всей длине пространства взаимодействия. Здесь значение мощности входного сигнала P_0 является достаточно малым для того, чтобы зависимость $K(\xi)$ была линейной. Нелинейность пространственного распределения коэффициента усиления обусловлена в данном случае оседанием части электронного потока на поверхность замедляющей системы. Вырождение функциональной зависимости $K(\xi)$ в горизонтальную прямую происходит при полном токооседании.

Повышение мощности входного сигнала сопровождается увеличением динамических поперечных смещений траекторий электронов. Однако в условиях жесткой фокусировки значение величины P_0 не оказывает существенного влияния на эффективность электронно-волнового взаимодействия. Полное токооседание на рис. 2(б) начинается для того же угла наклона фокусирующего поля $\chi = -35^\circ$, что и на рис. 2(а), где динамические поперечные смещения практически отсутствуют. Следовательно, для данного значения нормированной циклотронной частоты основным механизмом повышения эффективности взаимодействия является увеличение сопротивления связи за счет наклонного движения частиц пучка в область интенсивного электромагнитного поля вблизи поверхности замедляющей системы. Оседание электронов является негативным фактором, поскольку ограничивает нарастание коэффициента усиления. На рис. 2(б) максимальное значение параметра K реализуется в

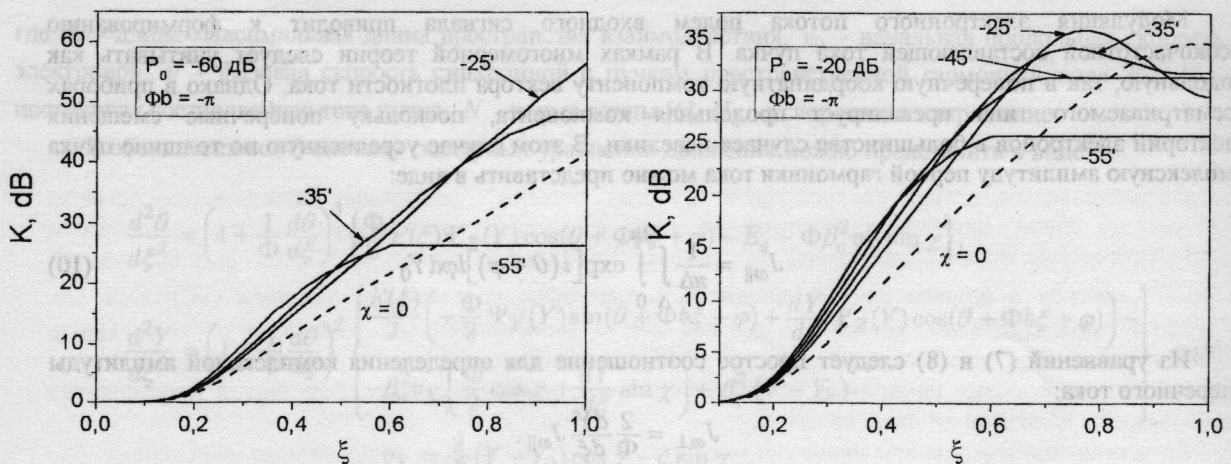


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от продольной координаты.

случае отсутствия полного токооседания ($\chi = -25^\circ$). Следует отметить, что в резонансных электронно-волновых системах с фиксированным амплитудным распределением высокочастотного поля (например, генератор дифракционного излучения) токооседание может играть положительную роль, поскольку обеспечивает фазовую сортировку замедленных и ускоренных частиц в пучке. В рассматриваемой нерезонансной системе распределение амплитуды высокочастотного поля формируется самосогласованным образом в процессе электронно-волнового взаимодействия. На рис. 3 представлены варианты такого распределения для различных значений угла наклона χ .

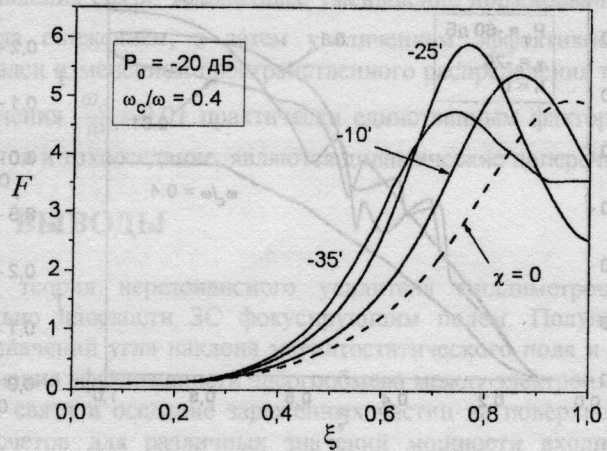


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуды высокочастотного поля.

Увеличение угла наклона фокусирующего поля приводит к смещению максимума амплитуды высокочастотного поля F (и коэффициента усиления) в сторону электронной пушки. Следовательно, в данном случае происходит уменьшение эффективной длины пространства взаимодействия, на которой амплитуда поля замедленной волны достигает своего максимума. Кроме того, существует оптимальное значение угла наклона магнитного поля χ_{opt} , для которого реализуется максимальное значение амплитуды высокочастотного поля F . Понятно, что величина χ_{opt} зависит от прицельного расстояния для пучка, поскольку ее формирование происходит в результате действия двух противоположных факторов – повышения сопротивления связи за счет приближения электронов пучка к поверхности замедляющей системы и токооседания электронов на эту поверхность.

На рис. 4 представлены пространственные распределения модуля первой гармоники высокочастотного тока пучка $|J|$ для различных значений угла наклона фокусирующего поля. Величина $|J|$ в первом приближении является мерой плотности электронов в сгустках. Следовательно, наклонная фокусировка пучка приводит к увеличению темпа группировки электронного потока до начала токооседания. Скачки на зависимостях модуля тока от продольной координаты ξ обусловлены дискретностью представления пространственно-развитого электронного потока в расчетной модели. Они иллюстрируют последовательное оседание парциальных пучков на поверхность электродинамической системы. Поскольку в данном случае динамические и статические поперечные смещения невелики, то закономерности токооседания определяются геометрией электронно-волновой системы. Например, координата оседания первого парциального пучка (ближайшего к поверхности замедляющей системы) определяется соотношением $\xi_1 = h \frac{\Delta}{L} \text{ctg } 35^\circ \approx 0.49$, что соответствует данным, приведенным на рис. 4.

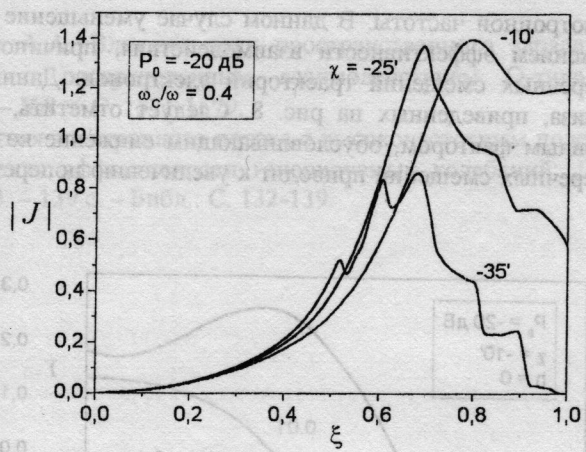


Рис. 4. Пространственное распределение амплитуды высокочастотного тока.

Уменьшение индукции наклонного фокусирующего поля сопровождается увеличением поперечных смещений траекторий электронов в процессе движения в пространстве взаимодействия. С одной стороны, это приводит к изменению условий электронно-волнового взаимодействия, а с другой – к изменению закономерностей токооседания. Таким образом, степень жесткости наклонной фокусировки электронного потока является одним из факторов, оказывающих существенное воздействие на характеристики нерезонансной усилительной системы. На рис. 5 представлены зависимости $K(\xi)$ для различных значений нормированной циклотронной частоты $\frac{\omega_c}{\omega}$. В данном случае электронный поток вводится в пространство взаимодействия практически вплотную к

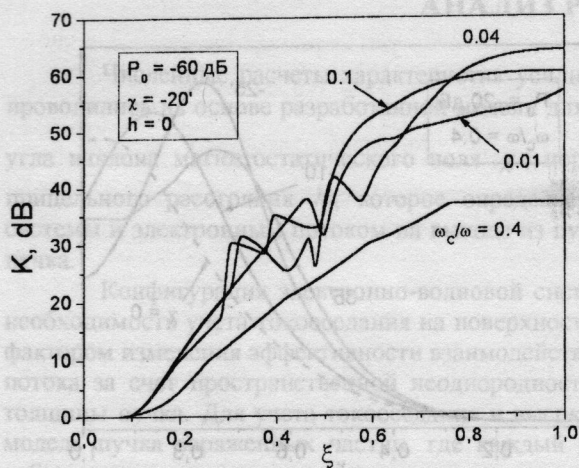


Рис. 5. Зависимости $K(\xi)$ для различных значений циклотронной частоты.

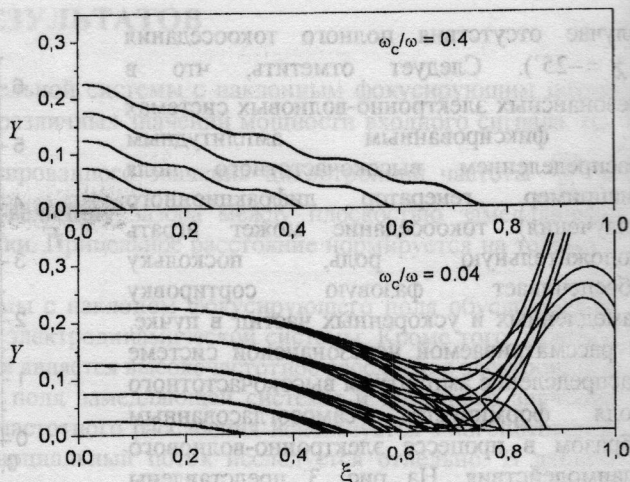


Рис. 6. Траектории электронов в пространстве взаимодействия

поверхности замедляющей системы. Естественно предположить, что увеличение поперечных смещений траекторий электронов приведет к сильному токооседанию и эффективность взаимодействия снизится. Однако результаты расчетов, приведенные на рис. 5, свидетельствуют об обратном эффекте – уменьшение индукции фокусирующего поля сопровождается повышением коэффициента усиления.

На рис. 6 изображены траектории электронов парциальных пучков для различных значений параметра $\frac{\omega_c}{\omega}$. Очевидно, что снижение индукции фокусирующего поля приводит к уменьшению количества заряженных частиц, оседающих на поверхность замедляющей системы. Для $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.4$ уже средний парциальный пучок не оседает полностью. В конечном счете именно уменьшение токооседания является основным фактором повышения коэффициента усиления. В конце пространства взаимодействия, где амплитуда высокочастотного поля достигает максимума, уменьшение индукции магнитостатического поля приводит к увеличению амплитуды высокочастотного тока.

На рис. 7 представлены зависимости коэффициента усиления от продольной координаты для случая повышенной мощности входного сигнала ($P_0 = -20$ дБ) и различных значений нормированной циклотронной частоты. В данном случае уменьшение индукции фокусирующего поля сопровождается снижением эффективности взаимодействия, причиной которого является увеличение динамических поперечных смещений траекторий электронов. Данный вывод следует из результатов траекторного анализа, приведенных на рис. 8. Следует отметить, что в данном случае токооседание не является основным фактором, обуславливающим снижение коэффициента усиления. Нарастание динамических поперечных смещений приводит к увеличению поперечных размеров электронного потока для значения

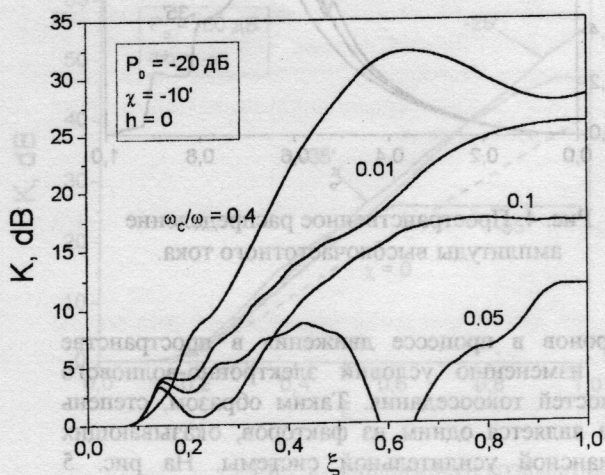


Рис. 7. Зависимости коэффициента усиления от продольной координаты.

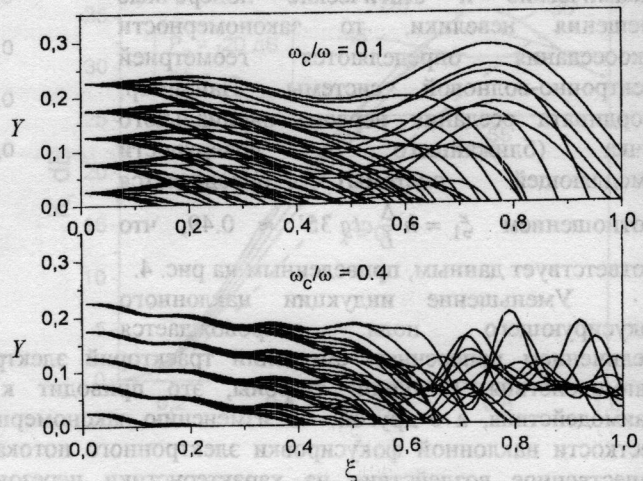


Рис. 8. Траектории электронов в пространстве взаимодействия.

$\frac{\omega_c}{\omega} = 0.1$ и, следовательно, к снижению сопротивления связи. Дальнейшее уменьшение нормированной циклотронной частоты сопровождается сначала снижением, а затем увеличением эффективности взаимодействия (рис. 7). Данный эффект обусловлен изменением пространственного распределения тока пучка в пространстве взаимодействия. Для значения $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.01$ практически единственным фактором, обуславливающим наклонное движение электронов и токооседание, являются динамические поперечные смещения траекторий электронов.

ВЫВОДЫ

Разработана многомерная нелинейная теория нерезонансного усилителя миллиметрового диапазона длин волн с наклонным относительно плоскости ЗС фокусирующим полем. Получены энергетические характеристики для различных значений угла наклона магнитостатического поля и его индукции. Установлены основные факторы изменения эффективности энергообмена между электронным потоком и полем ЗС: изменение сопротивления связи и оседание заряженных частиц на поверхность электродинамической системы. Результаты расчетов для различных значений мощности входного сигнала позволяют исследовать влияние динамических поперечных смещений траекторий электронов на закономерности физических процессов в многомерной усилительной системе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клиноотрон / Г.Я.Левин, А.И.Бородкин, А.Я.Кириченко и др. Под ред. А.Я.Усикова – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.
2. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цык А.И., Шестопалов В.П. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой // Изв. вузов. Радиоэлектроника, –1977. – №10. – С. 93-96.
3. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория резонансных генераторов с наклонным магнитостатическим полем // Радиотехника и электроника. – 1993. – 38. – №9. – С. 1690-1695.
4. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. – 1994. – 39. – №4. – С. 653-661.
5. K. Schünemann, D. M. Vavriv. Theory of the Clinotron: A Grating Backward-Wave Oscillator with Inclined Electron Beam // IEEE Trans. on Electron Devices. – 1999. – Vol. 46. – No. 11. – pp. 2245-2252.
6. В.Н.Шевчик, Д.И.Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. – М.: Сов. радио, 1970. – 584 с.
7. Ваврив Д.М., Третьяков О.А., Шматько А.А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника и электроника. – 1984. – 29. – №8. – С. 1571-1579.
8. Белявский Б.А. Исследование взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем в системах типа оротрон с целью увеличения эффективности генерируемых колебаний: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.04. – М., 1983. – 139 с. – Библ.: С. 132-139.