

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ И ОРДЕНА
ДРУЖБЫ НАРОДОВ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ.А.М.ГОРЬКОГО

м 314 - 790

УДК 621.385.6
ГАСНТИ 47.29.37

Е.Н.Одаренко, А.А.Шматько

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

Часть II. ПУСКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА
ПРИ НАКЛОННОМ ФОКУСИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Харьков-1990

В В Е Д Е Н И Е

В работе [1] получена система нелинейных нестационарных уравнений электронно-волнового процесса взаимодействия в резонансных генераторах О-типа для случая пространственно неоднородных магнитостатических полей в области движения электронов. Анализ пусковых характеристик генератора с гауссовским распределением поля в открытом резонаторе проводился в рамках слабосигнального приближения для простейшего случая однородного фокусирующего магнитного поля, имеющего только одну продольную компоненту V_y .

В данной работе рассматривается пусковой режим генератора с неоднородным фокусирующим полем, имеющим помимо продольной компоненты V_y , отличную от нуля поперечную составляющую V_z . Численный анализ проводится для случая наклонного постоянного магнитостатического поля, силовые линии которого образуют некоторый угол относительно вектора начальной скорости электронов пучка.

Все исходные допущения, принятые в [1], сохраняются, что позволяет использовать систему уравнений (12') (нумерация со штрихом соответствует выражениям из [1]).

ВЫВОД ОСНОВНЫХ РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЙ

В общем случае компоненты магнитостатического поля, в котором движутся электроны пучка, являются функциями продольной и поперечной координат. Учет зависимости этих величин от поперечной координаты Z приводит к значительному усложнению уравнения движения, характеризующего поперечное смещение

электронов. Однако, если учесть, что протяженность области взаимодействия электронов с высокочастотным полем резонатора в поперечном направлении (вдоль оси Oz) порядка толщины электронного пучка, то с достаточной степенью точности можно считать компоненты фокусирующего поля B_y и B_z функциями только продольной координаты ξ . Изменение пространственной структуры магнитоэстатического поля при условии $B_z \ll B_y$ приводит к преобразованию лишь уравнения движения для поперечной координаты электрона (по сравнению со случаем конечного однородного магнитного поля). Поэтому в дальнейшем остановимся подробнее только на решении уравнения (46'), описывающего поперечное смещение электронов. Запишем его в случае $\mathcal{F} \ll 1$ при произвольной зависимости B_z и B_y от ξ .

$$\frac{\partial^2 Z_1}{\partial \xi^2} + \tilde{\omega}^2 Z_1 = -f(\xi) \sin(\Phi \xi + \varphi) \Psi(Z_0) + \frac{2}{\mathcal{F}} M B_y(\xi) \int_0^{\xi} B_z(\xi') d\xi'; \quad (I)$$

где $M = (L \hat{\eta} / v_0)^2$. При нулевых начальных условиях решение уравнения (I) представим в виде:

$$Z_1 = \Psi(Z_0) Z_1^0 + \frac{2}{\mathcal{F}} Z_1^H \quad (2)$$

где $Z_1^0 = -\frac{1}{\tilde{\omega}} \int_0^{\xi} f(\xi') \sin(\Phi \xi' + \varphi) \sin \tilde{\omega}(\xi - \xi') d\xi'; \quad (3)$

$$Z_1^H = \frac{M}{\tilde{\omega}} \int_0^{\xi} B_y(\xi') \sin \tilde{\omega}(\xi - \xi') \int_0^{\xi'} B_z(\xi'') d\xi'' d\xi'. \quad (4)$$

Подставив (2) в уравнение (II'), получим выражение для величины поперечного смещения траектории электрона в пространстве взаимодействия генератора:

$$Z = Z_0 + \mathcal{F} \frac{L}{2H} \Psi(Z_0) Z_1^0 + \frac{L}{H} Z_1^H \quad (5)$$

Первое слагаемое в (5) характеризует движение электронов в постоянном продольном магнитном поле V_0 . Второе слагаемое определяет взаимодействие электронов с поперечной составляющей электрического поля синхронной волны. Третье слагаемое характеризует изменение траектории электронов за счет неоднородности фокусирующего поля (наличие поперечной компоненты V_z). Соотношение между этими слагаемыми зависит от амплитуды СВЧ колебаний в генераторе, величины индукции магнито-статического поля V_0 и других параметров, входящих в (5), а также от вида функциональных зависимостей $V_y(\xi)$ и $V_z(\xi)$. В рамках слабосигнального приближения возможна ситуация, когда значение третьего слагаемого значительно превосходит второе (т.к. $\bar{I} \ll I$). В этом случае могут наблюдаться дополнительные сильные смещения траекторий электронов. Величины этих смещений траекторий по поперечной координате следует учитывать при вычислении интеграла взаимодействия. Так, при определении крутизны колебательной характеристики согласно (I2в'), пределы интегрирования по поперечной координате $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ необходимо считать функциями продольной координаты ξ . Значительные смещения траекторий электронов могут привести к существенному токооседанию на поверхность замкнутой системы. Этот фактор, в свою очередь, приводит к изменению токораспределения вдоль пространства взаимодействия. Первоначальная величина тока пучка изменяется вдоль системы, что необходимо учитывать при интегрировании в (I2в') не только по поперечной, но и по продольной координате. Таким образом, в (I2в') интеграл по ξ отличен от нуля не на всей длине пространства взаимодействия, а лишь на той его части, где

есть ток пучка.

Используя решение (2) и подставляя его в уравнение возбуждения (12в'), получим стандартную систему уравнений для начальной стадии самовозбуждения колебаний

$$\frac{d\mathcal{F}}{d\tau} + (1 - G S_1) \mathcal{F} = 0 ; \quad (6a)$$

$$\frac{d\delta}{d\tau} + \Delta\omega + G S_2 = 0 ; \quad (6б)$$

$$S = S_1 + i S_2 \quad (6в)$$

Неоднородность фокусирующего магнитного поля приводит к усложнению выражения для крутизны колебательной характеристики прибора S .

Для удобства записи введем в рассмотрение матрицу $[S]$:

$$[S] = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ 0 & S_{22} & S_{23} \\ 0 & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \quad (7)$$

и интегральный оператор T :

$$T(X) = \frac{\hat{H}}{4} \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi\xi} \int_{z^{(1)}}^{z^{(2)}} \Psi^2(z_0) \int_0^{\xi} f(\xi') X e^{-i\Phi\xi'} d\xi' dz_0 d\xi \quad (8)$$

Элементы матрицы (7) можно представить следующим образом:

$$S_{11} = i\Phi_0 T(\xi - \xi') ; \quad (9a)$$

$$S_{12} = \Phi_0 T\left(\frac{\partial Z_1^H}{\partial \xi}(\xi - \xi')\right) ; \quad (9б)$$

$$S_{13} = -i\Phi_0(\Phi_0 - \Phi) T(Z_1^H(\xi - \xi')) ; \quad (9в)$$

$$S_{22} = -T(\cos \tilde{\omega}(\xi - \xi')) ; \quad (9г)$$

$$S_{23} = (\Phi_0 - \Phi) T(Z_1^H \cos \tilde{\omega}(\xi - \xi')) ; \quad (9д)$$

$$S_{32} = \frac{(\Phi_0 - \Phi)}{\tilde{\omega}} T \left(\frac{\partial Z_1^H}{\partial \xi} \sin \tilde{\omega} (\xi - \xi') \right); \quad (9a)$$

$$S_{33} = i \frac{(\Phi_0 - \Phi)}{\tilde{\omega}} T \left(\sin \tilde{\omega} (\xi - \xi') \right). \quad (9b)$$

След матрицы (7) определяет крутизну колебательной характеристики генератора в случае, когда неоднородность магнито-статического поля сказывается только при определении пределов $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$

$$S^0 = Sp([S]) \quad (10)$$

В случае однородного продольного фокусирующего поля матрица $[S]$ становится диагональной и ее след (14в') полностью определяет крутизну колебательной характеристики генератора.

Отличные от нуля недиагональные элементы характеризуют влияние неоднородности фокусирующего поля на различные механизмы взаимодействия синхронной волны с электронами при их двумерном движении. Элементы первой строки определяют энергию поля, обусловленную механизмом продольной группировки электронов, второй строки — энергию за счет поперечного движения циклотронных волн, третьей строки — энергию за счет продольного движения циклотронных волн. Наличие в матрице (7) двух нулевых элементов обусловлено тем, что в рамках выбранной модели уравнение движения электронов в продольном направлении не изменяется при наличии слабой неоднородности фокусирующего магнитного поля.

Крутизна колебательной характеристики генератора представляется суммой всех элементов матрицы $[S]$

$$S = S^0 + S^H; \quad (11)$$

$$S^H = \sum_{\substack{m, n=1 \\ m \neq n}}^3 S_{mn} \quad (I2)$$

Рассмотрим конкретную пространственную структуру магнитостатического поля с двумя координатными компонентами. В данной работе ограничимся случаем наклонного магнитного поля, когда значения составляющих вектора индукции \vec{B}_0 постоянны во всем пространстве взаимодействия. Компоненты B_y и B_z определяются выражениями (β , γ'):

$$B_y = B_0 \cos \chi ; \quad (I3a)$$

$$B_z = B_0 \sin \chi . \quad (I3б)$$

Случай наклонного магнитостатического фокусирующего поля представляет интерес и с практической точки зрения, поскольку обычно в реальных приборах из-за погрешности в юстировке практически невозможно обеспечить прямолинейное движение электронов и вектор магнитной индукции \vec{B}_0 образует некоторый угол с направлением катод-коллектор. В рамках выбранной двумерной модели рассматривается магнитостатическое поле, силовые линии которого образуют угол с осью OY в плоскости, перпендикулярной плоскости замкнутой системы.

Подставляя (I3) в (4), находим выражения для Z_I^H и его производной $\partial Z_I^H / \partial \xi$, необходимые для вычисления крутизны колебательной характеристики:

$$Z_1^H = \frac{\hat{M}}{2\tilde{\omega}^2} \sin 2\chi \left(\xi - \frac{\sin \tilde{\omega} \xi}{\tilde{\omega}} \right) ; \quad (I4)$$

$$\frac{\partial Z_1^H}{\partial \xi} = \frac{\hat{M}}{2\tilde{\omega}^2} \sin 2\chi \left(1 - \cos \tilde{\omega} \xi \right) ; \quad (I5)$$

где $\hat{M} = M B_0^2 = \left(\frac{\omega_c}{\omega} \Phi_0 \right)^2$.

Из (5) и (14) следует естественный вывод о том, что при достаточно большом значении фокусирующего магнитного поля и малых \overline{F} сложные в общем случае траектории электронов вырождаются в прямые, параллельные вектору магнитной индукции. Знак величины Z_1^H определяется знаком аргумента χ . В выбранной системе координат (см. рис. 1') отрицательные значения параметра χ соответствуют отклонению электронного потока в замкнутой системе, положительные - от нее. Интерес представляют лишь отрицательные углы наклона, т.к. в этом случае возможно существенное изменение токораспределения вдоль оси Oy и, как следствие, улучшение или ухудшение электронно-волнового взаимодействия.

Перейдем к анализу особенностей самовозбуждения колебаний в генераторе с наклонным магнитостатическим полем.

АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вычисление интеграла в выражении (8) в аналитическом виде затруднительно в связи с наличием переменных пределов интегрирования, являющихся функциями ξ . Поэтому крутизна колебательной характеристики определялась численно. Для каждого фиксированного значения ξ находилась поперечная координата центра пучка по формуле

$$\hat{h} = h + L Z_1^H ; \quad (16)$$

и затем вычислялись значения $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ (см. также [2-3]) в зависимости от взаимного расположения пучка и плоскости замкнутой системы. В случае $\hat{h} \geq 0$ получаем

$$r \leq 2 \frac{\hat{h}}{\Delta} - 1 ; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{1}{H} \left(\hat{h} - \frac{\Delta}{2} \right) \\ Z^{(2)} = \frac{1}{H} \left(\hat{h} + \frac{\Delta}{2} \right) \end{cases} \quad (I7a)$$

$$2 \frac{\hat{h}}{\Delta} - 1 < r \leq 2 \frac{\hat{h}}{\Delta} + 1 ; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r}{H(1+r)} \hat{h} \\ Z^{(2)} = \frac{1}{H} \left(\hat{h} + \frac{\Delta}{2} \right) \end{cases} \quad (I7б)$$

$$r > 2 \frac{\hat{h}}{\Delta} + 1 ; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r}{H(1+r)} \hat{h} \\ Z^{(2)} = \frac{r}{H(r-1)} \hat{h} \end{cases} \quad (I7в)$$

Случаю $\hat{h} < 0$ соответствуют следующие выражения:

$$r < 1 - 2 \frac{|\hat{h}|}{\Delta} ; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r}{H(1-r)} |\hat{h}| \\ Z^{(2)} = \frac{1}{H} \left(\frac{\Delta}{2} - |\hat{h}| \right) \end{cases} \quad (I7г)$$

$$r \geq 1 - 2 \frac{|\hat{h}|}{\Delta} ; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = 0 \\ Z^{(2)} = 0 \end{cases} \quad (I7д)$$

Постоянные параметры уравнения возбуждения и распределение поля в резонаторе те же, что и в работе [I].

Заметим, что процедуру получения аналитических выражений для слагаемых (9) можно существенно упростить, если считать, что $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ не зависят от ξ . Изменение токо-распределения при таком приближенном подходе учитывается введением определенных коэффициентов, зависящих только от параметров электронно-оптической системы прибора и от вида слагающей СВЧ поля в резонаторе. Заранее оговорим, что такое приближение оправдано только при довольно сильных фокусирующих полях. Результаты вычислений ввиду их громоздкости вынесены в Приложение.

Основные характеристики пускового режима генератора (инкремент нарастания α , пусковой ток $I_{\text{пуск}}$, электронное смещение частоты $\delta\omega$) определяются значением комплексной крутизны колебательной характеристики (см. (17' - 19')).

На рис. 1 представлены зависимости минимального по зоне генерации значения приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}^{\text{min}} \sim I_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ от параметра $\frac{\omega_c}{\omega}$, характеризующего величину магнитного поля, при различных углах наклона χ . Штриховыми линиями отмечены значения $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ при бесконечном фокусирующем поле ($B_0 \rightarrow \infty$, $\frac{\omega_c}{\omega} \rightarrow \infty$). При сравнительно больших значениях χ зависимость $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\frac{\omega_c}{\omega})$ достигает своего минимума при $\frac{\omega_c}{\omega} \rightarrow \infty$. При меньших значениях χ , а также в случае $\chi = 0$, минимум наблюдается при небольших значениях индукции фокусирующего поля, когда динамические и статические смещения траекторий электронов довольно существенны. Такое различие этих зависимостей при малых и больших углах наклона магнитного поля свидетельствует о том, что с увеличением параметра χ процессы, обусловленные наличием у фокусирующего поля поперечной составляющей, превалируют над процессами, характерными для случая $\chi = 0$.

При малых углах χ зависимость приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ от $\frac{\omega_c}{\omega}$ качественно совпадает с аналогичной зависимостью для случая однородного магнитного поля (см. рис. 7'). Однако значение пускового тока при наклонном фокусирующем поле меньше. Увеличение χ сопровождается существенным изменением зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\frac{\omega_c}{\omega})$. Она становится осциллирующей, причем амплитуда осцилляций уменьшается с увеличением индукции магнитного поля. Такой характер зависимости пуско-

вого тока от величины магнитного поля при сравнительно больших углах χ определен в основном траекториями электронов пучка. Действительно, как видно из (14), при слабых фокусирующих полях зависимость Z_I^n от ξ и $\frac{\omega_c}{\omega}$ является осциллирующей, что приводит к изменению токораспределения в приборе. Сказанное выше иллюстрируется графиками на рис. 2, на которых показаны распределения тока замедляющей системы, нормированного на полный ток I_{II} , поступающий в резонатор. Для каждого значения координаты ξ нормированный ток замедляющей системы вычислялся по формуле

$$\frac{I_{zc}}{I_n} = 1 - \frac{(\Delta Z)_{\xi}}{(\Delta Z)_0} ; \quad (18)$$

где $(\Delta Z)_{\xi}$ - интервал интегрирования по поперечной координате при данном значении ξ , $(\Delta Z)_0$ - тот же интервал при $\xi = 0$ (с учетом токооседания за счет статических смещений траекторий электронов, обусловленных воздействием анодной линзы). Вертикальными штриховыми линиями ограничена область пятна поля в резонаторе. Из рисунков видно существенное отличие токораспределения для различных значений χ . При малых значениях χ (рис. 2а) с увеличением магнитного поля происходит монотонное уменьшение токооседания, а при сравнительно больших χ (рис. 2б) - этот процесс значительно усложняется. Сравнительный анализ рисунков 1 и 2б для разных значений $\frac{\omega_c}{\omega}$ подтверждает, что осциллирующий характер зависимости приведенного пускового тока связан с процессами токооседания в пределах пятна поля. Пунктирной линией на рис. 2б обозначено токораспределение при $\frac{\omega_c}{\omega} \rightarrow \infty$. Таким образом, при данном значении угла наклона и сравнительно

Больших значениях $\frac{\omega_c}{\omega}$ пучок почти полностью осаждается на замсистему уже в пределах пятна поля. Однако пусковой ток при этом меньше, чем в случае, когда электроны пролетают всю длину пространства взаимодействия. Понятно, что при дальнейшем увеличении угла наклона все электроны пучка будут оседать при меньших значениях ξ . Сам по себе этот процесс снижает эффективность электронно-волнового взаимодействия, однако, вместе с тем, условие $\chi < 0$ означает, что электроны при своем движении приближаются к поверхности замсистемы. В результате продольная группировка пучка осуществляется в более сильном поле синхронной волны (у поверхности замсистемы) при одновременном увеличении интенсивности поперечного взаимодействия. Эти факторы положительно влияют на самовозбуждение автоколебаний, в отличие от отмеченного выше. Минимум пускового тока генератора по углу наклона фокусирующего поля как раз и является следствием оптимального соотношения этих процессов.

На рис. 3 представлены зависимости минимального по Φ приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ от параметра ($\sin 2\chi$) при различных расстояниях между катодом электронной пушки и плоскостью замсистемы. Штриховыми линиями обозначены зависимости, полученные с использованием приближенных аналитических выражений для крутизны колебательной характеристики генератора (см. Приложение). Из графиков видно, что несмотря на некоторую количественную погрешность, вносимую приближенным решением особенно при сравнительно больших углах наклона χ , оно довольно правильно отражает общие закономерности процесса энергообмена.

При увеличении значения h/H минимум приведенного пускового тока смещается в сторону больших по абсолютной величине χ , сохраняя примерно на одном уровне свое значение. Кроме того, расширяется диапазон значений параметра $\sin 2\chi$, соответствующий области наименьших $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$. Следовательно, увеличивая расстояние между катодом электронной пучки и плоскостью замсистемы, выбором угла наклона фокусирующего поля можно поддерживать практически на одном уровне минимальное значение пускового тока. При этом уменьшается чувствительность системы к погрешности установления оптимального значения χ , что существенно на практике.

Кривая на рис. 3, построенная при $h/H = 0,125$, соответствует случаю, когда нижняя кромка анодного отверстия электронной пучки находится в плоскости замсистемы. Такая ситуация характерна для реальных приборов, где для повышения эффективности взаимодействия с синхронной пространственной гармоникой электронный пучок пропускается вплотную к замсистеме. В данном случае наиболее эффективен режим с $\chi = 0$, что согласуется с экспериментальными данными [4].

Изменение токораспределения пучка в пространстве взаимодействия за счет изменения угла наклона магнитостатического поля показано на рис. 4. Из графиков видно, что при оптимальном для данного h/H значении χ электронный поток полностью оседает на замсистему, не достигая коллектора. Некоторая часть пучка оседает уже в пятне поля (область, ограниченная вертикальными штриховыми линиями). Заметим, что приведенный пусковой ток в случае $\sin 2\chi = -0,03$ мало отличается от минимального, но при этом практически все электроны

создают на замкнутую систему в пределах пятна поля. Сравнивая зависимости на рис. 3 и 4, можно сделать вывод о том, что значение пускового тока остается приблизительно на одном уровне в диапазоне значений χ , соответствующем преимущественному созданию электронного потока от коллектора до ближней к нему границы пятна поля.

На рис. 5 показаны зависимости приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}$ от параметра рассинхронизма Φ при различных значениях угла наклона фокусирующего поля. Штриховые кривые рассчитаны по аналитическим формулам Приложения. Увеличение χ приводит не только к изменению минимального значения величины $G_{\text{пуск}}$, но и к расширению диапазона электронной перестройки прибора, в пределах которого это минимальное значение остается примерно на одном уровне.

Влияние величины фокусирующего поля на инкремент нарастания амплитуды колебаний изучено в [1], поэтому в данной работе рассмотрим только зависимость этой характеристики пускового режима от значения угла наклона χ . Из графиков, представленных на рис. 6, видно, что увеличение параметра

$\sin 2\chi$ сопровождается смещением максимума α в сторону больших по абсолютной величине значений Φ . Поскольку в данном случае практически отсутствуют динамические смещения траекторий электронов и статические пульсации границы пучка, то это явление связано только с фактом наклонного движения электронов. Действительно, при $\chi \neq 0$ происходит уменьшение продольной составляющей невозмущенной скорости электронов и минимальное соотношение между этой составляющей и фазовой скоростью синхронной волны будет наблюдаться при больших по

в других значениях начального рассинхронизма. Понятно, что по этой же причине происходит смещение минимального значения $G_{\text{пуск}}$ по оси Φ . Заметим, что ослабление зависимости приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}$ в области его минимальных значений от параметра Φ при увеличении угла χ так же вызвано уменьшением продольной скорости электронов $v_y = v_0 \cos \chi$.

На рис. 7 представлены зависимости электронного смещения частоты (ЭСЧ) от параметра Φ при различных χ . Анализ графиков показывает, что наклон слабого магнитостатического поля практически не влияет на ЭСЧ (на рис. 7а изображены кривые для значений $\sin 2\chi = -0,01$ и $-0,04$). В сильном магнитном поле увеличение угла наклона сопровождается уменьшением крутизны ЭСЧ и смещением точки, соответствующей условию $\delta\omega = 0$, в сторону больших по модулю значений Φ . Причины этого смещения, по-видимому, те же, что и для инкремента нарастания. В силу того, что с изменением наклона магнитного поля меняется крутизна электронной перестройки, качеством спектра выходного сигнала можно управлять, изменяя не только величину фокусирующего поля, но и его наклон.

ВЫВОДЫ

1. Наклон фокусирующего поля приводит к существенному качественному и количественному изменению зависимости пускового тока от величины магнитной индукции. Это явление обусловлено характером токораспределения в пространстве взаимодействия.
2. При увеличении угла наклона значение пускового тока проходит через минимум (при больших B_0). Существует область

значений χ , обеспечивающих меньший пусковой ток по сравнению со случаем $\chi = 0$. Его величина может быть уменьшена в несколько раз.

3. Изменение токораспределения на участке пространства взаимодействия от коллектора до пятна поля незначительно сказывается на величине пускового тока.

4. При наличии угла наклона магнитного поля появляется сравнительно широкий интервал значений φ , в пределах которого пусковой ток примерно равен минимальному.

5. Увеличение угла наклона приводит к смещению по φ максимума инкремента нарастания амплитуды колебаний и значения рассинхронизма, соответствующего условию $\delta\omega = 0$ при одновременном уменьшении крутизны ЭСЧ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРИБЛИЖЕННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЯ КРУТИЗНЫ
КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Чтобы вычислить интегралы в выражениях (9) аналитически, будем считать, что $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ в (8) не зависят от ξ . В этом приближении процедуры интегрирования по ξ и по Z_0 разделяются. Поскольку возможна ситуация, когда электронный поток не достигает коллекторного конца и оседает на замсистему, то необходимо ввести поправочный коэффициент. Этот коэффициент отражает тот факт, что электроны пролетают не все пространство взаимодействия. В связи с этим, интегрирование по продольной координате необходимо проводить не по всей длине замсистемы. Определим искомую поправку. Считаем, что все электроны пучка долетают до координаты ξ_0 , соответствующей точке оседания электрона, находящегося на оси потока (серединного электрона). Вычисляем затем отношение площади огибающей СВЧ поля в резонаторе, определяемой на отрезке $[0, \xi_0]$, к полной площади этой огибающей. В нашем случае огибающая представляет собой гауссиан, и поправочный коэффициент можно записать следующим образом

$$K = \frac{1}{2} (1 + \operatorname{erf}(Z^{(0)})) ; \quad (16)$$

где $Z^{(0)} = \frac{I}{W} (\xi_0 - 0,5)$, $\operatorname{erf}(x)$ - интеграл вероятности [1]. В случае $\xi_0 \geq 1$ естественно считать $K = 1$. Пределы интегрирования $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ в случае $\xi_0 < 1$ будем вычислять при $\xi = 0,5 \xi_0$; в случае $\xi_0 \geq 1$ - при $\xi = 0,5$.

Интегралы с этими пределами в (9) вычисляются относительно просто, если считать значения функции $f(\xi)$ на кон-

дан пространства взаимодействия экспоненциально малы. Это позволяет перейти к бесконечным пределам интегрирования по $\tilde{\Sigma}$. Слагаемые (9а, в, ж) выражаются через формулы (23'). Выпишем результаты интегрирования для остальных слагаемых крутизны колебательной характеристики

$$S_{12} = \mathcal{J}_z \left(\mathcal{J}_{121} - i \frac{\hat{R}}{\tilde{\omega}^2} \mathcal{J}_1 \right) ; \quad (I7a)$$

$$S_{13} = \mathcal{J}_z \left(\mathcal{J}_{131} + \mathcal{J}_{132} \right) ; \quad (I7б)$$

$$S_{23} = \mathcal{J}_z \left(\mathcal{J}_{231} + \mathcal{J}_{232} \right) ; \quad (I7в)$$

$$S_{32} = \mathcal{J}_z \left(\mathcal{J}_{321} - i \frac{\hat{R}}{\tilde{\omega}^2} \mathcal{J}_3 \right) ; \quad (I7г)$$

Здесь

$$\mathcal{J}_z = \hat{H} \int_{Z^{(1)}}^{Z^{(2)}} \Psi^2(Z_0) dZ_0 ; \quad \hat{R} = \frac{1}{2} \hat{M} \sin 2\chi ;$$

выражения \mathcal{J}_1 и \mathcal{J}_3 соответствуют (23').

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{121} = & -\frac{\Phi_0 \hat{A}}{\sqrt{2}} e^{-\frac{(w\tilde{\omega})^2}{8}} \left\{ \left[1 - \frac{\beta^+}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\beta^+}{\sqrt{8}}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \beta^+ e^{-\frac{(\beta^+)^2}{8}} \right] e^{i\frac{\tilde{\omega}}{2}} + \right. \\ & \left. + \left[1 - \frac{\beta^-}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\beta^-}{\sqrt{8}}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \beta^- e^{-\frac{(\beta^-)^2}{8}} \right] e^{-i\frac{\tilde{\omega}}{2}} \right\} ; \end{aligned} \quad (I8a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{131} = & -i\Phi_0(\Phi_0 - \Phi) \hat{A} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} - \Phi_w F\left(\frac{\Phi_w}{\sqrt{2}}\right) + \frac{w\sqrt{\pi}}{2} (1 - \Phi_w^2) e^{-\frac{(\Phi_w)^2}{2}} + \right. \\ & \left. - i \left[\frac{\Phi_w \sqrt{\pi}}{2} e^{-\frac{(\Phi_w)^2}{2}} + \frac{w}{2} (\sqrt{2} \Phi_w + 2(1 - \Phi_w^2) F\left(\frac{\Phi_w}{\sqrt{2}}\right)) \right] \right\} ; \end{aligned} \quad (I8б)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{321} = & \frac{\Phi_0(\Phi_0 - \Phi) \hat{A}}{\sqrt{2} \tilde{\omega}} e^{-\frac{(w\tilde{\omega})^2}{8}} \left\{ \left[1 - \frac{\beta^+}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\beta^+}{\sqrt{8}}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \beta^+ e^{-\frac{(\beta^+)^2}{8}} \right] e^{i\frac{\tilde{\omega}}{2}} - \right. \\ & \left. - \left[1 - \frac{\beta^-}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\beta^-}{\sqrt{8}}\right) + i\sqrt{\frac{\pi}{8}} \beta^- e^{-\frac{(\beta^-)^2}{8}} \right] e^{-i\frac{\tilde{\omega}}{2}} \right\} ; \end{aligned} \quad (I8в)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{231} = \frac{(\Phi_0 - \Phi) \hat{A}}{\sqrt{2} w} \left\{ w + (1 + i\Phi^+ w^2) \sqrt{\frac{\pi}{8}} e^{-\frac{(\Phi^+ w)^2}{2}} + \frac{i - \Phi^+ w^2}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\Phi^+ w}{\sqrt{2}}\right) + \right. \\ \left. + (1 + i\Phi^- w^2) \sqrt{\frac{\pi}{8}} e^{-\frac{(\Phi^- w)^2}{2}} + \frac{i - \Phi^- w^2}{\sqrt{2}} F\left(\frac{\Phi^- w}{\sqrt{2}}\right) \right\}; \end{aligned} \quad (I8\Gamma)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{232} = i \frac{(\Phi_0 - \Phi)}{2 w \tilde{\omega}} \hat{A} e^{-\frac{(w\tilde{\omega})^2}{8}} \left\{ \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^+ + \tilde{\omega})^2} + e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^- + \tilde{\omega})^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \left(F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^+ + \tilde{\omega})\right) + F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^- + \tilde{\omega})\right) \right) \right] e^{i\frac{\tilde{\omega}}{2}} - \right. \\ \left. - \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^+ - \tilde{\omega})^2} + e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^- - \tilde{\omega})^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \left(F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^+ - \tilde{\omega})\right) + F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^- - \tilde{\omega})\right) \right) \right] e^{-i\frac{\tilde{\omega}}{2}} \right\}; \end{aligned} \quad (I8\Delta)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{321} = i \frac{(\Phi_0 - \Phi)}{2 w \tilde{\omega}} \hat{A} e^{-\frac{(w\tilde{\omega})^2}{8}} \left\{ \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^+ + \tilde{\omega})^2} - e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^- + \tilde{\omega})^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \left(F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^+ + \tilde{\omega})\right) - F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^- + \tilde{\omega})\right) \right) \right] e^{i\frac{\tilde{\omega}}{2}} + \right. \\ \left. + \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^+ - \tilde{\omega})^2} - e^{-\frac{w^2}{8}(2\Phi^- - \tilde{\omega})^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \left(F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^+ - \tilde{\omega})\right) - F\left(\frac{w}{\sqrt{8}}(2\Phi^- - \tilde{\omega})\right) \right) \right] e^{-i\frac{\tilde{\omega}}{2}} \right\}. \end{aligned} \quad (I8\epsilon)$$

Где обозначено: $\hat{A} = \frac{\hat{R} A^2 w^3 \sqrt{\pi}}{8 \tilde{\omega}^2};$

$$\Phi^\pm = \Phi \pm \tilde{\omega};$$

$$\theta^\pm = (2\Phi \pm \tilde{\omega})w.$$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Сдаренко Е.Н., Шматько А.А. Теория электронных СВЧ приборов 0-типа с различным распределением магнитостатического поля. Ч. I. Влияние однородного магнитного поля на самовозбуждение колебаний в оротронных генераторах / Харьк. ун-т. - Харьков, 1989. - 32 с. - Деп. в ВИНТИ. 19.07.89 №4765-В89.
2. Цык А.И. Влияние динамических и статических смещений электронов на стартовые токи генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиофизика. - 1978. - 21, № 8. - С.1216 - 1219.
3. Русли Ф.С., Синенко Л.А. Влияние пульсаций электронного потока на работу оротрона // Радиотехника и электрон. - 1979. - 24, № 7. - С.1396 - 1404.
4. Черубенко В.В., Цык А.И. Исследование генератора дифракционного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн // Радиотехника. - Харьков: Вища шк., 1971. - Вып. 19. - С.107 - 113.
5. Гудников А.П., Бричков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. - М.: Наука, 1981. - 800 с.

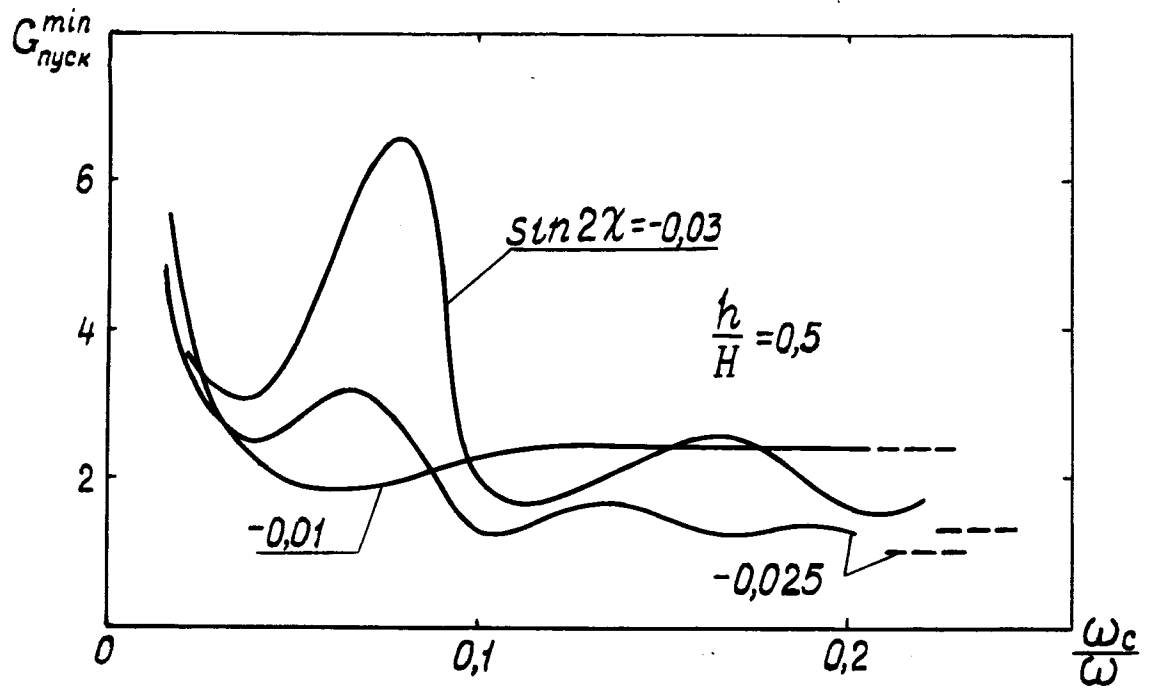
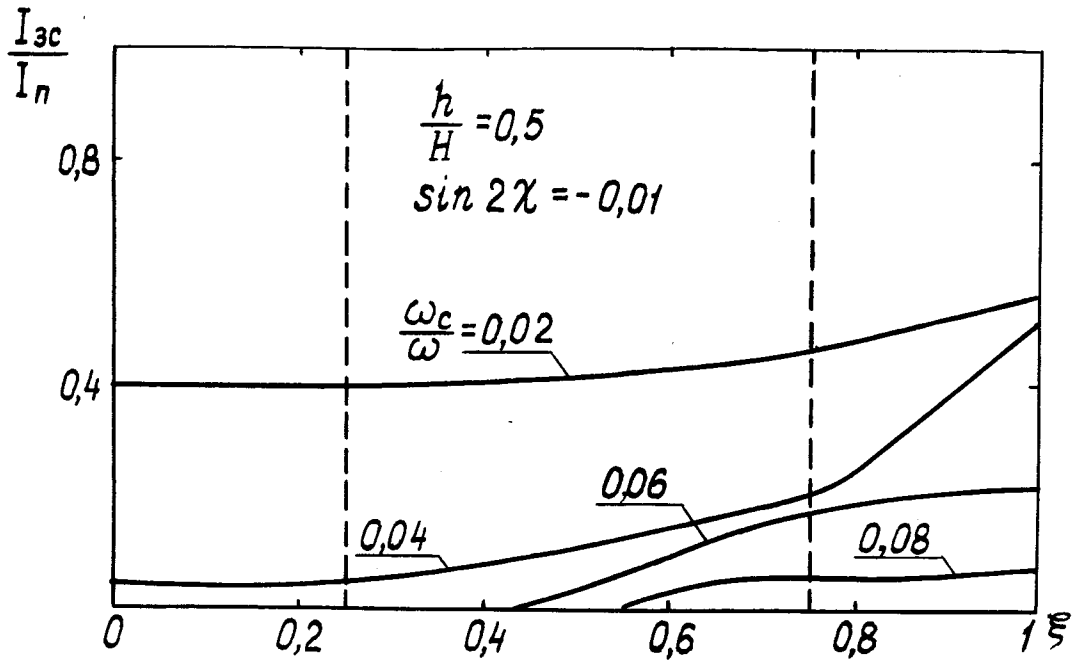
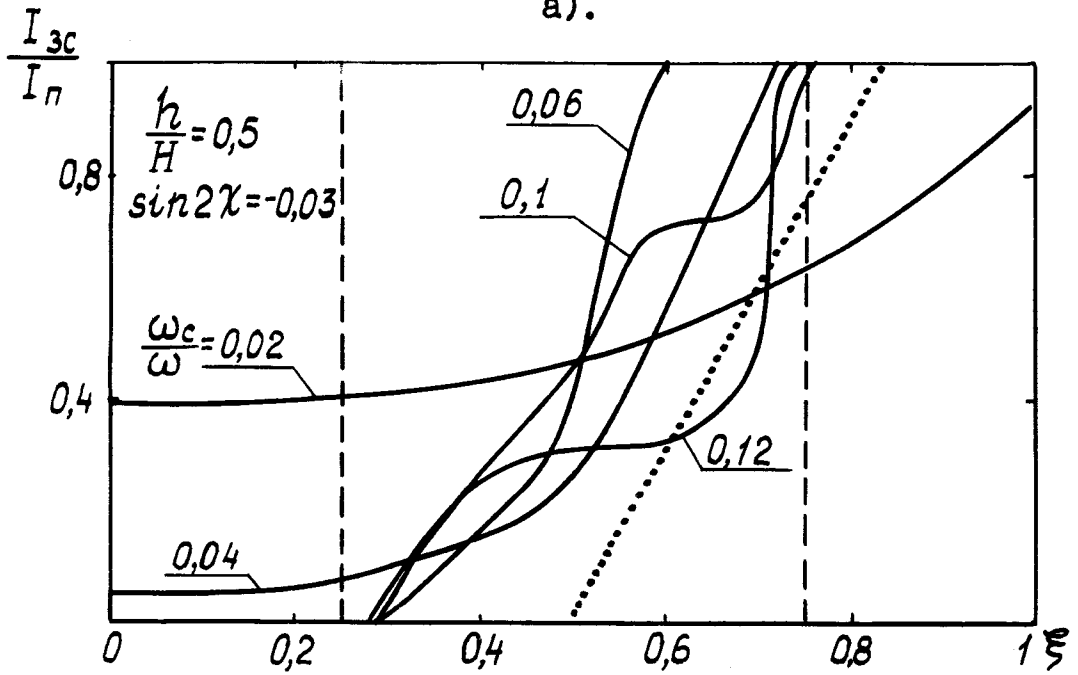


Рис. I. Зависимость минимального по зоне генерации приведенного пускового тока от величины фокусирующего поля.



а).



б).

Рис.2. Токораспределение вдоль пространства взаимодействия генератора.

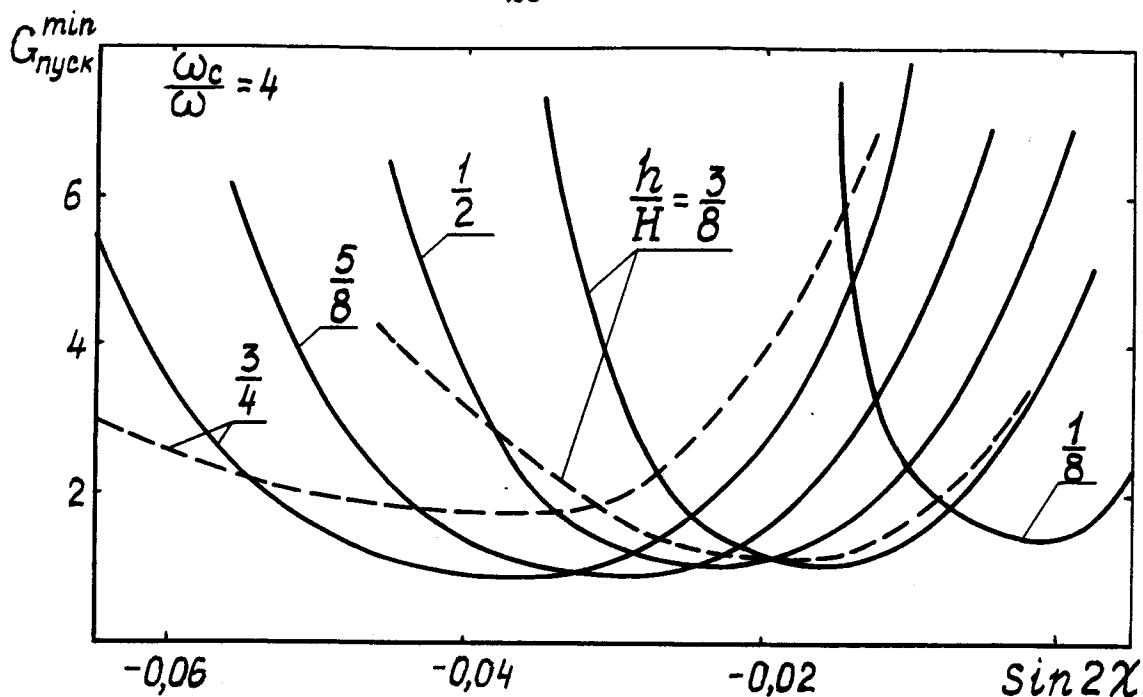


Рис.3. Зависимость приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ от величины угла наклона фокусирующего поля.

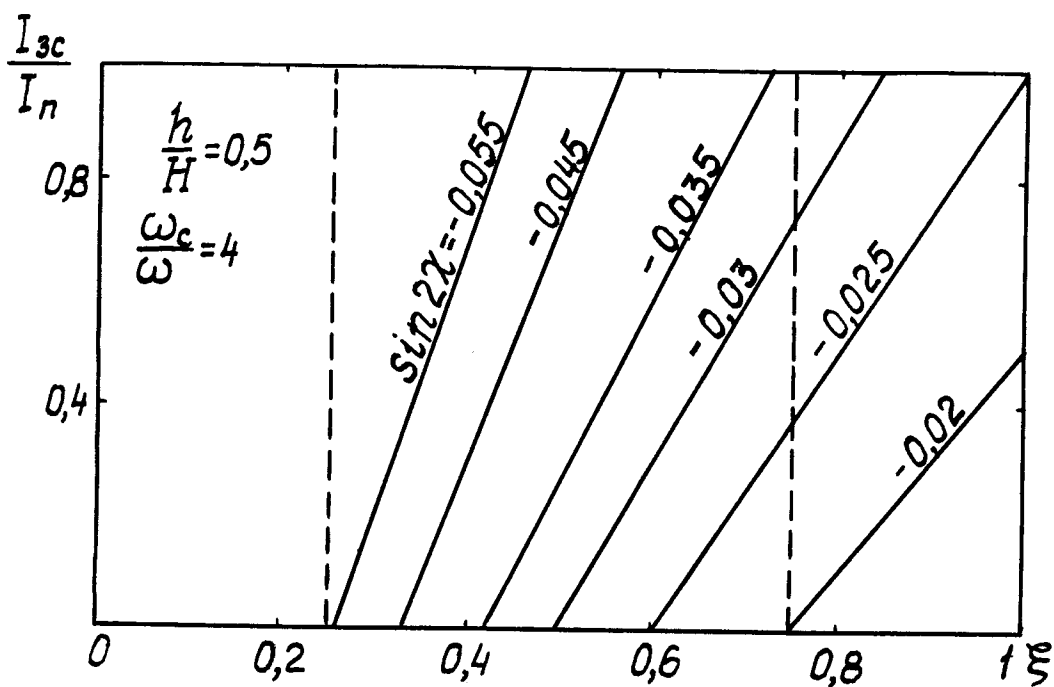


Рис.4. Токораспределение в генераторе для случая сильного фокусирующего магнитного поля.

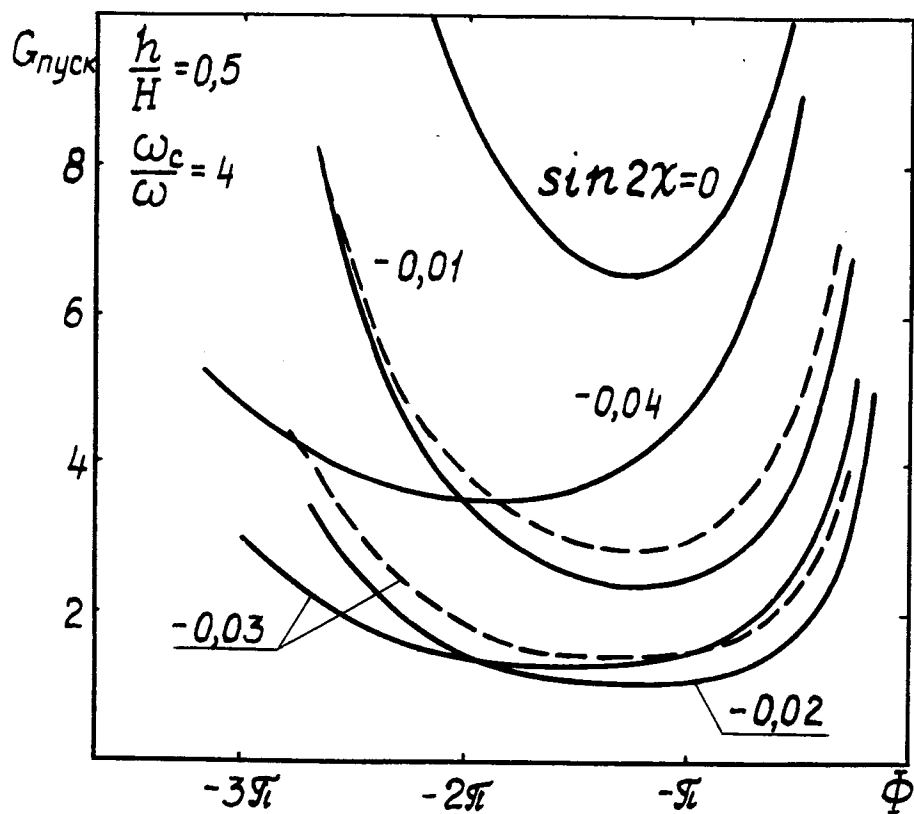


Рис.5. Зависимость приведенного пускового тока от параметра пространственного рассинхронизма.

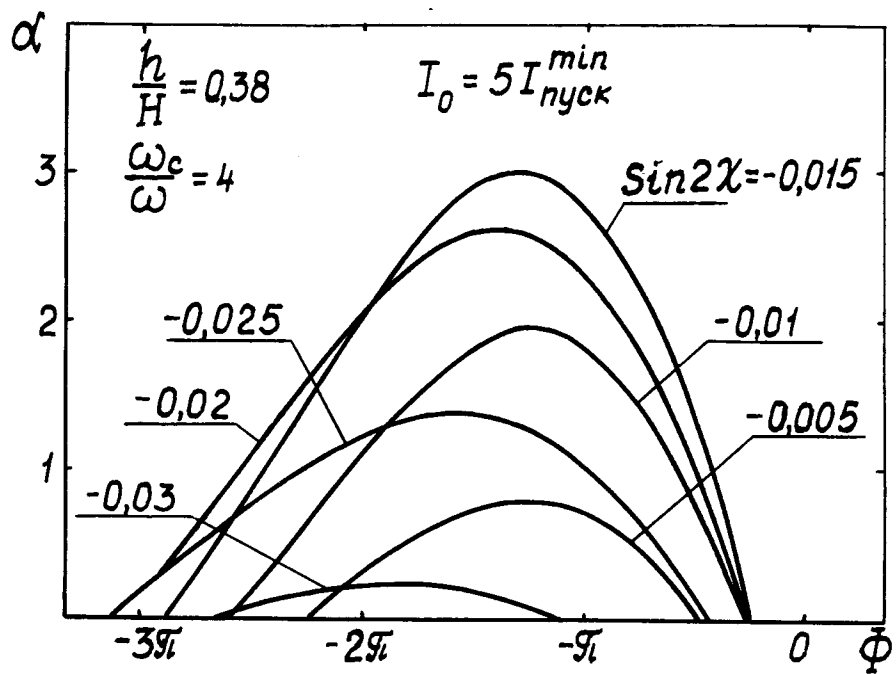
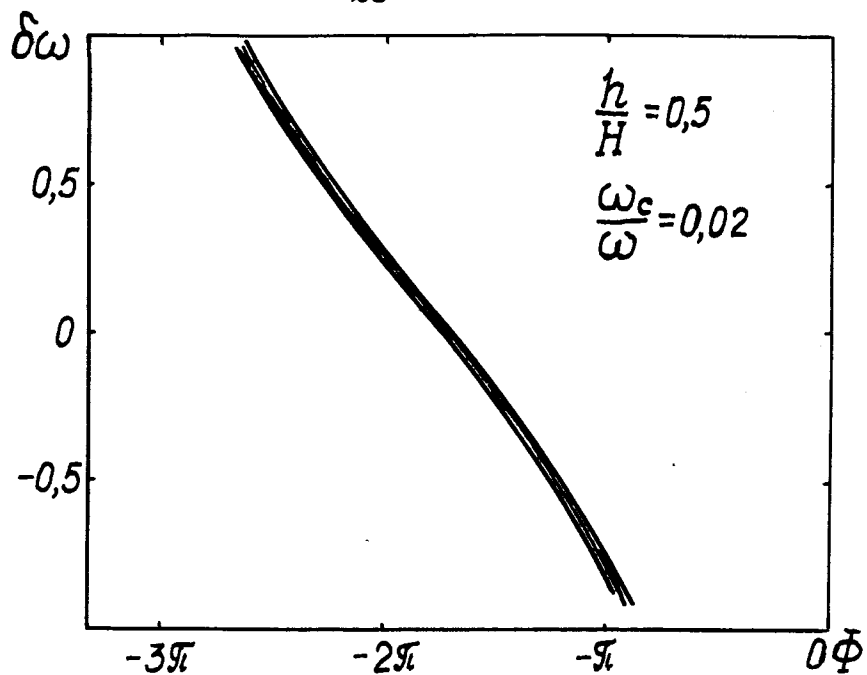
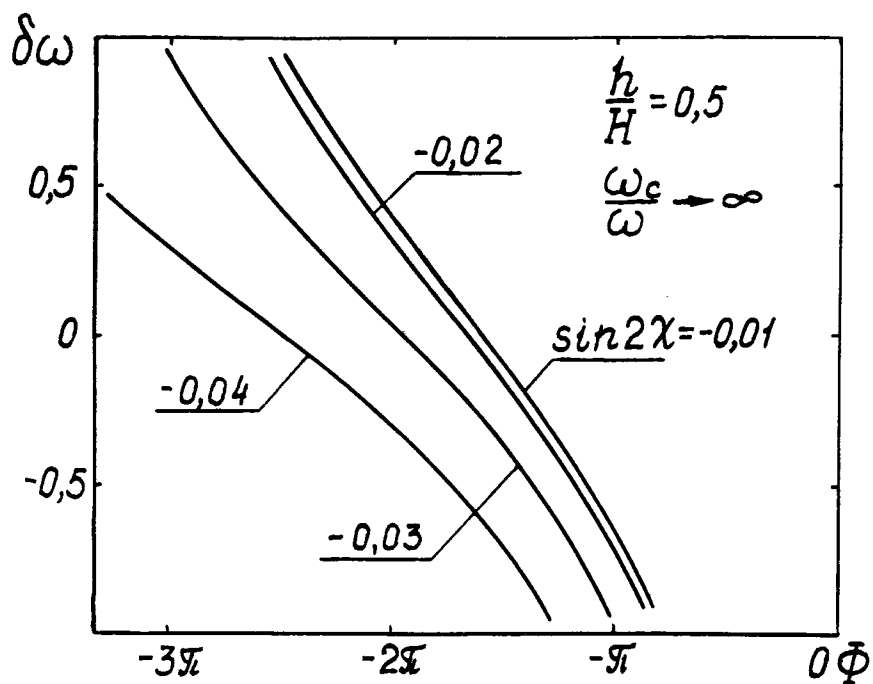


Рис.6. Инкремент нарастания амплитуды колебаний при различных значениях угла наклона фокусирующего поля.



a).



б).

Рис.7. Зависимость электронного смещения частоты от параметра пространственного рас- синхронизма Φ .

-27-

Печатается в соответствии с решением Ученого Совета радио-
физического факультета Харьковского государственного
университета им. А.М.Горького от 17 ноября 1989 г.

В печать 21.12.89

Тир. 1

Цена 4 руб. 05 коп

Зак. 32792

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ
Люберцы, Октябрьский пр., 403