



ОБ УЧЕТЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ДВИЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЗИСТИВНОМ УСИЛИТЕЛЕ

А. А. Фунтов

Национальный исследовательский
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012 Саратов, Астраханская, 83

E-mail: aafuntov@mail.ru

Резистивный усилитель – вакуумный СВЧ прибор, не получивший распространения, но снова привлечший внимание. Основные особенности – отсутствие необходимости в замедляющей системе и почти полное отсутствие обратной связи между выходом и входом. Усиление происходит благодаря сдвигу фаз между электронным потоком и переменными составляющими поля, возникающего благодаря присутствию поглощающих стенок.

В классическом варианте данного прибора высокие значения коэффициента усиления имеют место при замене покрытия из обычного диэлектрика метаматериалом с $\epsilon < 0$.

Рассмотрена линейная теория резистивного устройства с бесконечно широким электронным потоком и соосным пучку магнитным полем. Произведен учет поперечных движений электронов. Рассмотрены случаи, когда поток движется сквозь среду с $\epsilon > 0$ и $\epsilon < 0$.

Данная работа оригинальна тем, что для резистивного усилителя впервые произведен аналитический учет поперечных движений электронов, модуляции пучка и снятие сигнала с помощью отрезков линий передачи.

Показано, что влияние поперечного движения электронов и попутного потоку магнитного поля приводит к дисперсионному уравнению шестого порядка и появлению циклотронных волн. Рассмотрено приближение, снизившее порядок дисперсионного уравнения до четвертого и показавшее хорошее соответствие с общим случаем. В этом приближении при расчете коэффициентов усиления найдена вторая нарастающая, циклотронная, волна, которая на относительно больших длинах становится сравнимой с нарастающей волной пространственного заряда, что приводит к увеличению усиления.

В случае $\epsilon < 0$ мнимые компоненты корней дисперсионного уравнения получаются больше и терпят разрыв. Расчет показывает большее усиление, чем при $\epsilon > 0$ и при меньшей длине резистивной секции.

Ключевые слова: Резистивный усилитель, поперечные движения, линейная теория, метаматериал.

DOI:10.18500/0869-6632-2016-24-2-64-76

Ссылка на статью: Фунтов А.А. Об учете поперечных движений электронов в резистивном усилителе // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2016. Т. 24, № 2. С. 64–76.

Введение

В последнее время под влиянием интереса к субмиллиметровому диапазону электромагнитных волн исследователи вновь обратили внимание на резистивный усилитель [1]. К достоинствам этого прибора можно отнести отсутствие необходимости в замедляющей системе, высокие значения коэффициента усиления, слабо зависящие от потенциала пучка, и практически полное отсутствие обратной связи между выходом и входом. Последнее обусловлено тем, что нет передачи энергии в направлении противоположном движению пучка. Усиление происходит благодаря сдвигу фаз между электронным потоком и переменными составляющими поля, возникающего благодаря присутствию поглощающих стенок. Но из-за большого значения фактора шума (около 20 дБ для первых образцов [2]) и технологических трудностей прибор не получил практического применения.

В связи с развитием технологий появляется возможность вновь использовать данный прибор. Более того, вместо обычного поглощающего покрытия, диэлектрика, можно применить метаматериал. В работе [1] выполнен теоретический анализ и компьютерное моделирование указанного случая. Однако вызывает вопросы способ подсчета коэффициента усиления, поскольку для этого использовались переменные компоненты скорости в двух точках, где они испытывают экспоненциальный рост.

В данной работе представлены результаты теоретического анализа резистивного усилителя с поглощающей средой не только из диэлектрика, как в [2–4], но и для среды из метаматериала, а также исследовано влияние поперечного движения электронов и магнитного поля модели резистивного усилителя.

1. Описание модели и дисперсионное уравнение

Рассмотрим следующую модель. Ионно-скомпенсированный бесконечно широкий по осям x и y электронный поток движется с постоянной скоростью v_0 вдоль оси z в соосном магнитном поле в среде с некоей эффективной диэлектрической проницаемостью ε . В этом случае уравнения движения, непрерывности и Пуассона примут вид

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{e}{m} \text{grad } \varphi + \frac{e}{m} [\bar{v}\bar{B}], \quad (1)$$

$$\text{div}(\rho\bar{v}) = -\frac{\partial\rho}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (3)$$

где \bar{v} – скорость потока; φ – потенциал поля пространственного заряда; e/m – удельный заряд электрона; \bar{B} – магнитная индукция; ρ – объемная плотность заряда потока; $\varepsilon = \varepsilon_0(1 - \sigma)$; ε_0 – диэлектрическая постоянная; σ – безразмерное комплексное число, смысл которого будет пояснен ниже.

Ограничимся случаем слабого сигнала, полагая, что все переменные величины имеют вид $f = f_0 + \tilde{f}$, где $f_0 \gg \tilde{f}$, и \tilde{f} изменяются по закону $e^{j(\omega t - \bar{k}\bar{r})}$ (\bar{k} – волновой вектор, \bar{r} – радиус вектор).

В системе координат (x, y, z) направим ось z вдоль магнитного поля \bar{B} , тогда ось y перпендикулярна \bar{k} и вектор \bar{k} имеет компоненты k_z и $k_{\perp} = k_x$. Очевидно, что

$$[\bar{v}\bar{B}] = \begin{pmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ v_x & v_y & v_z \\ 0 & 0 & B \end{pmatrix} = \bar{i}v_y B - \bar{j}v_x B.$$

Компоненты уравнения (1) запишутся в виде

$$j(\omega - v_0 k_z)v_z = j\frac{e}{m}k_z\varphi, \quad (4)$$

$$j(\omega - v_0 k_z)v_x = j\frac{e}{m}k_{\perp}\varphi + \omega_c v_y,$$

$$j(\omega - v_0 k_z)v_y = -\omega_c v_x,$$

где $\omega_c = (e/m)B$ – циклотронная частота. Из двух последних уравнений находим

$$v_x = \frac{\frac{e}{m}k_{\perp}(\omega - v_0 k_z)}{(\omega - v_0 k_z)^2 - \omega_c^2}\varphi, \quad (5)$$

$$v_y = \frac{j\frac{e}{m}k_{\perp}\omega_c}{(\omega - v_0 k_z)^2 - \omega_c^2}\varphi. \quad (6)$$

Представим (2) в виде

$$\operatorname{div}(\rho\bar{v}) = \operatorname{div}(\rho_0 v_{\perp} + \rho_0 v_z + \tilde{\rho}v_0) = -j\omega\tilde{\rho}, \quad (7)$$

где ρ_0 – постоянная составляющая плотности. Подставив выражения (4) и (5) в (7), получим

$$\tilde{\rho} = \rho_0 \frac{e}{m}\varphi \left(\frac{k_{\perp}^2}{(\omega - v_0 k_z)^2 - \omega_c^2} + \frac{k_z^2}{(\omega - v_0 k_z)^2} \right). \quad (8)$$

Уравнение (3) можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -(k_{\perp}^2 + k_z^2)\varphi = -\frac{\tilde{\rho}}{\varepsilon}. \quad (9)$$

Подставив (8) в (9), находим дисперсионное уравнение

$$(k_{\perp}^2 + k_z^2)(1 - \sigma) = \omega_p^2 \left(\frac{k_{\perp}^2}{(\omega - v_0 k_z)^2 - \omega_c^2} + \frac{k_z^2}{(\omega - v_0 k_z)^2} \right),$$

где $\omega_p^2 = (e\rho_0)/(m\varepsilon_0)$ – квадрат плазменной частоты. Введя переменные $\xi = (v_0 k_{\perp})/\omega_p$, $b = \omega_c/\omega_p$, $\Omega = \omega/\omega_p$, $\eta = (v_0 k_z)/\omega_p$, перепишем дисперсионное уравнение в безразмерном виде

$$(\eta^2 + \xi^2)(1 - \sigma) = \frac{\eta^2}{(\Omega - \eta)^2} + \frac{\xi^2}{(\Omega - \eta)^2 - b^2}. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что в случае отсутствия поперечного движения ($\xi = 0$, или отсутствие магнитного поля) дисперсионное уравнение (10) примет вид

$$(\Omega - \eta)^2 = \frac{1}{1 - \sigma}. \quad (11)$$

Выбор σ задает эффективную диэлектрическую проницаемость, то есть характеризует свойства среды. Если положить $\sigma = 1 - \varepsilon_r + jY/(\omega\varepsilon_0)$ (где $\varepsilon_r = \text{Re } \varepsilon/\varepsilon_0$, Y – проводимость), то получим дисперсионное уравнение классического резистивного усилителя (см., например, [2, ф. (13)], где $Y = \sigma$ в обозначениях этой работы).

В работе [1] исследуется дисперсионное уравнение для среды из метаматериала с $\varepsilon/\varepsilon_0 = 1 - \omega_{pM}^2/[\omega(\omega + j\nu)]$ (здесь $\varepsilon < 0$, ν – частота столкновений в модели Друде, ω_{pM} – плазменная частота метаматериала). Плазменная частота определяется геометрией и параметрами структуры метаматериала. Для того, чтобы среда вела себя как метаматериал с $\varepsilon < 0$, должно выполняться условие $\omega^2 < \omega_p^2$.

В данной работе считаем, что: при $\text{Re } \sigma < 1$ среда является обычным диэлектриком с $\varepsilon > 0$; при $\text{Re } \sigma > 1$ имеем метаматериал с $\varepsilon < 0$. Мнимая часть σ отвечает за потери в среде и может соответствовать проводимости. Следовательно, при $\text{Im } \sigma > 0$ в среде есть потери, а при $\text{Im } \sigma < 0$ – отрицательное затухание.

2. Одномерная модель

Исследуем дисперсионное уравнение (11). Покажем, что для среды с $\varepsilon > 0$ и $\xi = 0$ (случай классического резистивного усилителя) результаты настоящей работы совпадают с общеизвестными, а для среды с $\varepsilon < 0$ (метаматериал) выявим отличия от классического случая.

На рис. 1 приведены зависимости действительных и мнимых частей корней (11) от $\text{Im } \sigma$ для среды $\varepsilon > 0$ и для среды с $\varepsilon < 0$. Разрыв на рис. 1, б при $\text{Im } \sigma = 0$ объясняется тем, что в метаматериале $(1 - \text{Re } \sigma) < 0$, то есть величина $\sqrt{1 - \sigma}$ становится чисто мнимой.

Для подтверждения правильности нашего подхода представим полученные зависимости в несколько иной форме.

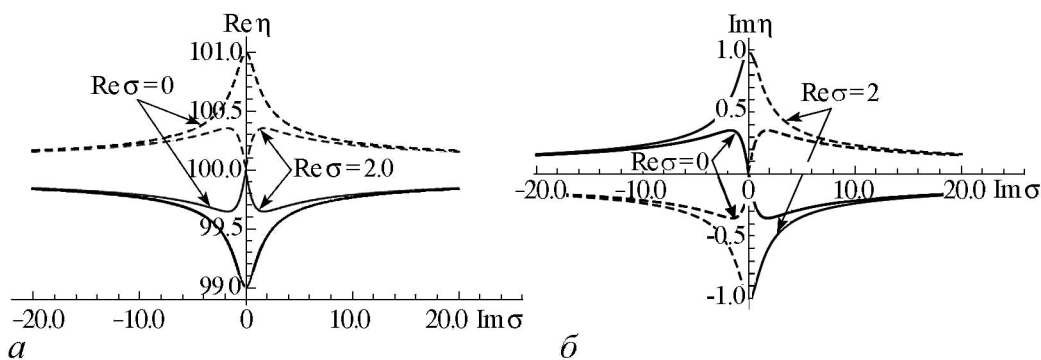


Рис. 1. Зависимости действительных и мнимых частей корней дисперсионного уравнения (11) от $\text{Im } \sigma$: а – для среды $\varepsilon > 0$ (случай классического резистивного усилителя); б – для среды с $\varepsilon < 0$ (метаматериал). $\Omega = 100$

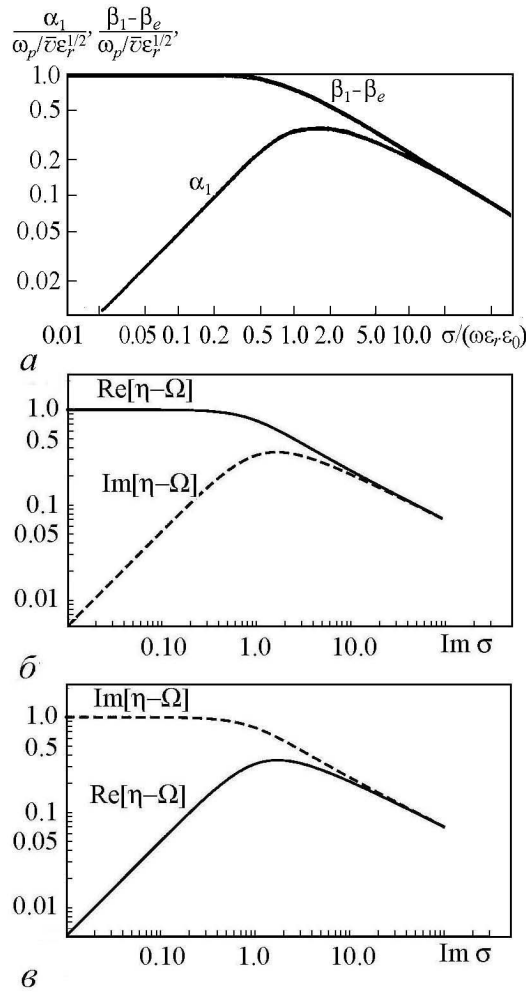


Рис. 2. Зависимости компонент корней дисперсионного уравнения от мнимой части диэлектрической проницаемости: *a* – рис. 8.3 из [2], *б* – корни (11) для среды с $\varepsilon > 0$ (случай классического резистивного усилителя); *в* – для среды с $\varepsilon < 0$ (метаматериал). $\Omega = 100$

3. Модель с учетом поперечного движения электронов

Рассмотрим более общий случай, учитывающий конечное магнитное поле и поперечные движения электронов для моделей с обычным диэлектриком и метаматериалом. Если $\omega - v_0 k_z \ll \omega_c$, то (10) перейдет в уравнение четвертого порядка

$$(\eta^2 + \xi^2)(1 - \sigma) = \frac{\eta^2}{(\Omega - \eta)^2} - \frac{\xi^2}{b^2}, \quad (12)$$

которое решается аналитически. Зависимости корней (12) приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что появились циклотронные волны. Корни с экстремумами на рис. 3, *б* и *з*, соответствующие волнам пространственного заряда, совпадают с ана-

На рис. 2, *a* приведены зависимости $\alpha_1/(\sqrt{\varepsilon_r}\omega_p/v_0)$ и $(\beta_1 - \beta_e)/(\sqrt{\varepsilon_r}\omega_p/v_0)$ от $\sigma'/(\omega\varepsilon_r\varepsilon_0)$ (см. [2, рис. 8.3]), где α_1 – амплитудная постоянная (мнимая компонента), β_1 – фазовая постоянная (действительная компонента одного из корней дисперсионного уравнения), $\beta_e = \omega/v_0$ – электронная постоянная распространения (чисто действительная величина), σ – имеет смысл проводимости в работе [2]. В обозначениях настоящей статьи данные отношения примут вид: $\text{Im}[\eta_1 - \Omega]/\sqrt{\varepsilon_r}$ и $\text{Re}[\eta_1 - \Omega]/\sqrt{\varepsilon_r}$ от $\text{Im}\sigma$ (здесь σ – определяет эффективную диэлектрическую проницаемость).

Кривые на рис. 2, *a* совпадают с кривыми рис. 2, *б*, так как $\text{Re}\sigma = 0 \Rightarrow \varepsilon_r = 1$. В случае метаматериала (рис. 2, *в*) $\text{Re}\sigma = 2 \Rightarrow \varepsilon_r = -1$, а значит мнимые и действительные части корней поменялись местами.

Из представленных выше примеров видно, что модули мнимых частей корней дисперсионного уравнения в случае метаматериала больше, чем для сред с $\varepsilon > 0$. Из последнего следует, что для среды с $\varepsilon < 0$ усиление должно быть больше, чем для обычного диэлектрика. Таким образом, специфика метаматериала (по сравнению с классическим резистивным усилителем) проявится в смене $\text{Re}[\eta_n]$ и $\text{Im}[\eta_n]$ местами и разрыве $\text{Im}[\eta_n]$ при $\text{Im}\sigma = 0$ (см. рис. 1, *б*).

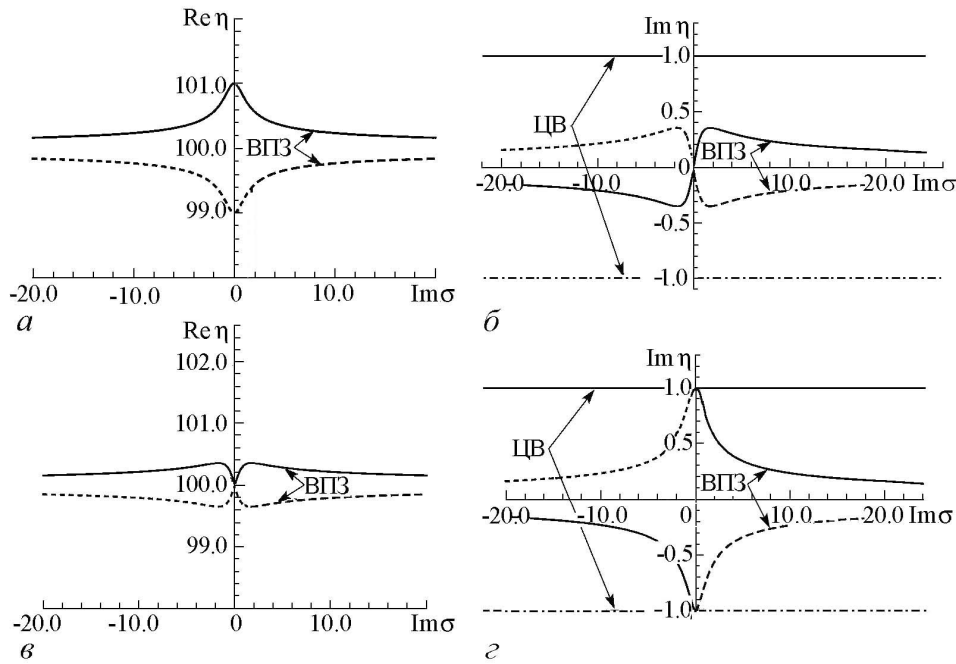


Рис. 3. Зависимости действительных и мнимых частей корней дисперсионного уравнения (12) от $\text{Im } \sigma$: $a, б$ – для среды с $\varepsilon > 0$; $в, г$ – для среды с $\varepsilon < 0$. $\xi = 1, b = 10, \Omega = 100$

логичными на рис. 1, б. Любопытно отметить, что у циклотронных волн имеется разрыв $\text{Im } \eta$, что также обусловлено чисто мнимым значением $\sqrt{1 - \sigma}$ при $\text{Im } \sigma = 0$.

Следует отметить, что введение в рассмотрение поперечного движения позволило учесть влияние соосного потока магнитного поля, проявившееся в возникновении циклотронной волны. Это привело к новым режимам, где вклад циклотронной волны превышает вклад волн пространственного заряда.

4. Усиление в случае обычного диэлектрика

Для расчета коэффициента усиления рассмотрим следующую модель среды (рис. 4). Электронный поток модулируется по току во входной секции, проходит через резистивную секцию и наводит поле в выходной секции.

В качестве модулирующего и съемного устройств используем отрезки линии передачи. Воспользуемся на входе приближением заданного поля, считая поток одномерным, тогда на входе в резистивную секцию ток примет вид

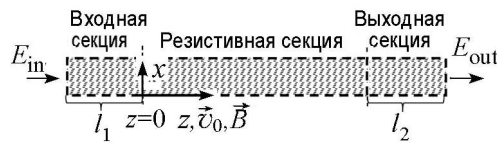


Рис. 4. Рассматриваемая модель среды

$$\begin{aligned}
 I_z(0) &= \frac{j\beta_e I_0}{2V_0} \int_{l_1}^0 E_{in} \frac{\sin(\beta_p [l_1 - z])}{\beta_p} e^{-j\beta_e [l_1 - z]} dz = \\
 &= j\beta_e I_0 E_{in} \frac{\beta_p - e^{-j\beta_e l_1} (\beta_p \cos \beta_p l_1 + j\beta_e \sin \beta_p l_1)}{2V_0 \beta_p (\beta_p^2 - \beta_e^2)}.
 \end{aligned}$$

Найдем безразмерную плотность тока в плоскости $z = 0$

$$\frac{i_z(0)}{i_0} = \frac{I_z(0)}{I_0} = j\Omega \frac{E_{in}}{V_0\beta_p} \frac{1 - e^{-j\Omega l_1} (\cos l_1 + j\Omega \sin l_1)}{2(1 - \Omega^2)},$$

где $\beta_p = \omega_p/v_0$, $x = \beta_p x$, I_z и I_0 – переменный и постоянный токи пучка, $i_0 = v_0\rho_0$ – постоянная плотность тока, V_0 – ускоряющее напряжение, l_1 – безразмерная длина входного отрезка линии передачи.

Четырехволновое приближение. В четырехволновом приближении возмущение потенциала можно представить в виде

$$\varphi = \sum_{n=1}^4 \varphi_n e^{-j(k_{zn}z + k_{\perp}x)}.$$

Используем следующие условия в плоскости $z = 0$:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^4 \varphi_n &= 0, \\ \sum_{n=1}^4 \varphi_n \frac{e}{m} \left(\frac{k_{zn}^2}{(\omega - v_0 k_{zn})^2} - \frac{k_{\perp}^2}{\omega_c^2} \right) &= \frac{\rho(0)}{\rho_0}, \\ \sum_{n=1}^4 \frac{e}{m} \frac{k_{\perp} (\omega - v_0 k_{zn})}{-\omega_c^2} \varphi_n &= v_x(0) = 0, \\ \sum_{n=1}^4 \frac{j \frac{e}{m} k_{\perp} \omega_c}{(\omega - v_0 k_{zn})^2 - \omega_c^2} \varphi_n &= v_y(0) = 0, \end{aligned}$$

откуда можно найти φ_n методом Крамера.

Будем считать, что модуляция по скорости отсутствует, то есть $v_z(0) = 0 \Rightarrow \Rightarrow i_z(0) = v_0\rho(0)$. Тогда

$$\frac{v_0\rho(0)}{i_0} = \frac{\rho(0)}{\rho_0} = j\Omega \frac{E_{in}}{V_0\beta_p} \frac{1 - e^{-j\Omega l_1} (\cos l_1 + j\Omega \sin l_1)}{2(1 - \Omega^2)}. \quad (13)$$

Плотность тока с учетом (12) можно записать в виде

$$\frac{i_z(z)}{i_0} = \frac{1}{2} (1 - \sigma) \sum_{n=1}^4 (\xi^2 + \eta_n^2) \frac{\varphi_n}{V_0} e^{-j\eta_n z} = \frac{E_{in}}{2V_0\beta_p} \sum_{n=1}^4 i_n(0) e^{-j\eta_n z},$$

где $i_n(0) = (1 - \sigma) (\xi^2 + \eta_n^2) a_n$ – безразмерная амплитуда парциальной волны плотности тока, $a_n = \frac{\varphi_n}{V_0} / \frac{E_{in}}{V_0\beta_p}$. Отношение $E_{in}/(V_0\beta_p)$ нетрудно выделить из φ_n при заданных начальных условиях. Выражения для a_n не приводим из-за громоздкости формул.

Поле в выходной секции представим в приближении заданного поля

$$E_{out} = -\frac{K\beta_e^2}{2} \int_z^{z+l_2} I_z(z) e^{-j\beta_e(l_2-\tau)} d\tau = \frac{j}{2} K\beta_e I_0 \frac{i_z(z)}{i_0} (1 - e^{-j\beta_e l_2}).$$

Используя выражение для плотности тока, находим

$$E_{out} = jC^3 E_{in} \Omega (1 - e^{-j\Omega l_2}) \sum_{n=1}^4 i_n(0) e^{-j\eta_n z},$$

где $C^3 = (KI_0)/(4V_0)$, K – сопротивление связи линии передачи, l_2 – длина выходной секции линии передачи.

Будем искать коэффициент усиления в виде

$$G = 20 \lg \left| \frac{E_{out}}{E_{in}} \right| = 20 \lg \left| jC^3 \Omega (1 - e^{-j\Omega l_2}) \sum_{n=1}^4 i_n(0) e^{-j\eta_n z} \right|. \quad (14)$$

Одномерная модель. Приведем зависимости коэффициента усиления для классического резистивного прибора, используя корни (11) с граничными условиями

$$\sum_{n=1}^2 \varphi_n = 0,$$

$$\sum_{n=1}^2 \frac{k_{zn}^2}{(\omega - v_0 k_{zn})^2} \varphi_n \frac{e}{m} = \frac{\rho(0)}{\rho_0},$$

считая коэффициент усиления по формуле

$$G = 20 \times \lg \left| jC^3 \Omega (1 - e^{-j\Omega l_2}) \sum_{n=1}^2 i_n(0) e^{-j\eta_n z} \right|.$$

На рис. 5 изображены зависимости коэффициента усиления от безразмерной длины резистивной секции, $\text{Im} \sigma$ и безразмерной частоты сигнала. Здесь и далее $l_1 = l_2 = 0.1$.

Из рис. 5, б видно, что правая половина графика соответствует экспериментальной зависимости коэффициента усиления от проводимости в первой статье по резистивным усилителям [4], так как $\text{Im} \sigma$ определяет мнимую часть диэлектрической проницаемости, а следовательно, и проводимость. Однако зависимость от частоты сигнала (рис. 5, в) отличается от представленной в этой же работе из-за того, что мы не делали предположений о

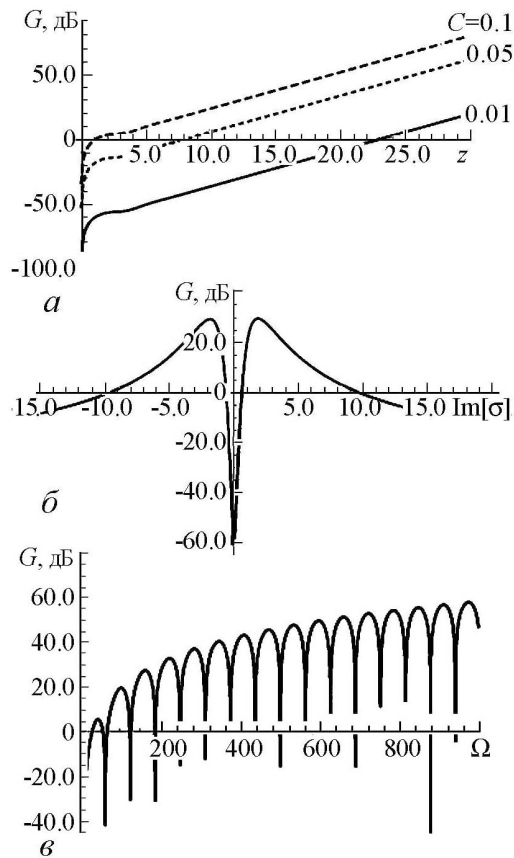


Рис. 5. Зависимости коэффициента усиления (классический случай) от параметров модели: а – при $\Omega = 100$, $\sigma = j$; б – при $\Omega = 100$, $z = 30$, $C = 0.01$; в – при $\sigma = j$, $z = 30$, $C = 0.01$

структуре σ . Если рассматривать $G(\Omega)$ как в [4], необходимо произвести замену $\sigma \rightarrow j(\text{Im } \sigma)/\Omega$, а также взять другое отношение длины отрезка линии передачи к длине резистивной секции и другой параметр Пирса C . Более того, в [4] нет данных для оценки ω_p . Не исключена вероятность, что в эксперименте удалось снять только один максимум вместо нескольких (см. рис. 5, в), что не противоречит зависимости инкремента усиления (мнимой части нарастающего корня дисперсионного уравнения) от частоты (см. [2, рис. 17]).

Случай учета поперечного движения электронов. Как было показано в разделе 3, введение в модель поперечного движения привело к появлению циклотронных волн. Рассмотрим их влияние на динамику системы. Усиление вычисляем по формуле (14).

Из рис. 6, а, б видно, что начиная с $z \approx 16$ вместо одной нарастающей волны пространственного заряда (как в классическом резистивном усилителе) появляются две нарастающие волны: волна пространственного заряда и циклотронная волна, интерференция которых позволяет достигнуть большего усиления. На рис. 6, в изображена типичная ситуация для классического резистивного усилителя, которая справедлива и для четырехволнового приближения при $z < 5$ (см. рис. 6, б), когда происходит интерференция только нарастающей и затухающей волн пространственного заряда. На рис. 6, г показан случай, когда нарастающая циклотронная волна стала сравнимой с нарастающей волной пространственного заряда.

Зависимость $G(\text{Im } \sigma)$ на рис. 7, а отличается от представленной для классического резистивного усилителя (см. рис. 5, б). Наличие циклотронной волны привело к тому, что у кривой лишь один максимум при $\sigma = 0$, при этом волны пространственного заряда становятся волнами постоянной амплитуды (рис. 7, г). Заметим, что усиление возможно только благодаря наличию циклотронных волн, одна из которых становится нарастающей из-за разрыва $\text{Im } n_1$ при $\text{Im } \sigma = 0$.

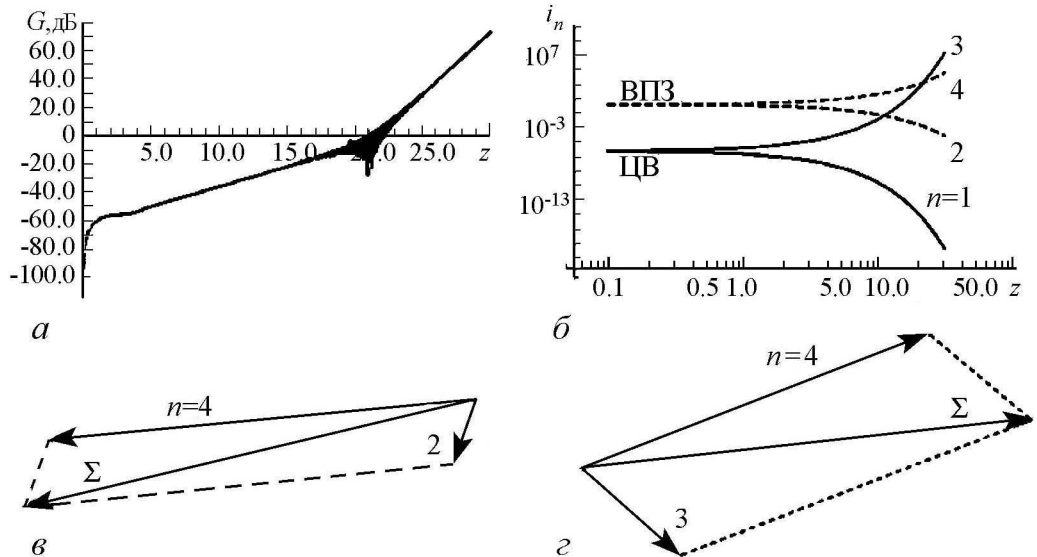


Рис. 6. Зависимости характеристик модели от длины резистивной секции при $\Omega = 100$, $\sigma = j$, $\xi = 1$, $b = 10$: а – коэффициент усиления, б – модули парциальных компонент плотности тока. Векторные диаграммы, демонстрирующие сложение парциальных волн в различных плоскостях z : в – 2.77, г – 19.57. Здесь Σ – вектор суммарной плотности тока

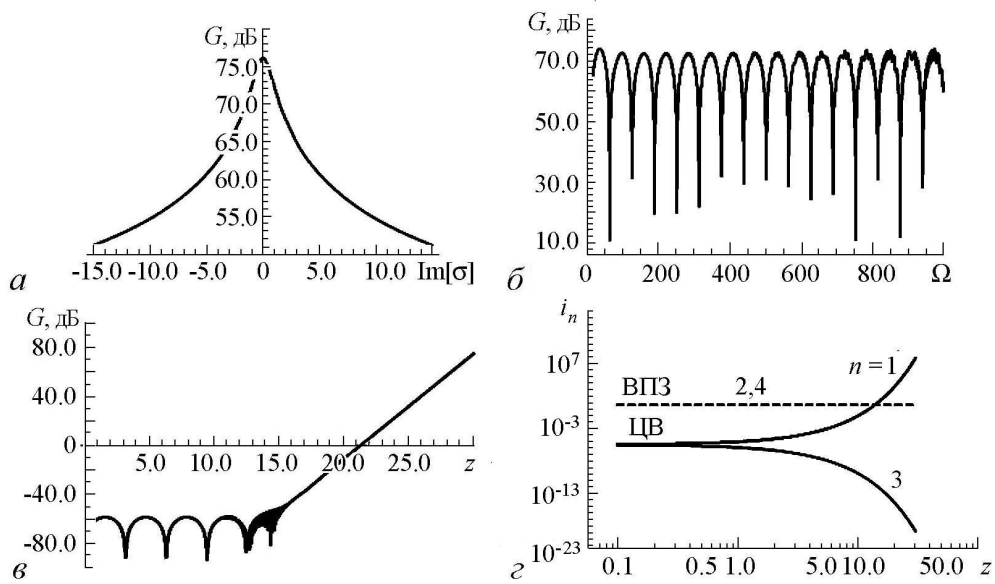


Рис. 7. *a, б* – зависимости коэффициента усиления от параметров системы при $\text{Re } \sigma = 0, z = 30, \xi = 1, b = 10$; зависимости коэффициента усиления (*в*) и модулей парциальных компонент плотности тока (*г*) от длины пространства взаимодействия при $\Omega = 100, \sigma = 0, \xi = 1, b = 10$

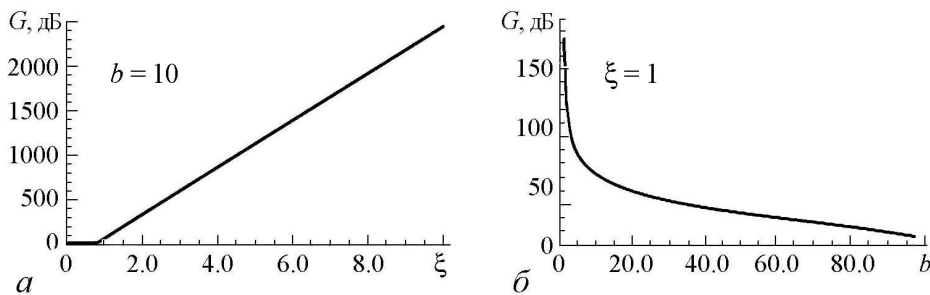


Рис. 8. Зависимости коэффициента усиления при $\Omega = 100, \sigma = j, z = 30$

Из рис. 8 видно, что с увеличением ξ (то есть поперечного волнового числа) возрастает вклад нарастающей циклотронной волны, а с увеличением b (отношения циклотронной к плазменной частоте, или увеличения магнитного поля) он уменьшается.

Учет поперечного движения и магнитного поля добавил вторую нарастающую волну, что значительно увеличило коэффициент усиления.

5. Усиление в случае метаматериала

Одномерная модель. Рассмотрим случай среды из метаматериала с $\epsilon < 0$ в резистивной секции без поперечных движений.

Из рис. 9, *a* и *б* видно, что зависимости коэффициента усиления от длины резистивной секции и частоты качественно не изменились (ср. рис. 5, *a* и *в*), но, как и предполагалось в разделе 3, коэффициент усиления больше, чем для среды с $\epsilon > 0$. На рис. 9, *в* из-за разрыва $\text{Im } \eta$ (см. рис. 1, *б*) у зависимости $G(\text{Im } \sigma)$ только один максимум при $\text{Im } \sigma = 0$. Рис. 9, *г* показывает зависимость усиления от действительной части диэлектрической проницаемости ($\text{Re } \epsilon = 1 - \text{Re } \sigma$) как для метаматериала, так и для обычного диэлектрика.

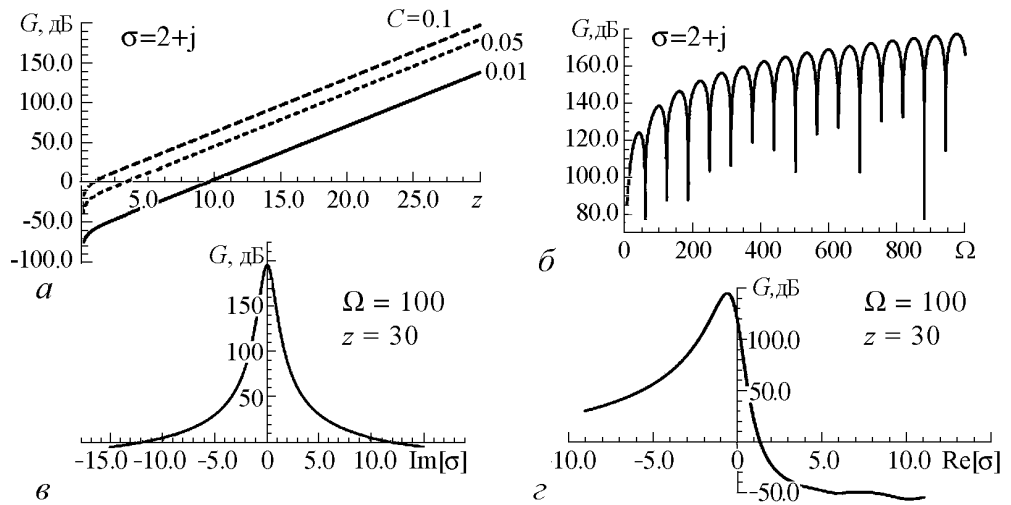


Рис. 9. Зависимости коэффициента усиления в метаматериале: *a* – при $\Omega = 100$, *б* – при $z = 30$; *в* – при $\text{Re } \sigma = 2$; *г* – при $\text{Im } \sigma = 1$

Случай учета поперечного движения электронов. На рис. 10, *a* и *б*, как и в случае обычного диэлектрика (см. рис. 6, *a*, *б*), имеют место две нарастающие волны (циклотронная волна и волна пространственного заряда), но коэффициент усиления больше. Зависимость коэффициента усиления для метаматериала от проводимости (рис. 10, *в*) стала более крутой (ср. рис. 7, *a*). Зависимость коэффициента усиления от действительной части (рис. 10, *г*) стала положе, чем на рис. 9, *г*. Зависимости $G(\Omega)$, $G(\xi)$ и $G(b)$ не изменились, по сравнению с рис. 7, *б* и рис. 8, поэтому не приводятся.

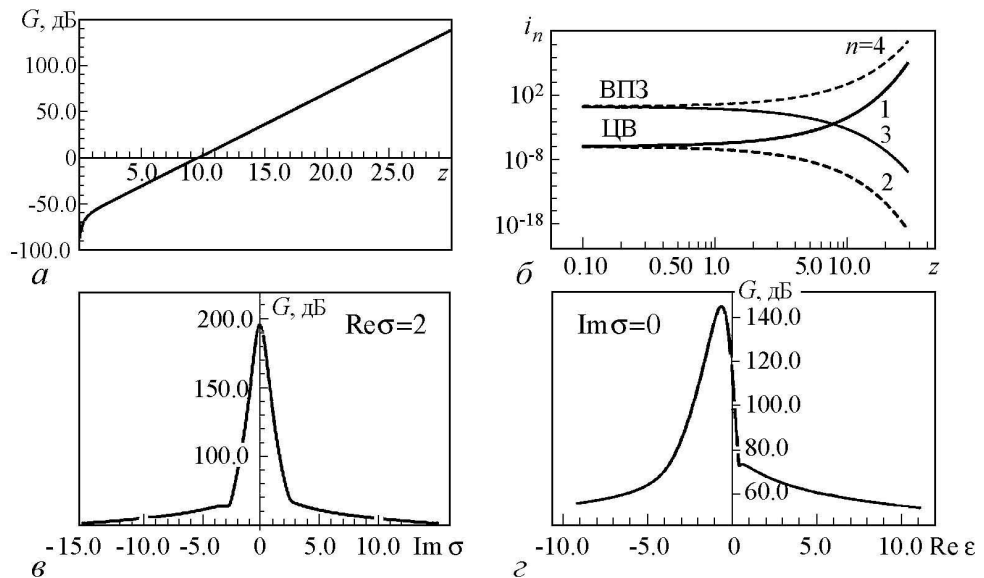


Рис. 10. Зависимости характеристик модели от длины резистивной секции при $\Omega = 100$, $\sigma = 2 + j$, $\xi = 1$, $b = 10$: *a* – коэффициент усиления; *б* – модули парциальных компонент плотности тока; *в* и *г* – зависимости коэффициента усиления при $z = 30$

Заключение

Рассмотрен общий метод учета эффективной диэлектрической проницаемости в линейной теории резистивного усилителя. Учет поперечного движения электронов, вызванного наличием магнитного поля, соосного потока, приводит к дисперсионному уравнению шестого порядка.

Рассмотрено четырехволновое приближение. При расчете коэффициентов усиления, в отличие от классического резистивного усилителя с одной нарастающей волной пространственного заряда, обнаружена еще одна – нарастающая циклотронная волна. На сравнительно больших длинах она становится сравнимой с нарастающей волной пространственного заряда, что приводит к увеличению усиления.

Рассмотрены среды распространения волн с положительной и отрицательной диэлектрической проницаемостью. В последнем случае мнимые компоненты корней дисперсионного уравнения получались больше и терпели разрыв при отсутствии проводимости. В этой среде расчет показал большее усиление, чем в среде с положительной диэлектрической проницаемостью и при сравнительно меньшей длине резистивной секции.

Библиографический список

1. Rowe T., Behdad N., Booske J. Metamaterial-enhanced resistive wall amplifiers: Theory and particle-in-cell simulation // IEEE Transactions on Plasma Science, 2015. Vol. 43, № 7. P. 2123–2131.
2. Лопухин В.М., Веденов А.А. Усилитель на поглощении // УФН. 1954. Т. LIII, вып. 1. С. 69–86.
3. Клеен В., Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот. Ч. 2. Лампы с длительным взаимодействием. М.: Советское радио, 1963. 271 с.
4. Birdsall C.K., Brewer G.R., Haeff A.V. The resistive-wall amplifier // Proceedings of the IRE. 1953. Vol. 41. P. 865–875.

Поступила в редакцию 10.05.2016

ABOUT CONSIDERATION OF ELECTRON TRANSVERSE MOTIONS IN RESISTIVE WALL AMPLIFIER

A. A. Funtov

National Research Saratov State University
Russia, 410012 Saratov, Astrakhanskaya, 83
E-mail: aafuntov@mail.ru

Resistive wall amplifier is a vacuum microwave device, which has not been spread, but attracts attention again. Main features – no need to slow-wave structure and almost complete lack of feedback between output and input. The amplification occurs due to the phase shift between the electron beam and field variables that arise due to the presence of absorbing walls.

The classic version of this device has high values of gain, however, if you replace the usual coating of a dielectric for metamaterial, gain increases substantially.

The linear theory of resistive device with an infinitely wide electron beam and a magnetic field, that coaxially to the beam, are considered. The transverse motion of the electrons are considered. The cases, when the beam moves through the environment with $\varepsilon > 0$ and $\varepsilon < 0$ are considered.

This paper is original, because the first analytical account of the transverse motion of the electrons for a resistive amplifier, beam modulation and the removal of the signal using segments of transmission lines are produced.

It is shown that the influence of transverse motion of electrons and co-current magnetic field leads to the dispersion equation of the sixth order and the emergence of cyclotron waves. It is considered an approximation that reduces the order of the dispersion equation to the fourth and shows a good agreement with the general case. The gain calculations demonstrated growing second wave (cyclotron wave). That becomes comparable with the growing wave of space charge. On large lengths it leads to higher gain.

In the case of $\varepsilon < 0$ the imaginary component of the dispersion equation roots increases and suffers gap. The calculation shows higher gain on the smaller length of the resistive section than in the case of $\varepsilon > 0$.

Keywords: Resistive wall amplifier, transverse motions, linear theory, metamaterial.

DOI:10.18500/0869-6632-2016-24-2-64-76

Paper reference: Funtov A.A. About consideration of electron transverse motions in resistive wall amplifier // Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2016. Vol. 24, № 2. P. 64-76.

References

1. Rowe T., Behdad N., Booske J. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. Vol. 43, № 7. P. 2123–2131.
2. Lopuhin V.M., Vedenov A.A. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 1954. T. LIII, vyp. 1. S. 69–86 (in Russian).
3. Kleen W., Pöschl K. Einführung in die mikrowellenelektronik. Vol. 2. Stuttgart, Hirzel, 1958.
4. Birdsall C.K., Brewer G.R., Haeff A.V. // Proceedings of the IRE. 1953. Vol. 41. P. 865–875.



Фунтов Александр Андреевич – родился в Балаково Саратовской области (1992). Окончил Саратовский государственный университет (2014). В настоящее время – аспирант кафедры электроники колебаний и волн. Автор нескольких научных публикаций. Область научных интересов – вакуумная СВЧ-электроника.

410012 Саратов, Астраханская ул., 83

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

E-mail: aafuntov@mail.ru