УСИЛИТЕЛЬ ГАРМОНИК ТИПА ЛБВМ С ГРУППИРОВАНИЕМ ПОТОКА НА ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЕ (теория слабого сигнала)

Г. А. Алексеев

Харьков

В работе [1] указывается на возможность создания электронных умножителей частоты и усилителей миллиметрового диапазона на базе секционированных (каскадных) приборов M-типа. В подобных устройствах используется предварительная модуляция и группирование электронного потока полем основной частоты и последующее взаимодействие сгруппированного потока в секции M-типа с полем высшей временной гармоники. Предварительная модуляция потока осуществляется также секцией M-типа либо с помощью любого другого моделирующего устройства.

К достоинствам указанных приборов следует отнести возможность получения высокой частотной стабильности выходного сигнала, определяемой стабильностью модулирующего сигнала низкой частоты; более высокий, чем в аналогичных конструкциях O-типа, коэффициент полезного действия; облегченные режимы питания и возбуждения съемной секции.

Условия возбуждения высших временных гармоник в приборах M-типа изучались в работах [2, 3], однако широкие экспериментальные исследования приборов M-типа с предварительным группированием электронного потока отсутствуют. Полностью отсутствуют также теоретические работы. Между тем выяснение физических особенностей работы, определение оптимальных режимов модуляции и съема мощности, изучение влияния участков дрейфа между модулирующей секцией и секцией отбора мощности представляют значительный интерес. В настоящей работе исследуется одна из возможных реализаций прибора с предварительным группированием потока-усилитель гармоник типа ЛБВМ плоской конструкции с инжектируемым электронным потоком. Исследование проведено для режима слабых модулирующего и усиливаемого сигналов в кинематическом приближении без учета сил пространственного заряда. Рассматривается случай односекционного и двухсекционного взаимодействия.

1. Односекционный усилитель гармоник типа ЛБВМ

Схематическое изображение рассматриваемого прибора и принятые обозначения представлены на рис. 1.

Предполагается, что высокочастотное поле в пространстве взаимодействия в отсутствие пучка описывается двумя гармониками $\vec{E}_\omega$, $\vec{E}_p$, имеющими различные, но кратные частоты ω, $p\omega$ и фазовые скорости v_ω, v_p, близкие к скорости $v_0 = E_0 B_0^{-1}$ невозмущенного прямолинейного электронного потока.

В работе [3] в качестве системы, удовлетворяющей указанным условиям, в цилиндрическом магнетроне использована разно-резонаторная система. В обшем случае для правильного выбора замедляющей системы необходимо знать ее дисперсионные характеристики в основной и высших полосах пропускания.

Рассматривая режим слабого модулирующего $\vec{E}_\omega$ и усиливаемого $\vec{E}_p$ сигналов, составляющие полей гармоник в пространстве взаимодействия можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{\omega x} &= \mathrm{Re}\, iA_\omega \varphi_{\omega x}(x)\exp(i\omega t - \Gamma_\omega z);\\ E_{\omega z} &= \mathrm{Re}\, A_\omega \varphi_{\omega z}(x)\exp(i\omega t - \Gamma_\omega z);\\ E_{px} &= \mathrm{Re}\, iA_p \varphi_{px}(x)\exp(ip\omega t - \Gamma_p z - i\varphi);\\ E_{pz} &= \mathrm{Re}\, A_p \varphi_{pz}(x)\exp(ip\omega t - \Gamma_p z - i\varphi), \end{aligned} \tag{1}$$

где A_ω, A_p — амплитуды,
z — компоненты напряженности поля на уровне замедляющей системы;

$$\Gamma_\omega = i\beta_\omega - \gamma_\omega;$$

$\Gamma_p = i\beta_p - \gamma_p$ — постоянные распространения соответствующих гармоник;
φ — фазовый сдвиг между пространственными гармониками.

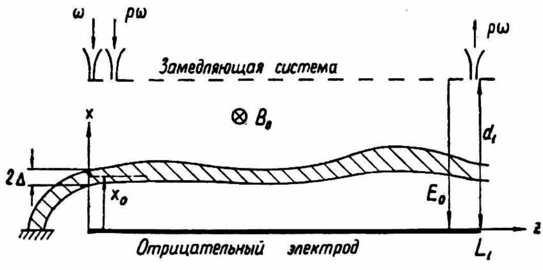

Рис. 1.

Для заданной конструкции (рис. 1).

$$\varphi_{\omega x} = \frac{\mathrm{ch}\,\beta_\omega x}{\mathrm{sh}\,\beta_\omega d_1}; \qquad \varphi_{px} = \frac{\mathrm{ch}\,\beta_p x}{\mathrm{sh}\,\beta_p d_1};$$
$$\varphi_{\omega z} = \frac{\mathrm{sh}\,\beta_\omega x}{\mathrm{sh}\,\beta_\omega d_1}; \qquad \varphi_{pz} = \frac{\mathrm{sh}\,\beta_p x}{\mathrm{sh}\,\beta_p d_1}. \tag{2}$$

Используя линеаризованные в адиабатическом приближении уравнения движения и линеаризованные уравнения непрерывности [4, 5], можно записать для переменных составляющих скорости электронов

$$\begin{aligned} \tilde{v}_x &= -\frac{1}{B_0}(E_{\omega z} + E_{pz});\\ \tilde{v}_z &= \frac{1}{B_0}(E_{\omega x} + E_{px}) \end{aligned} \tag{3}$$

$\left(\text{с точностью до членов порядка } \frac{\omega}{\omega_{\text{цикл}}}\left\{\frac{A_\omega}{E_0};\ \frac{pA_p}{E_0};\ \frac{|v_\omega - v_0|}{v_0};\ p\frac{|v_p - v_0|}{v_0}\right\}\right)$

и, пренебрегая влиянием поля высшей гармоники на группирование потока, что соответствует использованию метода заданного тока и возможно при условии $A_p\,|v_p - v_0|^{-1} \ll A_\omega\,|v_\omega - v_0|^{-1} \ll E_0 v_0^{-1}$, для отклонений электронов от равновесной траектории в поперечном направлении

$$\delta X(x) \approx \delta X_\omega = -\frac{A_\omega}{E_0}\varphi_\omega(x)\,e^{\gamma_\omega z}\left[\gamma_\omega^2 + (\beta_\omega - \beta_0)^2\right]^{-1}\cdot$$
$$[\gamma_\omega \cos(\omega t - \beta_\omega z) + (\beta_0 - \beta_\omega)\sin(\omega t - \beta_\omega z)], \quad (4)$$
$$\left(\beta_0 = \frac{\omega}{v_0}\right),$$

причем плотность пространственного заряда в пучке остается постоянной и равной плотности невозмущенного потока.

Проанализируем усиление в системе поля высшей временной гармоники $\vec{E}_p$, которое может происходить при взаимодействии ее с потоком, сгруппированным полем гармоники $\vec{E}_\omega$. Усредняя по периоду основной частоты, для мощности взаимодействия сгруппированного потока с полем $\vec{E}_p$ получим

$$P_e = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\int_0^{L_1}\left[\int (\vec{j}\,|\,\vec{E}_p|)\,dx\right]_p \exp\left[i\,(\beta_p - p\beta_\omega)\,z + \varphi\right]dz, \quad (5)$$

где знак $[\ ]_p$ обозначает комплексную амплитуду Фурье-компоненты с частотой $p\omega$ соответствующей величины и интегрирование по поперечному сечению пучка производится в пределах

$$x_0 - \Delta + \delta X(x_0 - \Delta); \quad x_0 + \Delta + \delta X(x_0 + \Delta).$$

После однократного интегрирования

$$P_e = \frac{\omega j_0 A_p}{4\pi\beta_p\,\mathrm{sh}\,\beta_p d_1}\int_0^{L_1} dz e^{\gamma_p z}\int_{-\frac{\pi}{\omega}}^{\frac{\pi}{\omega}} d\left(t - \frac{z}{v_\omega}\right)\{\cos[(\beta_p - p\beta_\omega)z + \varphi]\times$$
$$\times\cos(p\omega t - p\beta_\omega z) + \sin[(\beta_p - p\beta_\omega)z + \varphi]\sin(p\omega t - p\beta_\omega z)\}\times \quad (6)$$
$$\times\{\mathrm{ch}\,\beta_p[x_0 + \Delta + \delta X(x_0 + \Delta)] - \mathrm{ch}\,\beta_p[x_0 - \Delta + \delta X(x_0 - \Delta)]\} =$$
$$= I_0 A_p L_1 \Phi_1(\gamma_2).$$

Здесь I_0 — постоянная составляющая тока пучка;
$\Phi_1(\gamma_2)$ — безразмерная функция.

$$\Phi_1(\gamma_2) = (4\pi\,pbR_2\,\mathrm{sh}\,\nu pBR_2)^{-1}\int_0^1 d\zeta e^{\gamma_2\zeta}\int_{-\pi}^{\pi} d\tau\,\times$$
$$\times\{\cos[(R_2 - 1)\,pN\zeta + \varphi]\cos p\tau + \sin[(R_2 - 1)\,pN\zeta + \varphi]\sin p\tau\}\times \quad (7)$$
$$\times\{\mathrm{ch}\,pR_2[B + b + \mathrm{sh}\,(B + b)\,f(\zeta,\tau)] - \mathrm{ch}\,pR_2[B - b + \mathrm{sh}\,(B - b)\,f(\zeta,\tau)]\},$$

где

$$f(\zeta,\tau) = -\frac{a_1 N e^{\gamma_1\zeta}}{\mathrm{sh}\,\nu B\,[\gamma_1^2 + N^2(R_1 - 1)^2]}\,[\gamma_1\cos\tau + N(R_1 - 1)\sin\tau]$$

и безразмерные параметры введены следующим образом:

$$\begin{aligned} b &= \beta_\omega\Delta; & \gamma_1 &= \gamma_\omega L_1; \\ B &= \beta_\omega x_0; & \gamma_2 &= \gamma_p L_1; \\ N &= \beta_\omega L_1; & R_1 &= v_\omega v_0^{-1}; \\ \nu &= \frac{d_1}{x_0}; & R_2 &= v_\omega v_p^{-1}; \\ a_1 &= A_\omega E_0^{-1}; & a_2 &= A_p E_0^{-1} \end{aligned} \quad (7а)$$

При выводе соотношения (6) использовались, как было указано ранее, результаты линейной теории ЛБВМ приборов, применяемые только при условии $\beta_\omega \delta X_\omega \ll 1$ (слабый модулирующий сигнал). В случае, когда возмущения границ потока полем основной гармоники малы также по сравнению с длиной волны высшей гармоники, т. е. $\beta_p \delta X_\omega \ll 1$,

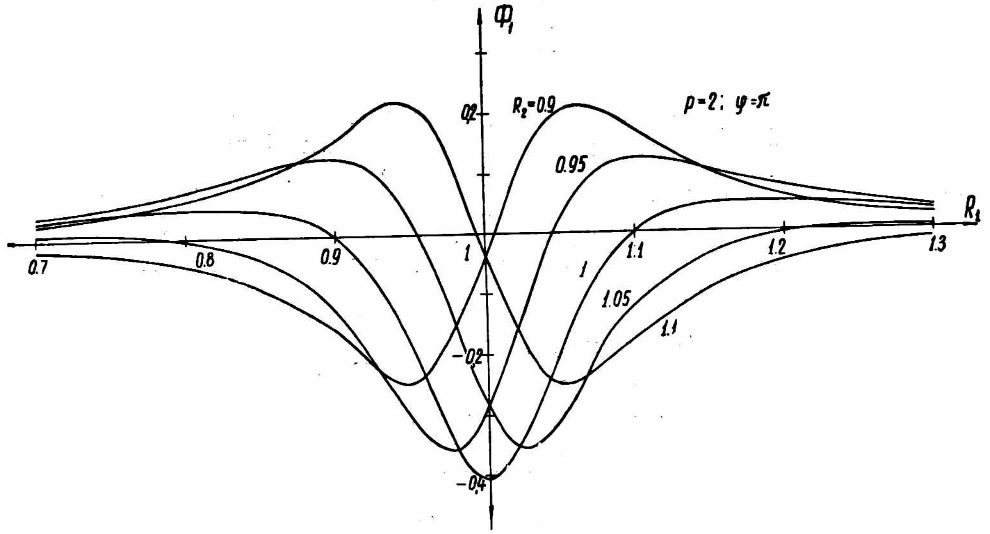

Рис. 2.

результат можно существенно упростить, произведя в (6) разложение ch по степеням $\beta_p \delta X$ с последующим интегрированием. Например, для случая синхронизма $\beta_\omega = \frac{1}{p} \beta_p = \beta_0$; $(R_1 = R_2 = 1)$ получим

$$\Phi_1 (\gamma_2) = (-1)^p \cos \varphi \frac{\alpha_1^p}{\gamma_2 + p\gamma_1} C [\exp (\gamma_2 + p\gamma_1) - 1], \tag{8}$$

где

$$C = \frac{p^{p-2} \beta_\omega^p}{2^{p+1} (p-1)!\, b \gamma_\omega^p \operatorname{sh} \nu p B \operatorname{sh}^p \nu B} \times$$

$$\times \left[\operatorname{sh}^p (B + b) \left. \frac{d^p \operatorname{ch} x}{dx^p} \right|_{x = p(B+b)} - \operatorname{sh}^p (B - b) \left. \frac{d^p \operatorname{ch} x}{dx^p} \right|_{x = p(B-b)} \right].$$

Соотношение (8) характеризует основные зависимости мощности взаимодействия от различных параметров. Однако в более общем случае, когда условие $\beta_p \cdot \delta X \ll 1$ не выполняется, необходим численный расчет функции Φ_1.

Кривые зависимостей Φ_1 от параметров рассинхронизма R_1, R_2, от амплитуды модулирующего сигнала α_1, полученные с помощью ЭВМ для различных временных гармоник, представлены на рис. 2—3. Остальные параметры при расчете выбирались равными:

$$b = 0{,}1; \quad B = 0{,}55; \quad N = 10; \quad \nu = 2;$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 1; \quad \alpha_1 = 0{,}02.$$

Фазовый сдвиг φ между модулирующей и усиливаемой гармониками поля был выбран равным $(p-1)\pi$, что соответствует максимальной передаче энергии полю.

Пунктиром на рис. 3 обозначены кривые зависимостей $P_1(\alpha_1)$ для второй и третьей гармоник, построенные с помощью соотношения (8). Сравнение кривых рис. 3 показывает, что относительная погрешность при использовании (8) увеличивается с ростом амплитуды модулирующего сигнала α_1 и номера гармоники p.

Из рис. 2 следует, что оптимальными условиями модуляции и усиления сигнала являются условия полного синхронизма ($R_1 = R_2 = 1$). При невыполнении одного из условий ($R_1 \neq 1$ или $R_2 \neq 1$) условие максимизации P_e по другому параметру может отличаться от требования синхронизма и кривые зависимости $P_e(L_1)$ осциллируют с ростом L_1. Из рис. 3 видно, что с увеличением амплитуды модулирующего сигнала должен увеличиваться коэффициент усиления сигнала гармоники. Приравнивая P_e потоку мощности в линии передачи на частоте $p\omega$, для амплитудной постоянной распространения в случае полного синхронизма ($R_1 = R_2 = 1$) можно записать уравнение

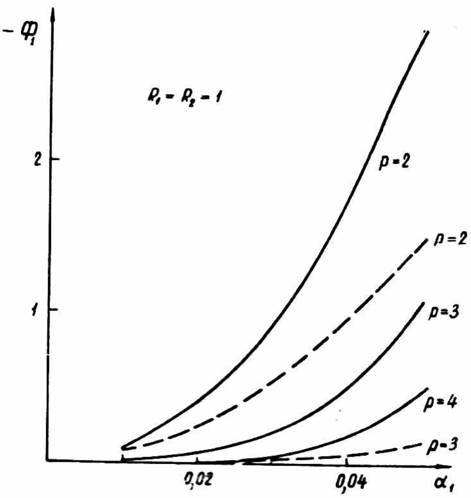

Рис. 3.

$$\alpha_2 e^{2\gamma_2} + p^2 D^2 N\, \Phi_1(\gamma_2) = 0, \tag{9}$$

где $D^2 = \dfrac{\beta_0 I_0 K p}{E_0}$;

D — параметр усиления;

K_p — сопротивление связи p-й гармоники на уровне замедляющей системы. Коэффициент усиления $G\,(\text{дб}) \approx 8{,}7\,\gamma_2$.

Параметр γ_1, входящий в (9), необходимо определить из уравнения баланса мощностей для основной гармоники. Кривые зависимостей $G(\alpha_1)$ для различных гармоник, рассчитанные указанным методом для случая $D = 0{,}11$, $\alpha_2 = 0{,}005$, $\gamma_1 = 1$, приведены на рис. 4 (пунктир) и показывают, что коэффициент усиления сигнала гармоники существенно зависит от амплитуды модулирующего сигнала. На рис. 5 (пунктир) приведены кривые зависимостей коэффициента преобразования прибора, который в данном случае можно определить как отношение мощности взаимодействия поля гармоники $P_l(p)$ к мощности взаимодействия усиливаемого сигнала на основной частоте, от номера гармоники p. Как видно из рис. 4, при малых α_1 ($\alpha_1 = 0{,}01 \div 0{,}03$) коэффициент преобразования довольно быстро падает с ростом номера гармоники. Такой быстрый спад объясняется использованием при определении возмущенных границ потока линеаризованных уравнений движения и показывает, что модуляция электронного потока полем основной частоты в режиме слабого сигнала в энергетическом отношении малоэффективна. С ростом амплитуды модулирующего сигнала быстрота спадания коэффициента преобразования уменьшается и, как было отмечено ранее, увеличивается коэффициент усиления. Однако уже при $\alpha_1 = 0{,}04 \div 0{,}05$ кривые рис. 4 и рис. 5 дают завышенные значения коэффициентов усиления и преобразования, так как при данных значениях α_1 условие применимости теории $\beta_\omega \delta X \ll 1$ выполняется неудовлетворительно ($\beta_\omega \delta X = 0{,}7$ при $\alpha_1 = 0{,}05$). Для более точных оценок в области больших α_1 необходимо привлекать результаты нелинейной теории приборов типа ЛБВМ.

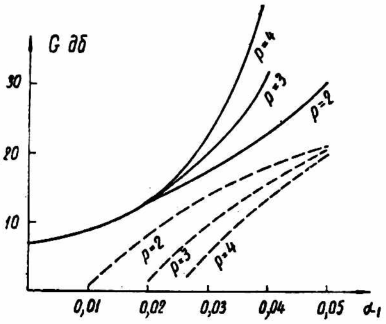

Рис. 4.

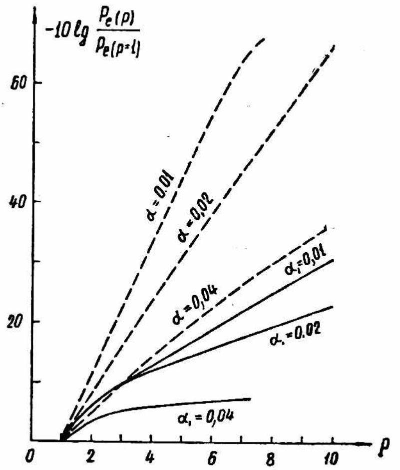

Рис. 5.

2. Двухсекционный усилитель гармоник типа ЛБВМ

Техническое изготовление замедляющей системы, рассчитанной на одновременное выполнение условий синхронизма временных гармоник в различных полосах пропускания, в миллиметровом диапазоне волн представляет существенные трудности. Это одна из причин секционирования прибора, при котором функции модуляции потока и отбора мощности осуществляются с помощью пространственно разнесенных элементов. Рассмотрим случай, когда в первом и втором каскадах усилителя гармоник используются секции типа ЛБВМ. Схема прибора приведена на рис. 6; предполагается, что каскады развязаны по высокой частоте и поля в первой и второй секции определены соответственно соотношениями (1).

В отличие от предыдущего раздела, в котором влиянием поля высшей гармоники на электронный поток пренебрегалось, здесь учитывается влияние поля гармоники на предварительно сгруппированный поток. Предварительная модуляция потока в первой секции приводит к изменению начальных условий (скоростей и координат) на входе второй секции. Распределения скоростей и отклонений крайних электронов сгруппированного потока описываются соотношениями

$$\tilde{v}_x = -\frac{1}{B_0} A_\omega \varphi_{\omega z}(x) e^{\gamma_\omega L_1} \cos(\omega t - \beta_\omega L_1);$$

$$\tilde{v}_z = v_0 - \frac{1}{B_0} A_\omega \varphi_{\omega x}(x) e^{\gamma_\omega L_1} \sin(\omega t - \beta_\omega L_1); \tag{10}$$

$$\delta X_\omega^{\pm} = \frac{-A_\omega \varphi_{\omega z}(x = x_0 \pm \Delta)}{E_0 [\gamma_\omega^2 + (\beta_\omega - \beta_0)^2]} e^{\gamma_\omega L_1} [\gamma_\omega \cos(\omega t - \beta_\omega L_1) + (\beta_0 - \beta_\omega) \sin(\omega t - \beta_\omega L_1)], \tag{11}$$

где знак «+» соответствует крайнему верхнему электрону, знак «—» крайнему нижнему.

Используя при дальнейшем анализе усредненные по периоду циклотронных колебаний (при условии $p\omega\,\omega_{цикл}^{-1} \ll 1$) уравнения движения [6], легко показать, что предварительное возмущение границ электронного потока (11) переносится в пространстве взаимодействия второй секции (предполагается, что пространство дрейфа между секциями отсутствует)

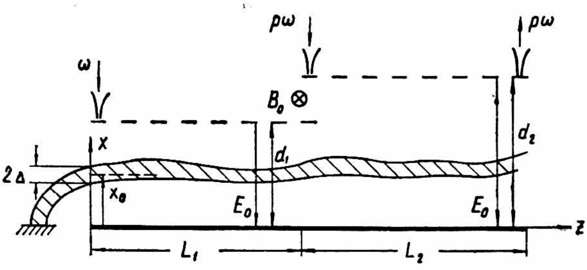

Рис. 6.

со скоростью v_0 равновесного потока и что средняя мощность взаимодействия потока с полем во второй секции описывается соотношениями, аналогичными (5) —(6):

$$P_e = \frac{j_0 A_p}{4\pi\beta_p \operatorname{sh}\beta_p d_2}\int\limits_0^{L_2} dz e^{\gamma_p z}\int\limits_{-\pi}^{\pi} d\tau\,\{\cos[(\beta_p - p\beta_0)z + \varphi_1]\times$$

$$\times\cos p\tau + \sin[(\beta_p - p\beta_0)z + \varphi_1]\sin p\tau\}\,\{\operatorname{ch}\beta_p[x_0 + \Delta^+ + \qquad (12)$$

$$+\delta X_p(x = x_0 + \Delta^+)] - \operatorname{ch}\beta_p[x_0 - \Delta^- + \delta X_p(x = x_0 - \Delta^-)]\} =$$

$$= I_0 A_p L_2 \Phi_2(\gamma_2),$$

где $\tau = \omega t - \beta_0 z - \beta_\omega L_1$; $\varphi_1 = (\beta_p - p\beta_\omega)L_1 + \varphi$;

$$\delta X_p(x) = -\frac{A_p\varphi_{pz}(x)}{E_0[\gamma_p^2 + (p\beta_0 - \beta_p)^2]}e^{\gamma_p z}[\gamma_p\cos(p\omega t - \qquad (13)$$

$$-\beta_p z - \varphi) + (p\beta_0 - \beta_p)\sin(p\omega t - \beta_p z - \varphi)];$$

$\Delta^+ = \Delta + \delta X_\omega^+$; $\Delta^- = \Delta - \delta X_\omega^-$; — координаты крайних электронов сгруппированного потока на входе второй секции;

Φ_2 —безразмерная функция.

Соотношение (12) проанализировано с помощью ЭВМ для случая синхронизма ($R_1 = R_2 = 1$) при $d_1 = d_2$; $L_1 = L_2$. Результаты расчета функции Φ_2 представлены на рис. 7, который иллюстрирует зависимость мощности взаимодействия от фазы усиливаемого сигнала, определяет оптимальное значение фазового сдвига φ между гармониками, равное, как было указано ранее, $(p-1)\pi$ и отражает, в частности, «эффект подавления» входного сигнала ($\Phi_2 < 0$), хорошо известный в теории и практике ЛБВ-усилителей с предварительной модуляцией [7].

Зависимости коэффициента усиления и коэффициента преобразования сигнала гармоники от амплитуды модулирующего сигнала α_1, коэффициента умножения p при заданной амплитуде $\alpha_2 = 0{,}005$; $D = 0{,}11$ и оптимальных φ представлены на рис. 4—5 сплошными кривыми.

Приведенные кривые позволяют уточнить область применимсcти приближения, использованного в первом параграфе, и оценить величину коэффициента усиления и коэффициента преобразования сигнала высшей гармоники с предварительным группированием потока в двухсекционном усилителе типа ЛБВМ.

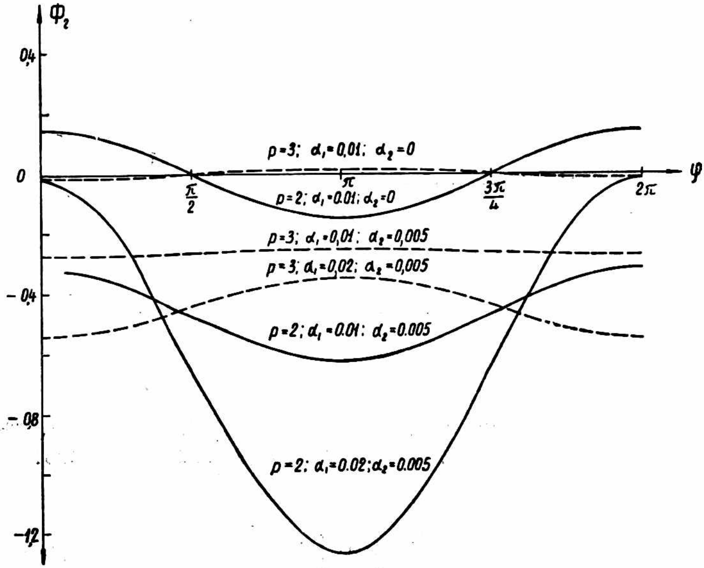

Рис. 7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Поспелов, А. Я. Усиков. УФЖ, 15, № 5, 764, (1970).
2. Osepchuk I. M. Frequency, 5, № 3, 32, (1967).
3. Strauss W., Kroll N. Proc. IEEE, 52, № 8, 884, (1964).
4. В. С. Стальмахов. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. Изд-во «Советское радио», 1963.
5. В. Н. Шевчик. Взаимодействие электронных пучков с электромагнитными волнами. Изд-во СГУ, 1963.
6. П. Л. Капица. Электроника больших мощностей. Изд-во АН СССР, 1962.
7. Г. А. Козлов, Г. М. Корноухов, Б. Г. Цикин. Вопросы электроники СВЧ. Вып. 5, изд-во СГУ, 1969.