

УДК 621.385.6

ШУМЫ В РЕЗИСТИВНОМ УСИЛИТЕЛЕ М-ТИПА С «ТОЛСТЫМ» ПУЧКОМ

А. А. Фунтов

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
E-mail: aafuntov@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2018, после доработки 29.01.2018

Цель нашего исследования – изучение шумов в резистивном усилителе со скрещенными электрическим и магнитным полями с пучком конечной толщины. Если теория резистивного усилителя О-типа достаточно известна, хотя бы как классический пример прибора, использующего волны с отрицательной энергией, то резистивный усилитель М-типа, в котором тоже используются волны с отрицательной энергией, до недавнего времени почти не исследовался. Представляется интересным изучить шумы в приборе со скрещенными полями, тем более, что в ранних работах упоминалось о возможном малом уровне шума. **Метод.** Шумы изучаются на основе ранее построенной двумерной линейной адиабатической теории устройства с электронным потоком конечной толщины, который движется в скрещенных статических электрическом и магнитном полях (поток магнетронного типа) между двумя плоскими поверхностями с комплексной проводимостью. В такой системе шумы изучаются впервые. Рассмотрены случаи, когда обе поверхности металлические, и когда одна из поверхностей металлическая, а другая имеет активную, емкостную или индуктивную проводимость. **Результаты и обсуждение.** Показано, что наличие одной поверхности с комплексной проводимостью при второй металлической, не дает заметного преимущества ни в увеличении коэффициента усиления, ни в снижении коэффициента шума по сравнению со случаем обеих металлических поверхностей. Показано, что для получения наибольшего коэффициента усиления и наименьшего коэффициента шума нужен близкий к единице фактор заполнения.

Ключевые слова: резистивный усилитель, М-тип, линейная теория, толстый пучок, шумы в электронных потоках.

DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-2-59-68

Образец цитирования: Фунтов А.А. Шумы в резистивном усилителе М-типа с «толстым» пучком // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 2. С. 59–68. DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-2-59-68

NOISE IN RESISTIVE-WALL AMPLIFIER OF M-TYPE WITH «THICK» BEAM

A. A. Funtov

Saratov State University
83, Astrakhanskaya str., 410012 Saratov, Russia
E-mail: aafuntov@mail.ru
Received 23.01.2018, revised 29.01.2018

The **aim** of our research is to study the noise in the resistive-wall amplifier with crossed electric and magnetic fields with a beam of finite thickness. The theory of the O-type resistive-wall amplifier is well known, at least as a classical example of using of waves with negative energy. Theory of resistive-wall amplifier M-type, in which negative energy waves are also used, has not been studied until recently. It seems interesting to study noise in a device with crossed fields, especially since early work mentioned a possible low noise level. **Method.** Study of noise based of the previously constructed two-dimensional linear adiabatic theory of a device with an electron flux of finite thickness that moves in crossed static electric and magnetic fields (magnetron-type flux) between two flat surfaces with complex conductivity. The noise coefficient in such a device is first studied. The cases when both surfaces are metallic, or when one of the surfaces is metallic, and the other has active, capacitive or inductive conductivity are considered. **Results and discussion.** It is shown that the complex conductivity of one of the surfaces, when the other is metallic, does not give a noticeable advantage either in increasing the gain factor or in reducing the noise factor in comparison with the case of both metal surfaces. It is shown that obtaining larger gain and lowest noise figure correspond to the fill factor of the order of one.

Key words: resistive-wall amplifier, linear theory, M-type, thick beam, noise.

DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-3-59-68

References: Funtov A.A. Noise in resistive-wall amplifier of M-type with «thick» beam. *Izvestiya VUZ, Applied Nonlinear Dynamics*, 2018, vol. 26, iss. 2, pp. 59–68. DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-2-59-68

Введение

Благодаря метаматериалам усилитель на поглощении, также называемый резистивным усилителем, вновь привлек исследователей. Однако до сих пор не исследован вопрос о шумах в резистивном усилителе М-типа, поднятый ещё в 1950-х годах в обзоре [1], где указано, что в нём возможен малый уровень шума. Цель настоящей работы – проверка указанной возможности.

Оценивать уровень шума в приборе будем с помощью коэффициента шума, то есть отношения сигнал/шум на входе усилителя к отношению сигнал/шум на выходе, который можно представить в виде [2]:

$$F = 10 \lg \left| 1 + \frac{P_f}{P_T} \right|, \quad (1)$$

где $P_f = |E|^2 / (2\beta_e^2 K)$ – выходная мощность, вызванная флуктуациями тока, K – сопротивление связи выходной секции (рис. 1), E – напряженность электрического поля в начале выходной секции, $\beta_e = \omega / v_0$, ω – рабочая частота, v_0 – средняя скорость пучка, $P_T = kT_0 \Delta f G$ – выходная мощность, являющаяся следствием тем-

пературного шума на входе, k – постоянная Больцмана, Δf – ширина полосы частот, $T_0 = 290$ К – температура источника теплового сигнала, согласованного с секцией с комплексной проводимостью, G – коэффициент усиления.

Рассмотрим двумерную плоскую модель усилителя на поглощении М-типа в приближении слабого сигнала. Поток конечной толщины движется в положительном направлении оси x между двумя плоскими поверхностями, имеющими в общем случае комплексные проводимости

$$jY_{1,2} = \frac{E_y}{E_x} \Big|_{y=0,d},$$

где индексы « x », « y » означают соответствующую компоненту поля, j – мнимая единица. Поток движется между поверхностями в вакууме; внешнее ВЧ-поле отсутствует (рис. 2).

Считаем, что $\omega_p^2 \ll \omega_c^2$, где $\omega_p^2 = e\rho_0/(m\varepsilon_0)$ – квадрат плазменной частоты, e/m – удельный заряд электрона, ρ_0 – средняя плотность электронного потока, $\omega_c = Be/m$ – циклотронная частота. Воспользуемся адиабатическим приближением.

На границах пучка x -компоненты поля непрерывны, то есть

$$E_{x2}^- = E_{x2}^+ = E_{x2}, \quad E_{x1}^- = E_{x1}^+ = E_{x1},$$

где верхние индексы «+», «-» означают, что поле берется над и под границей пучка, соответственно; нижние индексы «1», «2» означают, что поле берется на нижней или верхней границе, соответственно.

Условия разрыва нормальной составляющей напряженности поля пространственного заряда имеют вид

$$E_y^+(y_2) - E_y^-(y_2) = \frac{\rho_0}{\varepsilon_0} \tilde{y}_2,$$

$$E_y^+(y_1) - E_y^-(y_1) = -\frac{\rho_0}{\varepsilon_0} \tilde{y}_1,$$

где $y_1 = y_0 - \Delta + \tilde{y}_1$ – координата нижней границы пучка, $y_2 = y_0 + \Delta + \tilde{y}_2$ координата верхней границы пучка; $y_0 \gg \tilde{y}_{1,2}$, $\tilde{y}_{1,2}$ – смещения соответствующих границ.

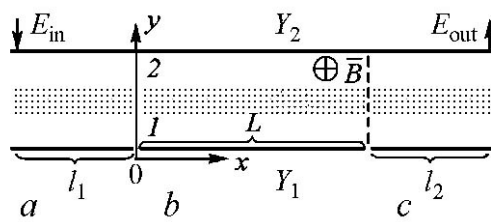


Рис. 1. Модель резистивного усилителя для расчета коэффициентов усиления и шума. a – входная секция, b – секция с комплексной проводимостью, c – выходная секция

Fig. 1. Model of a resistive amplifier for calculating of so gain and noise factor. a – input section, b – section with complex conductivity, c – output section

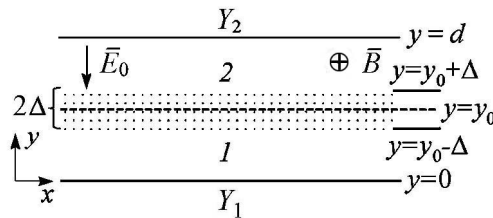


Рис. 2. Двумерная плоская модель усилителя на поглощении М-типа: y_0 – координата оси пучка; 2Δ – толщина пучка; d – расстояние между поверхностями; \bar{B} – индукция статического магнитного поля; \bar{E}_0 – напряженность статического электрического поля

Fig. 2. Two-dimensional flat model of amplifier on M-type absorption: y_0 is the beam-axis coordinate; 2Δ – thickness of the beam; d – distance between the surfaces; \bar{B} – static magnetic field induction; \bar{E}_0 – static electric field strength

На входе в пространство между поверхностями (см. рис. 2) пучок имеет толщину 2Δ . В результате действия наведенных на поверхностях зарядов возникают продольное \tilde{x} и поперечное \tilde{y} смещения границ пучка.

Волны, которые могут распространяться ниже и выше пучка (области 1 и 2 на рис. 2, соответственно), а также в пучке, будем искать в виде $E = E_x(y) e^{j(\omega t - \beta x)}$, где $E_x(y) = a \operatorname{sh} \beta y + b \operatorname{ch} \beta y$, β – искомая постоянная распространения (в адиабатическом приближении $\beta \approx \beta_e$).

Опуская вывод уравнений полей на границах пучка и дисперсионного уравнения, подробно изложенный в работе [3], приведем их с необходимыми пояснениями. Уравнения напряженности электрических полей на границах пучка в адиабатическом приближении:

$$\begin{cases} E_{x1} = \frac{\rho_0}{j\varepsilon_0} \operatorname{sh} 2\beta_e \Delta \frac{\tilde{y}_2 - \tilde{y}_1 S_2 \operatorname{ch} 2\beta_e \Delta}{1 - S_1 S_2 \operatorname{ch}^2 2\beta_e \Delta}, \\ E_{x2} = \frac{\rho_0}{j\varepsilon_0} \operatorname{sh} 2\beta_e \Delta \frac{\tilde{y}_2 S_1 \operatorname{ch} 2\beta_e \Delta - \tilde{y}_1}{1 - S_1 S_2 \operatorname{ch}^2 2\beta_e \Delta}, \end{cases} \quad (2)$$

где $S_1 = 1 + \operatorname{th} 2\beta_e \Delta \frac{Y_1 + \operatorname{th} \beta_e (y_0 - \Delta)}{Y_1 \operatorname{th} \beta_e (y_0 - \Delta) + 1}$, $S_2 = 1 + \operatorname{th} 2\beta_e \Delta \frac{Y_2 - \operatorname{th} \beta_e (d - y_0 - \Delta)}{Y_2 \operatorname{th} \beta_e (d - y_0 - \Delta) - 1}$, E_{x1} и E_{x2} – продольные компоненты напряженности электрического поля на нижней и верхней границе пучка, соответственно, \tilde{y}_1 , \tilde{y}_2 – возмущение координат соответствующих границ. Корни дисперсионного уравнения в указанных приближениях записываются в виде

$$\beta = \beta_e \left(1 - \frac{\Omega}{2} (X \pm jM) \right), \quad (3)$$

где

$$jM = \sqrt{(S_1 - S_2)^2 \chi^2 \operatorname{ch}^2 2\beta_e \Delta - 4\chi (\operatorname{sh} 2\beta_e \Delta - (S_1 + S_2) \beta_e \Delta \operatorname{ch} 2\beta_e \Delta) + 4\beta_e^2 \Delta^2},$$

$$X = (S_1 - S_2) \chi \operatorname{ch} 2\beta_e \Delta, \quad \chi = \frac{\operatorname{sh} 2\beta_e \Delta}{1 - S_1 S_2 \operatorname{ch}^2 2\beta_e \Delta}, \quad \Omega = \frac{\omega_p^2}{\omega_c \omega}.$$

Расчёт коэффициента усиления

Для расчета коэффициента усиления рассмотрим следующую модель усилителя с пространством дрейфа с комплексной проводимостью стенок (см. рис. 1). Электронный пучок конечной толщины модулируется полями отрезка линии передачи во входной секции, проходит через секцию с комплексной проводимостью и наводит поле в отрезке линии передачи в выходной секции.

Во входную секцию длиной l_1 и сопротивлением связи K поступает возмущенный электронный поток с полным током I_0 при ускоряющем напряжении V_0 . Во входную секцию подается входной сигнал E_{in} . Для расчета возмущений границ электронного потока во входной секции используем теорию, изложенную в статье [4].

В приближении заданного поля с учетом использованных выше допущений уравнение для возмущений примет вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{y}_{1,2}^0}{\partial x^2} + j\beta_e \left(2 - \frac{\Omega Q}{\text{sh } \beta_e d} \right) \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}^0}{\partial x} + \beta_e^2 \left(-1 + \frac{\Omega Q}{\text{sh } \beta_e d} + \frac{\Omega^2 W}{\text{sh}^2 \beta_e d} \right) \tilde{y}_{1,2}^0 = \frac{g_{1,2}}{v_0^2} E_{\text{in}} e^{-j\beta_0 l_1},$$

где β_0 – постоянная распространения в отрезке линии передачи без пучка,

$$Q = \text{sh } \beta_e (d - y_0 - \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 + \Delta) - \text{sh } \beta_e (d - y_0 + \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta),$$

$$W = \text{sh } \beta_e (d - y_0 - \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 + \Delta) \text{sh } \beta_e (d - y_0 + \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta),$$

$$g_1 = -j \frac{e(\omega - \beta_0 v_0)}{m\omega_c} + j \frac{e\omega_p^2}{m\omega_c^2} \frac{\text{sh } \beta_e (d - y_0 - \Delta)}{\text{sh } \beta_e d} (\text{sh } \beta_e (y_0 + \Delta) - \text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta)),$$

$$g_2 = -j \frac{e(\omega - \beta_0 v_0)}{m\omega_c} + j \frac{e\omega_p^2}{m\omega_c^2} \frac{\text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta)}{\text{sh } \beta_e d} (\text{sh } \beta_e (d - y_0 - \Delta) - \text{sh } \beta_e (d - y_0 + \Delta)).$$

При начальных условиях

$$\begin{cases} \tilde{y}_{1,2}^0(x = -l_1) = 0, \\ \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}^0}{\partial x}(x = -l_1) = 0, \end{cases}$$

с помощью простых, но громоздких вычислений находим искомые возмущения

$$\tilde{y}_{1,2}^0(x = 0) = \frac{g_{1,2} E_{\text{in}}}{v_0^2 H} \left(\frac{-k_2 - j\beta_0}{k_2 - k_1} e^{k_1 l_1} + \frac{k_1 + j\beta_0}{k_2 - k_1} e^{k_2 l_1} + e^{-j\beta_0 l_1} \right), \quad (4)$$

где $H = -(\beta_0 - \beta_e)^2 + \beta_e \frac{\Omega Q}{\text{sh } \beta_e d} (\beta_e - \beta_0) + \frac{\Omega^2 W \beta_e^2}{\text{sh}^2 \beta_e d}$, $k_{1,2} = j\beta_e \left(-1 + \frac{\Omega(Q \pm Q')}{2 \text{sh } \beta_e d} \right)$,

$$Q' = \text{sh } \beta_e (d - y_0 - \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 + \Delta) + \text{sh } \beta_e (d - y_0 + \Delta) \text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta).$$

Так как дисперсионное уравнение имеет два корня, то выражения для возмущений границ в секции с комплексной проводимостью можно записать как

$$\tilde{y}_{1,2} = A_{1,2} e^{-j\beta_1 x} + C_{1,2} e^{-j\beta_2 x}. \quad (5)$$

Используя в качестве начальных условий (4), соотношение (5) перепишем в виде

$$\begin{aligned} \tilde{y}_{1,2} = \frac{1}{jM\Omega} & \left(\left[\left(1 - \frac{\Omega}{2} (X - jM) \right) \tilde{y}_{1,2}^0 - \frac{j}{\beta_e} \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}^0}{\partial x} \right] e^{-j\beta_e x \left(1 - \frac{\Omega}{2} (X + jM) \right)} + \right. \\ & \left. + \left[\frac{j}{\beta_e} \frac{\partial \tilde{y}_{1,2}^0}{\partial x} - \left(1 - \frac{\Omega}{2} (X + jM) \right) \tilde{y}_{1,2}^0 \right] e^{-j\beta_e x \left(1 - \frac{\Omega}{2} (X - jM) \right)} \right). \end{aligned}$$

Наведенное пучком поле в выходной секции находим, используя уравнение (8) из работы [4], в виде

$$E_{\text{out}} = -\frac{\beta_0^2 \beta_e K I_0}{4\beta_0 \Delta \text{sh } \beta_e d} \int_0^{l_2} [\tilde{y}_2(L) \text{sh } \beta_e (y_0 + \Delta) - \tilde{y}_1(L) \text{sh } \beta_e (y_0 - \Delta)] e^{-j\beta_0 (l_2 - \zeta)} d\zeta,$$

где L – длина секции с комплексной проводимостью, l_2 – длина выходной секции. Это выражение в уже сделанных допущениях и в приближении заданных возмущений (считаем, что возмущения границ пучка не меняются в выходной секции, то есть множитель в квадратных скобках можно вынести из-под интеграла) примет вид

$$\frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = \frac{j(1 - e^{-j\beta_0 l_2}) D^2 \beta_0}{4\beta_e \Delta} \frac{\beta_0}{\beta_e} [\tilde{y}'_2(L) \operatorname{sh} \beta_e (y_0 + \Delta) - \tilde{y}'_1(L) \operatorname{sh} \beta_e (y_0 - \Delta)],$$

где $\tilde{y}_{1,2} = e\omega/(mv_0^2 \omega_c \beta_e^2) E_{\text{in}} \tilde{y}'_{1,2}$, $D^2 = KI_0/(2V_0 \operatorname{sh} \beta_e d)(\omega/\omega_c)$ – квадрат параметра усиления в отрезке линии передачи.

Коэффициент усиления в дальнейшем будем искать по формуле

$$G = 20 \lg \left| \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} \right|.$$

Расчет коэффициента шума

Считаем, что поворот пучка в области пушки (рис. 3) и перенос возмущений от катода к началу секции с комплексной проводимостью проходят без искажений. Рассмотрим последовательность зарядов, влетающих в область пушки с интервалом времени T с катода шириной w . Создаваемый ими ток как функцию координаты и времени можно представить в виде двойного ряда

$$i(t, x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i_{nm} e^{2\pi j(n\frac{t}{T} - m\frac{x}{w})},$$

где

$$i_{nm} = \frac{1}{Tw} \int_0^T \int_0^w i(t, x) e^{-2\pi j(n\frac{t}{T} - m\frac{x}{w})} dx dt,$$

n и m – номера гармоник по времени и координате, соответственно.

Рассмотрим для простоты плоский диод. Пусть за время Δt на анод приходит $N_{\Delta t}$ электронов, а за всё время T – N . Вероятность достижения электроном из первой группы анода $p = \Delta t/T$, а вероятность недостижения $q = 1 - \Delta t/T$. Тогда, если считаем распределение электронов нормальным, среднее отклонение $\sigma = \sqrt{Npq} \approx \sqrt{N\Delta t/T}$.

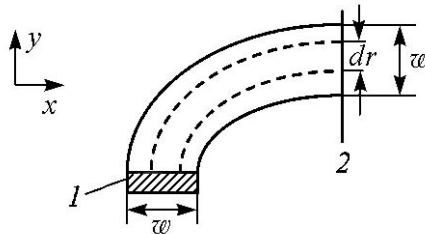


Рис. 3. Схематическое изображение катода и области пушки. 1 – катод, 2 – конец области пушки

Fig. 3. Schematic representation so of cathode and region of gun. 1 – cathode, 2 – gun area end

Ток, создаваемый одним электроном, равен $i_{1nm} = e/\Delta t$. Если имеется $N = I_0 T/e$ некоррелированных последовательностей, то квадраты амплитуд складываются как

$$i_{nm}^2 = (e/\Delta t)^2 \sigma^2 = eI_0 \Delta f, \quad (6)$$

где $\Delta f = 1/\Delta t$, $I_0 = e/T$.

Пусть катод эмитирует пучок конечной толщины. Разобьём его на тонкие полоски толщиной dr (см. рис. 3).

Этому потоку можно поставить в соответствие бесконечно тонкий поток, с поперечной координатой y_e – случайной функцией (её среднее значение – y_m). Флуктуации y_e определяются выражением

$$\delta y_e = \frac{(y - y_m) \delta i(t, x)}{i_0} = \frac{r \delta i(t, x)}{i_0}, \quad (7)$$

где δi – флуктуация тока в полоске шириной r . Разложим (7) в ряды Фурье

$$\delta (y_e)_{nm} = \frac{r}{i_0} (\delta i)_{nm},$$

и подставив (6), получим

$$\delta (y_e)_{nm}^2 = \left(\frac{r}{i_0} \right)^2 e I_0 \Delta f \frac{dr}{w},$$

где $(\delta i)_{nm}^2 = i_{nm}^2 dr/w$. Так как считаем флуктуации тока в разных полосках независимыми, можно взять от последнего выражения интеграл

$$\Delta (y_e)_{nm}^2 = \frac{e \Delta f}{I_0 w} \int_{-w/2}^{w/2} r^2 dr = \frac{e \Delta f w^2}{12 I_0}. \quad (8)$$

Для расчета среднеквадратичных флуктуаций скорости воспользуемся формулой Рэка

$$|\tilde{v}(0)|^2 = (4 - \pi) \eta k T_k \Delta f / I_0,$$

тогда $d\tilde{y}(0)/dt = \sqrt{|\tilde{v}(0)|^2} = \partial\tilde{y}(0)/\partial t + v_0(\partial\tilde{y}(0)/\partial x)$. Так как исследуем стационарную модель, то $\partial\tilde{y}(0)/\partial t = 0$. Тогда, с учетом формулы Рэка и (8), получим следующие начальные условия

$$\tilde{y}_1(0) = \tilde{y}_2(0) = \sqrt{\frac{e w^2 \Delta f}{12 I_0}}, \quad \frac{\partial\tilde{y}_1(0)}{\partial x} = \frac{\partial\tilde{y}_2(0)}{\partial x} = \frac{1}{v_0} \sqrt{(4 - \pi) \frac{e k T_k \Delta f}{m I_0}},$$

где T_k – температура катода. Для удобства введем следующие величины $\beta'_i = \beta_i/\beta_e$, $w' = \beta_e w \sqrt{1/12}$, $a_1 = \sqrt{(4 - \pi) (k T_k) / (m v_0^2)}$. Подставив эти начальные условия в соотношение (5), уравнения для возмущений можно записать в виде

$$\tilde{y}_{1,2}(x) = \frac{1}{\beta_e} \sqrt{\frac{e \Delta f}{I_0}} \frac{1}{\beta'_1 - \beta'_2} \left[(j a_1 - \beta'_2 w') e^{-j \beta_1 x} + (-j a_1 + \beta'_1 w') e^{-j \beta_2 x} \right]. \quad (9)$$

Квадрат модуля полного поля найдем из (2), подставив в него (9), тогда выражение (1) окончательно примет вид

$$F = 10 \lg |1 + a_2 |E'_x|^2 + E'_y|^2 / G|,$$

$$\text{где } E_{x,y} = \frac{\rho_0}{\beta_e \varepsilon_0} \sqrt{\frac{e \Delta f}{I_0}} E'_{x,y}, \quad a_2 = \frac{\rho_0^2 e}{2 \varepsilon_0^2 \beta_e^4 K_0 I_0 k T_0}.$$

В этой работе не будем подробно останавливаться на исследовании коэффициента усиления, выполненного в [3], и исследуем коэффициент шума. Будем в дальнейшем для удобства фактором заполнения называть отношение $2\Delta/d$.

Из рис. 4, *a* видно, что до $\beta_e L \approx 4$ при $Y_1 = 0.1j$ коэффициент усиления преобладает над коэффициентом шума. На рис. 4, *b* и *c* изображена зависимость G и F от различных компонент проводимости нижней поверхности при металлической верхней поверхности, видно, что проводимость незначительно влияет на F при рассмотренных параметрах. Из рис. 4, *a* и *d* видно, что коэффициент шума в случае обеих металлических поверхностей ниже, чем в случае, когда одна из поверхностей обладает емкостной проводимостью. Все графики на рис.4 построены при следующих значениях параметров: $\Omega = 10^{-6}$, $\beta_e d = 2\beta_e y_0 = 20$, $a_1 = 0.01$, $a_2 = 0.5 \cdot 10^6$, $\beta_e w = \sqrt{3}$, $\beta_e l_1 = \beta_e l_2 = 16$, $Y_2 \rightarrow \infty$, $D = 0.63$, $2\Delta/d = 0.9$.

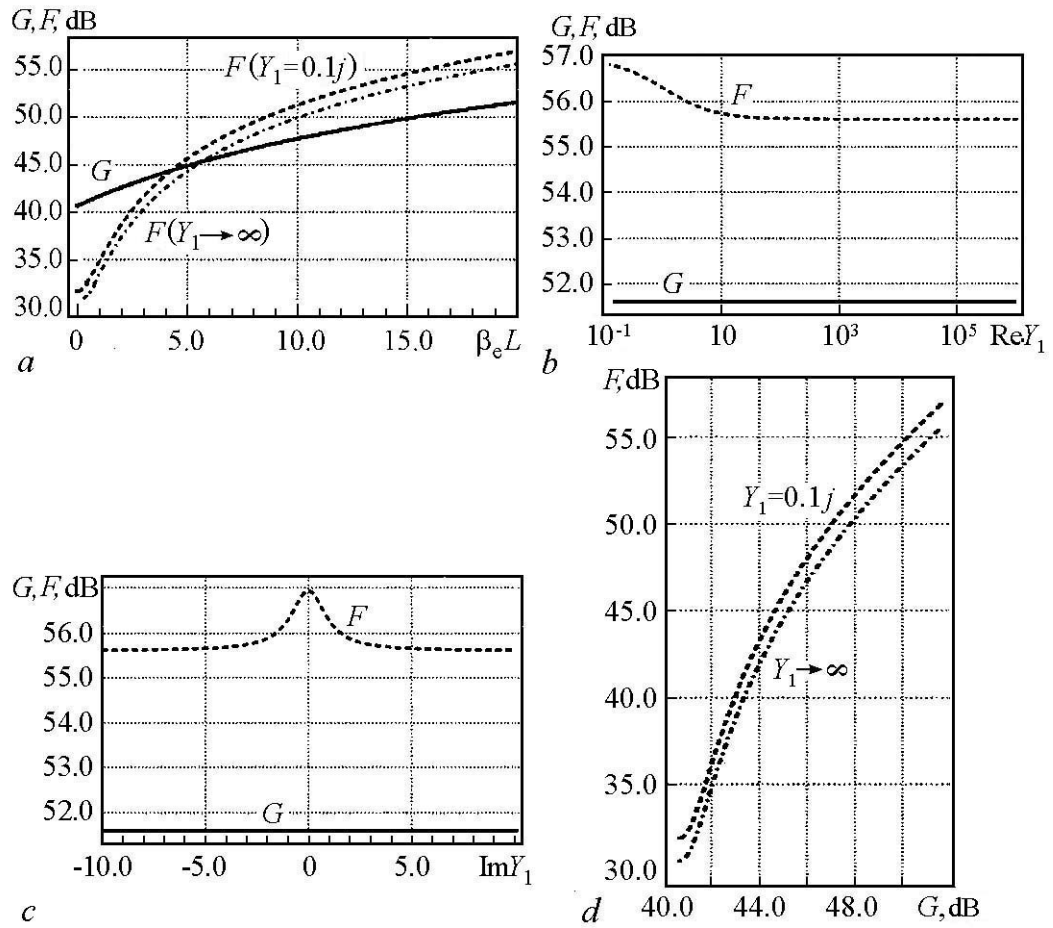


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления G и коэффициента шума F от длины секции с комплексной проводимостью $\beta_e L$ (*a*); зависимость G и F от $\text{Re} Y_1$ (*b*) при $\text{Im} Y_1 = 0$, $\beta_e L = 20$; зависимость G и F от $\text{Im} Y_1$ (*c*) при $\text{Re} Y_1 = 0$, $\beta_e L = 20$; зависимость F от G (*d*)

Fig. 4. Dependence of the gain G and the noise coefficient F on the length of the section with complex conductivity $\beta_e L$ (*a*); dependence of G and F on $\text{Re} Y_1$ (*b*) for $\text{Im} Y_1 = 0$, $\beta_e L = 20$; dependence of G and F on $\text{Im} Y_1$ (*c*) at $\text{Re} Y_1 = 0$, $\beta_e L = 20$; dependence of F on G (*d*)

Исследуем зависимость G и F от фактора заполнения (рис. 5) при обеих металлических поверхностях. Видно, что, если G имеет минимум при $2\Delta/d \approx 0.1$ и максимум при $2\Delta/d \approx 0.9$, то F при $2\Delta/d \approx 0.1$ имеет максимум и достигает наибольшего значения при выбранных параметрах, а при $2\Delta/d \approx 0.9$ начинает заметно уменьшаться.

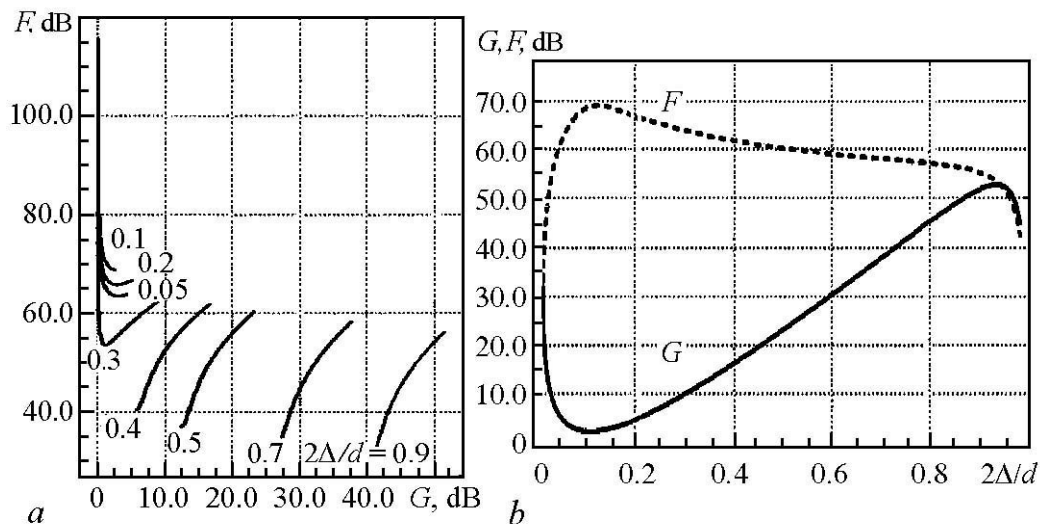


Рис. 5. Зависимость коэффициента шума F от коэффициента усиления G при разных факторах заполнения (а) и зависимость коэффициента шума и коэффициента усиления от фактора заполнения при $\Omega = 10^{-6}$, $\beta_e d = 2\beta_e y_0 = 20$, $a_1 = 0.01$, $a_2 = 0.5 \cdot 10^6$, $\beta_e w = \sqrt{3}$, $\beta_e l_1 = \beta_e l_2 = 16$, $Y_1, Y_2 \rightarrow \infty$, $D = 0.63$, $2\Delta/d = 0.9$ (b); $\beta_e L = 20$

Fig. 5. Dependence of the noise figure F on the gain factor G for different filling factors (a) and dependencies so of the noise figure and the gain on the filling factor at $\Omega = 10^{-6}$, $\beta_e d = 2\beta_e y_0 = 20$, $a_1 = 0.01$, $a_2 = 0.5 \cdot 10^6$, $\beta_e w = \sqrt{3}$, $\beta_e l_1 = \beta_e l_2 = 16$, $Y_1, Y_2 \rightarrow \infty$, $D = 0.63$, $2\Delta/d = 0.9$ (b); $\beta_e L = 20$

Заключение

В данной работе изложена теория расчета коэффициента шума в резистивном усилителе М-типа с комплексной проводимостью области дрейфа и пучком конечной толщины. Из рассмотренной модели следует, что применение в резистивном усилителе М-типа поверхностей с комплексной проводимостью не дает заметного преимущества ни в увеличении коэффициента усиления, ни в снижении коэффициента шума по сравнению с металлическими. Показано, что для наибольшего коэффициента усиления и наименьшего коэффициента шума нужен фактор заполнения, близкий к значению 0.9.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00666 «Линейные, нелинейные и нестационарные явления в нетрадиционных вакуумных и гибридных устройствах терагерцового диапазона (теория и модельные натурные эксперименты)».

Библиографический список

1. Варнеке Р. Эволюция принципов действия современных электровакуумных приборов для СВЧ // Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны / Под ред. Р.Г. Мириманова. М.: Издательство иностранной литературы, 1959.
2. Трубецков Д.И., Шараевский Ю.П., Шевчик В.Н. Шумовые явления в лучевых усилителях магнетронного типа // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, вып. № 10 (204), октябрь 1970. М., Институт «Электроника».
3. Фунтов А.А. Волновые процессы в электронном потоке в скрещенных статических электрических и магнитных полях при его движении в среде с комплексной проводимостью // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 3.
4. Соколов Д.В., Сокольская Т.М. О применении метода последовательных приближений к анализу лучевых приборов магнетронного типа с пучком конечной толщины // Вопросы электроники сверхвысоких частот. 1967. Вып. 3. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1967. С. 39–54. 8.

References

1. Warnecke R. Convegno di Electronica Etelevisione. Milano, 2, 706, 1954.
2. Trubetskov D.I., Sharaevsky Y.P., Shevchik V.N. Noise phenomena in beam amplifiers of magnetron type. *Reviews of electronic engineering. Ser. Microwave Electronics*, no. 10 (204), October 1970. Moscow: Institute «Electronika» (in Russian).
3. Funtov A.A. Wave processes in the electron beam in crossed static electric and magnetic fields as it moves in a medium with a complex conductivity. *Izvestiya VUZ, Applied Nonlinear Dynamics*, 2017, vol. 25, iss. 3 (in Russian).
4. Sokolov D.V., Sokolskaya T.M. Application of the method of successive approximations to the analysis beam devices magnetron type with a beam of finite thickness. *Proc. «Questions of Microwave Electronics»*, vol. 3, Saratov: Izd-vo SGU, 1967, pp. 39–54 (in Russian).



Фунтов Александр Андреевич – родился в Балакове Саратовской области (1992). Окончил СГУ (2014). В настоящее время – аспирант кафедры электроники, колебаний и волн. Автор шести научных публикаций. Область научных интересов – вакуумная СВЧ-электроника.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
Саратовский государственный университет
E-mail: aafuntov@mail.ru