

УДК 621.385.6

КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Д. М. Ваврик, О. А. Третьяков

В самосогласованной постановке решена задача о преобразовании теплового и дробового шумов электронного пучка в резонансных системах с распределенным взаимодействием. Получены выражения для спектральных плотностей амплитудных и фазовых флуктуаций выходных колебаний. Проведена минимизация коэффициента шума. Показана перспективность разработки узкополосных малошумящих усилителей на основе таких систем.

1. Постановка задачи. Проведенный в [1-3] анализ резонансных усилителей с распределенным взаимодействием показал, что в силу регенеративного механизма взаимодействия частиц с полем в таких приборах достигаются большие коэффициенты усиления уже при небольшом числе каскадов. Учитывая высокую избирательность таких систем, интересным представляется анализ возможности применения усилителей данного типа в режиме усиления слабых сигналов коротковолновой части СВЧ диапазона. По-видимому, наиболее перспективными здесь являются усилители орotronного типа, выполненные на основе открытых колебательных систем. Однако для оценки возможности применения усилителей с некоторым числом каскадов в таком режиме работы прежде всего необходимо провести анализ их шумовых характеристик, которые до последнего времени практически не рассматривались.

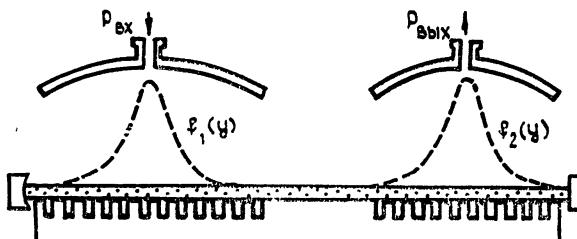


Рис. 1.

В качестве конкретной модели для исследования преобразования шумов в линейном режиме работы и расчета коэффициента шума нами рассмотрена двухрезонаторная схема усилителя, в которой во входном и выходном каскадах используются резонаторы с распределенным взаимодействием (рис. 1). Исходные предпосылки относительно основных источников флуктуаций пучка являются типичными для приборов О-типа и сводятся к следующему [4]. В некотором сечении пучка до входа его в пространство взаимодействия (например, в минимуме потенциала вблизи катода) задаются спектральные плотности флуктуаций скорости частиц S_v и тока S_i . Полагаем, что эти флуктуации некоррелированы и представляют белый шум. Как и при анализе усиления регулярного сигнала [1], для описания движения частиц воспользуемся фазовой переменной $\theta(y, \phi)$, характеризующей отклонение электронов по фазе под действием поля и, в данном слу-

чае, также за счет начальных флуктуаций. Тогда начальные условия для уравнения движения частиц можно представить в виде

$$\theta(y, \varphi_0) = X(t), \quad d\theta/dy = Y(t) \quad \text{при } y=0, \quad (1)$$

где $X(t)$, $Y(t)$ — дельта-коррелированные случайные функции, задаваемые флуктуациями тока и скорости частиц. Возбуждаемое случайное поле определяется усредненными за период собственной частоты системы ω_r источниками входных флуктуаций $X(t)$, $Y(t)$ [5]:

$$\eta_0(t) = \overline{X(t) \exp(i\varphi_0)}, \quad \eta_1(t) = \overline{Y(t) \exp(i\varphi_0)}, \quad (2)$$

где $\eta_0(t)$, $\eta_1(t)$ — медленные функции времени, черта обозначает усреднение за период. В силу высокой добротности колебательных систем непосредственное влияние на возбуждение случайных полей в приборе оказывает только та узкая часть спектра начальных флуктуаций, которая попадает в полосу пропускания резонатора. В силу этого $X(t)$, $Y(t)$ здесь можно представить в виде узкополосного случайного процесса с центральной частотой ω_r и медленно изменяющимися амплитудами и фазами [5]. Тогда, учитывая представления тока и скорости частиц через функции $\theta(y, \varphi_0)$ и $d\theta/dy$, легко определить связь между спектральными плотностями процессов $\eta_0(t)$, $\eta_1(t)$ и значениями S_i и S_v :

$$S_{\eta_0 \eta_0} = S_i / I_0^2, \quad S_{\eta_1 \eta_1} = S_v \beta_e^2 / v_0^2, \quad S_{\eta_0 \eta_1} = 0. \quad (3)$$

Здесь I_0 и v_0 — средние значения тока и скорости частиц пучка на входе в пространство взаимодействия, $\beta_e = \omega_r/v_0$.

Для определения флуктуационных компонент выходных колебаний необходимо последовательно рассмотреть преобразование входных шумов пучка в модуляторе и в выходном каскаде усилителя. Решение этой задачи будем проводить на основе анализа совместной системы уравнений возбуждения резонатора и движения частиц пучка [1, 6].

2. Амплитудные и фазовые флуктуации выходных колебаний. Для определения флуктуаций электронного пучка на выходе из входного каскада необходимо решить задачу о модуляции пучка внешним регуляриальным сигналом с учетом начальной шумовой модуляции пучка (1). Обобщив результаты работы [6] на этот случай, приходим к следующим выражениям для модуляционных компонент пучка на входе в оконечный каскад:

$$\theta = \theta_0 + \theta_1 + \theta_2, \quad d\theta/dy = \theta'_0 + \theta'_1 + \theta'_2, \quad (4a)$$

где $\theta_0 = A \operatorname{Re}[C \exp(i\varphi)]$, $\theta'_0 = (A/L_1) \operatorname{Re}[S \exp(i\varphi)]$ — регуляриарные составляющие модуляции пучка по плотности и скорости, определяемые действием внешнего регуляриарного сигнала;

$$\begin{aligned} \theta_1 &= X(t) \cos d_1 \beta_p + (Y(t)/\beta_p) \sin d_1 \beta_p, \\ \theta'_1 &= -X(t) \beta_p \sin d_1 \beta_p + Y(t) \cos d_1 \beta_p \end{aligned} \quad (4b)$$

— шумовые компоненты, обусловленные трансформацией начальных возмущений (1) вдоль пучка на длину d_1 , равную расстоянию между входными сечениями первого и второго резонаторов;

$$\theta_2 = \tilde{A} \tilde{F}_1 \operatorname{Re}[C \exp(i\varphi)] - \tilde{A} \tilde{\gamma}_1 \operatorname{Im}[C \exp(i\varphi)], \quad (4b)$$

$$\theta'_2 = \tilde{A} (\tilde{F}_1/L_1) \operatorname{Re}[S \exp(i\varphi)] - \tilde{A} (\tilde{\gamma}_1/L_1) \operatorname{Im}[S \exp(i\varphi)]$$

— флуктуационные составляющие, вызванные усилием шумов пучка за счет обратного воздействия случайного поля резонатора на пучок.

Флуктуационные составляющие амплитуды $\tilde{F}_1(t)$ и фазы $\tilde{\gamma}_1(t)$ колебаний в модуляторе определяются из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} d\tilde{F}_1/d\tau_1 &= \alpha_{01}\tilde{F}_1 - \delta_{01}\tilde{\gamma}_1 - (G_1/2F_{01}) \operatorname{Im}(D_1\eta_0 + R_1L_1\eta_1), \\ (4\Gamma) \end{aligned}$$

$$d\tilde{\gamma}_1/d\tau_1 = \delta_{01}\tilde{F}_1 + \alpha_{01}\tilde{\gamma}_1 - (G_1/2F_{01}) \operatorname{Re}(D_1\eta_0 + R_1L_1\eta_1).$$

Амплитуда и фаза суммарного поля в резонаторе представляются в виде $F_1 = F_{01}[1 + \tilde{F}_1(t)]$, $\gamma_1 = \gamma_{01} + \tilde{\gamma}_1(t)$, где F_{01} , γ_{01} — амплитуда и фаза регулярных колебаний [6].

Дополнительно к обозначениям работы [1] в соотношениях (4а) используются следующие:

$$C = (1/p_1) \int_0^1 f_1(\xi) \sin[d_1\beta_p + p_1(1 - \xi)] \exp(i\Phi_{s1}\xi) d\xi,$$

$$S = \int_0^1 f_1(\xi) \cos[d_1\beta_p + p_1(1 - \xi)] \exp(i\Phi_{s1}\xi) d\xi,$$

$$D_1 = \int_0^1 f_1(\xi) \cos p_1\xi \exp(i\Phi_{s1}\xi) d\xi, \quad R_1 = (1/p_1) \int_0^1 f_1(\xi) \sin p_1\xi \exp(i\Phi_{s1}\xi) d\xi,$$

$$A = \Phi_{01}F_{01}/4, \quad \varphi = \varphi_0 + \gamma_{01}, \quad \beta_p = \omega'_p/v_0, \quad p_1 = \beta_p L_1.$$

ω'_p — редуцированная плазменная частота пучка. Индексами «1» и «2» выделяются параметры входного и выходного резонаторов соответственно.

Из представления (4а) следует, что выходные случайные колебания, возбуждаются за счет совместного действия широкополосного шума пучка (4б) и интенсивного узкополосного шума (4в) с шириной спектра порядка полосы пропускания «горячего» резонатора $\Delta\omega \approx \omega_{201}/Q_1$. В общем случае эти флуктуации взаимно коррелированы и их связь определяется соотношениями (2) и (4в).

Из решения совместной системы уравнений возбуждения выходного резонатора и уравнения движения находим уравнения для флуктуационных компонент выходных колебаний:

$$d\tilde{F}_2/d\tau_2 = \alpha_{02}\tilde{F}_2 - \delta_{02}\tilde{\gamma}_2 - \tilde{F}_1\alpha_{02} + \delta_{02}\tilde{\gamma}_1 - (G_2/2F_{02}) \operatorname{Im}(D_2\eta_0 + R_2L_2\eta_1), \quad (5\alpha)$$

$$d\tilde{\gamma}_2/d\tau_2 = \delta_{02}\tilde{F}_2 + \alpha_{02}\tilde{\gamma}_2 - \tilde{F}_1\delta_{02} - \tilde{\gamma}_1\alpha_{02} - (G_2/2F_{02}) \operatorname{Re}(D_2\eta_0 + R_2L_2\eta_1),$$

где

$$D_2 = \int_0^1 f_2(\xi) \cos(\beta_p d_1 + p_2 \xi) \exp(i\Phi_{s2}\xi) d\xi, \quad (5\beta)$$

$$R_2 = (1/p_2) \int_0^1 f_2(\xi) \sin(\beta_p d_1 + p_2 \xi) \exp(i\Phi_{s2}\xi) d\xi.$$

Воспользовавшись преобразованием Фурье, из уравнений (4Г), (5α), учитывая соотношения (3), находим стандартным способом выражения для спектральных плотностей флуктуаций амплитуды S_{FF} , фазы $S_{\gamma\gamma}$ и их взаимной спектральной плотности $S_{F\gamma}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{FF}(\Omega) \\ S_{\gamma\gamma}(\Omega) \end{array} \right\} = \frac{(\Omega_2^2 + \Delta^2 + \alpha_{02}^2)}{Z} B \mp \frac{\Omega_1 \Omega_2 G_1 G_2 \Delta (\alpha_{02} N_4 + \Delta N_3)}{2 F_{01} F_{02} (\Omega_1^2 + \alpha_{01}^2) Z}, \quad (6)$$

$$S_{F_1}(\Omega) = \frac{2i\Omega_2 \Delta B}{Z} - \frac{i\Omega_1 G_1 G_2 (\Omega_2^2 + \Delta^2 + \alpha_{02}^2) (x_{02} N_4 + \Delta N_3)}{4F_{02} F_{01} (\Omega_1^2 + \alpha_{01}^2)}.$$

Здесь

$$B(\Omega) = \frac{G_1^2 N_1 (\alpha_{02}^2 + \Delta^2)}{8F_{01}^2 (\Omega_1^2 + \alpha_{01}^2)} + \frac{N_2 G_2^2}{8F_{02}^2} + \frac{\alpha_{01} G_1 G_2 (x_{02} N_4 - \Delta N_3)}{4F_{02} F_{01} (\Omega_1^2 + \alpha_{01}^2)},$$

$$Z = [(\Omega_2 + \Delta)^2 + \alpha_{02}^2] [(\Omega_2 - \Delta)^2 + \alpha_{02}^2],$$

$$N_h = |D_h|^2 S_i / I_0^2 + |R_h|^2 S_v \Phi_{0k}^2 / v_0^2, \quad \Omega_h = 2\Omega Q_h / \omega_{rh}, \quad h = 1, 2,$$

$$\begin{cases} N_3 \\ N_4 \end{cases} = \begin{cases} \operatorname{Re}(D_1^* D_2) \\ \operatorname{Im}(D_1^* D_2) \end{cases} S_i / I_0^2 + \begin{cases} \operatorname{Re}(R_1^* R_2) \\ \operatorname{Im}(R_1^* R_2) \end{cases} S_v \Phi_{01} \Phi_{02} / v_0^2,$$

$\Delta = (\omega_{r1} - \omega_{r2}) 2Q_2 / \omega_{r2}$ — параметр взаимной расстройки собственных частот резонаторов. Поскольку мощность шумов в линейном режиме не зависит от частоты регулярного сигнала, то при выводе (6) для простоты записей полагалось, что она совпадает с собственной частотой входного резонатора ($\delta_{01} = 0$).

В общем случае спектральные плотности амплитудных и фазовых флуктуаций различны, что обусловлено наличием корреляции между случайными процессами (4б) и (4в), а также взаимной частотной расстройкой резонаторов. Эти два фактора приводят к появлению корреляции между фазовыми и амплитудными флуктуациями и к асимметрии шумового спектра мощности выходных колебаний [7]

$$S_W(\Omega) = P_0 (F_{02}^2 / G_2) (S_{FF} + S_{vv} + 2 \operatorname{Im} S_{Fv}), \quad (7)$$

P_0 — мощность пучка. Слагаемые в (6) и (7), пропорциональные N_1 и N_2 , определяют вклад в выходную мощность шумов соответственно узкополосных флуктуаций пучка (4в) и широкополосных флуктуаций (4б), а слагаемые, пропорциональные N_3 и N_4 , обусловлены их взаимной корреляцией. Члены, пропорциональные N_1 , являются определяющими в режиме максимальных коэффициентов усиления, когда $\alpha_{01}^2 \ll 1$, $\alpha_{02}^2 \ll 1$ [3], при этом спектр выходных колебаний

$$S_W(\Omega) \sim (\alpha_{01}^2 + \Omega_1^2)^{-1} [\alpha_{02}^2 + (\Omega_2 - \Delta)^2]^{-1}$$

является типичным для случая последовательного преобразования белого шума двумя контурами. Коэффициенты α_{0i} характеризуют регенеративность взаимодействия пучка с полем резонатора и при фиксированных значениях тока могут быть представлены в виде $\alpha_{0i} = 1 - Q_i / Q_{\text{пунк}i}$, где $Q_{\text{пунк}i}$ — значение добротности резонатора, при которой возбуждаются автоколебания. Мощность выходных шумов в линейном режиме не зависит от мощности регулярных колебаний в каждом из резонаторов. Это следует из того, что после подстановки (6) в (7) функция $S_W(\Omega)$ зависит только от отношения F_{02}/F_{01} , которое выражается через коэффициент усиления K на частоте внешнего сигнала, удовлетворяющей условию $\delta_{01} = 0$:

$$F_{02}^2 / F_{01}^2 = G_2 \alpha_{01} K / G_1. \quad (8)$$

Для рассматриваемого типа усилителей общее выражение для K через параметры пучка и резонаторов приведено в работе [3].

3. Коэффициент шума. В линейном режиме коэффициент шума определяется соотношением [4]

$$F_{\text{ш}} = 1 + P_{\text{ш. соб}} / P_{\text{ш. вх}}, \quad (9)$$

где $P_{\text{ш. соб}}$ — мощность собственных шумов на выходе усилителя; $P_{\text{ш. вх}}$ — мощность шумов на выходе, определяемых шумами со спект-

ральной плотностью kT (k — постоянная Больцмана, $T=293\text{ K}$), поступающими на вход усилителя (непосредственно во входной резонатор). С учетом полученных соотношений (6)–(8) находим из (9) выражение для $F_{\text{ш}}$ двухрезонаторных усилителей:

$$F_{\text{ш}} = 1 + \frac{\pi P_0}{2kT} \left\{ G_1 N_1 + \frac{G_2 N_2 [(\sigma \alpha_{01} + \alpha_{02})^2 + \Delta^2]}{\sigma (\sigma \alpha_{01} + \alpha_{02})(\alpha_{02}^2 + \Delta^2) \alpha_{01} K} + \right. \\ \left. + \frac{2 \sqrt{G_1 G_2} (\alpha_{02} N_3 + \Delta N_4)}{\sqrt{K} (\alpha_{02}^2 + \Delta^2)} \right\}, \quad (10)$$

где $\sigma = Q_2 \omega_{r1} / \omega_{r2} Q_1$ — отношение полос пропускания «холодных» резонаторов. Физический смысл слагаемых в (10), пропорциональных N_i ($i=1, 2, 3, 4$), тот же, что и в выражениях для спектральных плотностей (6).

Проведем анализ выражения для коэффициента усиления в режиме максимальных коэффициентов усиления, когда двумя последними слагаемыми в (10) можно пренебречь. В этом случае величина $F_{\text{ш}}$ определяется только параметрами входного каскада и пучка:

$$F_{\text{ш}} = 1 + \frac{\pi P_0 G_1}{2kT} \left(\frac{S_i}{I_0^2} |D_1|^2 + \frac{S_v \Phi_{01}^2}{v_0^2} |R_1|^2 \right). \quad (11)$$

Для оценки величины $F_{\text{ш}}$ будем полагать, что в минимуме потенциала спектральные плотности флуктуаций тока и скорости задаются формулами Шоттки и Рэкка (см. [8], с. 10):

$$S_i = eI_0/2\pi, \quad S_v = ckT_k(4 - \pi)/4\pi m I_0, \quad (12)$$

где T_k — температура катода.

Рассмотрим случай, когда в качестве входного и выходного каскадов используются открытые резонаторы, в которых возбуждаются основные типы колебаний с гауссовым распределением [3]. После определения функций D_1 , R_1 и ряда преобразований приходим к следующему выражению для коэффициента шума:

$$F_{\text{ш}} = 1 + \frac{4J_1 eU_0}{kT \sinh |\Phi_{R1} \beta_p R_{y1}|} (B_+ q + B_- \mu/q), \quad (13)$$

где $B_{\pm} = \text{ch}(\Phi_{R1} \beta_p R_{y1}) \pm \cos 2\beta_p a_1$; $J_1 = Q_1/Q_{\text{пуск}}$; $\Phi_{R1} = \omega_{r1} R_{y1} (1 - v_0/v_{\Phi})$ — параметр пространственного рассинхронизма пучка и синхронной волны; $\mu = kT_k(4 - \pi)/2mv_0^2$; $q = \omega_p'/\omega_{r1}$; a_1 — расстояние от сечения пучка, в котором заданы спектральные плотности (12), до центра первого резонатора; R_{y1} — радиус пятна поля в открытом резонаторе. Первое и второе слагаемые в скобках определяют, соответственно, вклад дробового и теплового шумов пучка в коэффициент шума. Интересно, что формула (13) совпадает с выражением для $F_{\text{ш}}$, полученным в [9] для однорезонаторного усилителя при $\beta_p = 0$.

Минимальное значение $F_{\text{ш}}$, определяемое (13), достигается при условиях

$$q = \sqrt{\mu B_- / B_+}; \quad (14a)$$

$$2\beta_p a_1 = \pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (14b)$$

и равняется

$$F_{\text{ш}} = 1 + 4J_1 \beta (c/T) \sqrt{m T_k (4 - \pi) / 2k}, \quad (15)$$

где $\beta = v_0/c$, c — скорость света. Напомним, что формула (13) получена в предположении $J_1 \approx 1$, поэтому основным параметром, определяющим величину $F_{\text{ш}}$, является ускоряющее напряжение пучка. Под-

ставляя в (15) значения констант и $T_k = 1100 \text{ K}$, получаем следующую оценку: $F_{\text{ш}} \approx 1 + 2 \cdot 10^4 \beta$. Таким образом, для типичных значений ускоряющего напряжения коэффициент шума составляет величину 30—35 дБ.

Физическая причина столь высоких значений $F_{\text{ш}}$ обусловлена следующим. Коэффициент шума для рассматриваемого случая пропорционален отношению коэффициентов усиления усилителя с предварительной модуляцией пучка и усилителя с подачей сигнала непосредственно в пространство взаимодействия. В первом случае при высокой регенеративности колебательной системы ($\alpha_{01}^2 \ll 1$), как известно [2], достигается наибольшая эффективность взаимодействия пучка с полем, что и обуславливает существенное усиление начальных флуктуаций пучка и высокий коэффициент шума. В силу этого можно предположить, что снижения коэффициента шума можно достичь за счет увеличения параметра α_{01} , например, путем уменьшения добротности входного резонатора. Для анализа такой возможности обратимся к общему выражению для $F_{\text{ш}}$ (10), которое представим в виде

$$F_{\text{ш}} = 1 + \frac{\pi P_0 G_1}{2kT} \left\{ \frac{S_t}{I_0^2} (D'_1 + AD'_2)^2 + (D'_1 + AD'_2)^2 + \frac{S_n}{v_0^2} \times \right. \\ \left. \times [(\Phi_{01} R'_1 + A\Phi_{02} R'_2)^2 + (\Phi_{01} R''_1 + A\Phi_{02} R''_2)^2] \right\} + \frac{\pi P_0 G_2 N_2}{2 k T \sigma \alpha_{01} \alpha_{02} K}, \quad (16)$$

где $A = \sqrt{G_2/G_1 K \alpha_{02}^2}$, штрихом и двумя штрихами выделены действительная и мнимая части функций R_i , D_i ($i=1, 2$). Для простоты рассматривается случай $\Delta=0$, что соответствует условию $\omega_{r1}=\omega_{r2}$. Из определения функций R_i и D_i следует, что при выполнении условий

$$d_1 \beta_p = (2n+1)\pi, \quad n=0, 1, 2, \dots; \quad (17a)$$

$$L_1=L_2, \quad \Phi_{s1}=\Phi_{s2}, \quad f_1(\xi)=f_2(\xi) \quad (17b)$$

имеют место соотношения

$$D'_1 = -D'_2, \quad D''_1 = -D''_2, \quad \Phi_{01} R'_1 = -\Phi_{02} R'_2, \quad \Phi_{01} R''_1 = -\Phi_{02} R''_2. \quad (18)$$

Если при этом наложить ограничение на величину A , полагая

$$A^2 \equiv G_2/G_1 K \alpha_{01}^2 = 1, \quad (19)$$

то все слагаемые в фигурных скобках в (16) обращаются в нуль и тогда величина коэффициента шума

$$F_{\text{ш}} = 1 + \pi P_0 G_2 N_2 / 2kT \sigma \alpha_{01} \alpha_{02} K \quad (20)$$

определяется только широкополосными шумами пучка (46), поступающими в выходной резонатор. Это достигается за счет реализации условий, при которых происходит подавление волн плотности заряда, возбуждаемых в пучке отдельно в каждом из резонаторов под действием узкополосных шумовых колебаний. При выполнении соотношений (17)—(19) амплитуды этих волн равны, а фазы сдвинуты на π , что обеспечивает их взаимное подавление в выходном каскаде в результате интерференции. Именно в таком режиме взаимодействия пучка с полем могут достигаться минимальные значения $F_{\text{ш}}$. Преобразуем выражение (20) применительно к усилителям на основе открытых резонаторов. После вычисления функции $N_2(\Phi_s, p)$ легко убедиться, что с учетом (12) и (17a), (17b) минимальное значение $F_{\text{ш}}$ достигается при выполнении полученных ранее условий (14). Следствием этих условий является также то, что для достижения минимальных значений $F_{\text{ш}}$ расстояние между центрами резонаторов должно выбираться равным нечетному числу половин длии волн. В отличие от клистронов

при таком расстоянии между резонаторами величина коэффициента усиления K резонансных усилителей с распределенным взаимодействием может достигать достаточно больших значений [3]. Выражение для K с учетом условий (17а), (17б) сводится к простому виду (см. [3]):

$$K = 4J_1 J_2 / (1 - J_1)^2 (1 - J_2)^2. \quad (21)$$

Его величина определяется только отношением $Q/Q_{\text{пуск}}$ в каждом из резонаторов. Однако следует учитывать, что эти значения должны удовлетворять условию (19). Подставляя (21) в (19), находим, что для достижения минимальных значений $F_{\text{ш}}$ отношение $J_1 = Q_1/Q_{\text{пуск}}$ в первом резонаторе должно принимать вполне определенное значение

$$J_1 = 1/3. \quad (22)$$

При этом минимальная величина коэффициента шума

$$F_{\text{ш мин}} = 1 + \frac{23(1 - J_2)\beta}{3J_2 T} \sqrt{\frac{T_k(4 - \pi)m}{2k}}, \quad (23)$$

а коэффициент усиления

$$K = 3J_2 / (1 - J_2)^2 \quad (24)$$

только численным множителем отличается от коэффициента усиления однокаскадного резонансного усилителя [2]. Таким образом, за счет определенного уменьшения коэффициента усиления удается достичнуть минимальных значений коэффициента шума.

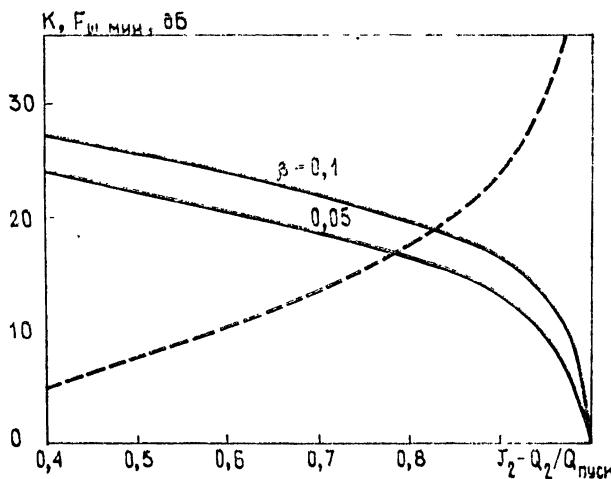


Рис. 2.

На рис. 2 приведены в децибеллах характерные значения K (штриховая линия) и $F_{\text{ш мин}} = 1 + 3,7 \cdot 10^3 \beta (1 - J_2)/J_2$ при $T_k = 1100$ К (сплошные линии) в зависимости от J_2 для различных $\beta = v_0/c$. Для сравнения напомним, что в случае ЛБВ в рамках тех же исходных предпосылок относительно источников шума пучка (12) и при больших K минимальная величина $F_{\text{ш}} = 4$ (6 дБ) [8]. Для исследуемых усилителей существует теоретическая возможность достижения меньших значений $F_{\text{ш мин}}$ за счет приближения Q_2 к $Q_{\text{пуск 2}}$. Естественно, это связано с уменьшением рабочей полосы и предельных значений мощности входного сигнала $P_{\text{вх пр}}$ [1].

Подытожим основные требования, которые должны выполняться для достижения минимальных значений коэффициента шума.

1) Добротность входного резонатора должна удовлетворять условию $Q_1 = Q_{\text{пуск 1/3}}$.

2) Размеры пятна поля R_y и параметры рассинхронизма Φ_R должны быть одинаковыми в каждом из резонаторов.

3) Оптимальное расстояние между резонаторами кратно половине плазменной длины волны.

4) Существует оптимальное значение расстояния от минимума потенциала (катода) до центра входного резонатора

$$a_1 = n\lambda_p/4, \quad n = 1, 2, 3.$$

При этом размер пятна поля в резонаторе и плотность пучка должны удовлетворять соотношениям (см. (14б))

$$\omega_p'/\omega = \sqrt{\mu} \operatorname{th} |R_y \beta_p \Phi_R/2| \quad \text{при } n \text{ четном;} \quad (25a)$$

$$\omega_p'/\omega = \sqrt{\mu} \operatorname{cth} |R_y \beta_p \Phi_R/2| \quad \text{при } n \text{ нечетном.} \quad (25b)$$

Условия (25а), (25б), как показали расчеты, являются наименее «жесткими», поскольку величина $F_{\text{ш.мин}}$ достаточно медленно изменяется при отклонении R_y от значений, определяемых (25а), (25б). Условия реализации $F_{\text{ш.мин}}$ в общем не накладывают ограничений на параметр рассинхронизма Φ_R , и он может выбираться из условия достижения минимальных значений $Q_{\text{пуск}}$. При условии $(R_y \beta_p)^2 \ll 1$, которое обычно выполняется, оптимальная величина $|\Phi_R| \approx 1$ [3], тогда из (25б) находим $(R_y/\lambda)_{\text{опт}} \approx 10^{-4}(\omega/\omega_p')^2$. Для колебательных систем ГДИ средней и длинноволновой части миллиметрового диапазона, где обычно $R_y \approx \lambda$, это условие достаточно просто реализуется. Тогда, выбирая $\beta = v_0/c = 0,1$, находим, что a_1 может равняться $2,5\lambda$, а расстояние между центрами резонаторов — 5λ , что вполне реально осуществить на практике.

Следует отметить, что возможность реализации условий достижения $F_{\text{ш.мин}}$ обусловлена именно спецификой взаимодействия пучка с полем в резонаторах с распределенным взаимодействием, которая связана с особенностями возбуждения волн пространственного заряда и с их высокой регенеративностью. Анализ областей практического применения усилителей орotronного типа в режиме работы с малыми значениями коэффициента шума, конечно, требует еще проведения специальных исследований, однако уже полученные результаты указывают на целесообразность постановки таких работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ваврив Д. М., Третьяков О. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 2, с. 238; 1985, 28, № 1, с. 107, 1986, 29, № 2, с. 210.
2. Ваврив Д. М. — Радиотехника и электроника, 1985, 30, № 7, с. 1391
3. Ваврив Д. М., Романцов Ю. А., Третьяков О. А. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1985, вып. 8, с. 3.
4. Шумы в электронных приборах / Под ред. Л. Д. Смулина и Г. А. Хауса. — М.: Энергия, 1964. — 484 с.
5. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники — М: Сов. радио, 1966.
6. Ваврив Д. М., Романцов Ю. А., Третьяков О. А. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1984, вып. 10, с. 3
7. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах — М.: Наука, 1968. — 660 с.
8. Голубенцев А. Ф., Минкин Л. М. Шумы и флуктуации в электронных потоках. Ч 2 — Саратов: Гос. ун-т, 1981 — 108 с
9. Ваврив Д. М. — Респ. межвед. научн. сб. Радиотехника — Харьков: Вища школа, 1985, вып. 75, с. 61.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
10 марта 1986 г.

NOISE FACTOR OF THE RESONANT EXTENDED INTERACTION AMPLIFIERS

D. M. Vauriv, O. A. Tret'yakov

Transformation of thermal and shot noise of the electron beam in resonant systems with extended interaction is considered. Expressions for the amplitude and phase spectrum of the output oscillations are obtained. Minimization of the noise factor is carried out. Perspectives for the development of such narrow band and low noise amplifiers are discussed.