

Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра Электроники, колебаний и волн

К теории резистивного усилителя с внешней обратной связью

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 421 группы
направления 03.03.03 Радиофизика
Факультета нелинейных процессов
Зуева Антона Александровича

Научный руководитель

Ассистент КЭКиВ

Фунтов А.А.

Зав. кафедрой ЭКиВ

профессор, д.ф.-м.н.

Трубецков Д.И.

Саратов 2018 г.

Введение.

В настоящее время в сверхвысокочастотной (СВЧ) электронике одной из самых животрепещущих задач является освоение терагерцового (приблизительно от 0.3ТГц до 3ТГц) или иначе говоря, субмиллиметрового (соответственно от 1мм до 0.1мм) диапазона. Несмотря на возникающие трудности, уже есть устройства, работающие в этом диапазоне и в твердотельной, и в вакуумной СВЧ электронике. Однако такие приборы не подходят для массового производства по разным причинам. Для вакуумных приборов с длительным взаимодействием основная трудность заключается в оптимизации электродинамических систем, поскольку для субмиллиметрового диапазона для модулирующих и съемных устройств, а также для электродинамических систем необходимы миниатюрные компоненты, технологии, производства которых хоть и существуют, но мало доступны.

Один из методов обхода указанных трудностей в вакуумной микроволновой электронике может заключаться в использовании ламп на поглощении. Преимущества классического резистивного усилителя, состоят в отсутствии необходимости синхронизма между скоростью электронов и фазовой скоростью волны, высоких значениях коэффициента усиления, а также практически в полном отсутствии обратной связи между выходом и входом, т.к. нет передачи энергии в направлении противоположном движению пучка. Таким образом, в резистивном усилителе не нужна замедляющая система, однако он нуждается в модулирующем и съемном устройствах.

В различных вакуумных высокочастотных усилителях для того, чтобы получить генерацию сигнала вводится внешняя обратная связь. Потому имеет смысл исследовать влияние внешней обратной связи на волновые процессы в резистивном усилителе, в частности, на процессы усиления.

Целью данной работы является изучение резистивного усилителя с внешней обратной связью в случаях, когда связь происходит с запаздываем и без запаздывания.

Основное содержание работы

В **первой главе** был приведён обзор резистивного усилителя и был получен коэффициент усиления резистивного слоя данного усилителя.

В резистивном усилителе предварительно модулированный во входном устройстве поток проходит через диэлектрическую трубку, внутренняя поверхность которой покрыта поглощающим слоем, и наводит в нём переменный заряд. Поля, создаваемые переменными зарядами, в свою очередь, воздействуют на электронный поток и изменяют переменную составляющую тока. В потоке возбуждаются две волны пространственного заряда, поля которых возбуждают в резистивных стенках движущиеся заряды, что приводит к джоулевым потерям энергии волн. Быстрая волна – волна с положительной энергией – затухает, а медленная волна с отрицательной энергией нарастает, отдавая энергию среде она увеличивает свою амплитуду.

Преимущества классического резистивного усилителя, состоят в отсутствии необходимости синхронизма между скоростью электронов и фазовой скоростью волны, высоких значениях коэффициента усиления, а также практически в полном отсутствии обратной связи между выходом и входом, т.к. нет передачи энергии в направлении противоположном движению пучка. Таким образом в резистивном усилителе не нужна замедляющая система, однако он нуждается в модулирующем и съёмном устройствах.

Дисперсионное уравнение для резистивного усилителя имеет вид

$$\frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon} - \frac{B_L}{\omega\epsilon} \right) (\omega - \beta v_0)^2} = 1. \quad (1)$$

корни которого можно записать следующим образом

$$\beta = \beta_e \pm \frac{\beta_p}{\sqrt{\epsilon'}}. \quad (2)$$

Для того, чтобы оценить коэффициент усиления резистивного усилителя, используем уравнение для тока

$$i_{\pi} = A_1 e^{-j\beta_1 z} + A_2 e^{-j\beta_2 z}, \quad (3)$$

Тогда коэффициент усиления примет вид:

$$G = 10 \lg \left| \frac{1}{\beta_1 - \beta_2} (-\beta_2 e^{-j\beta_1 z} + \beta_1 e^{-j\beta_2 z}) \right| \quad (4)$$

Исследуем зависимость коэффициента усиления резистивного усилителя от различных параметров.

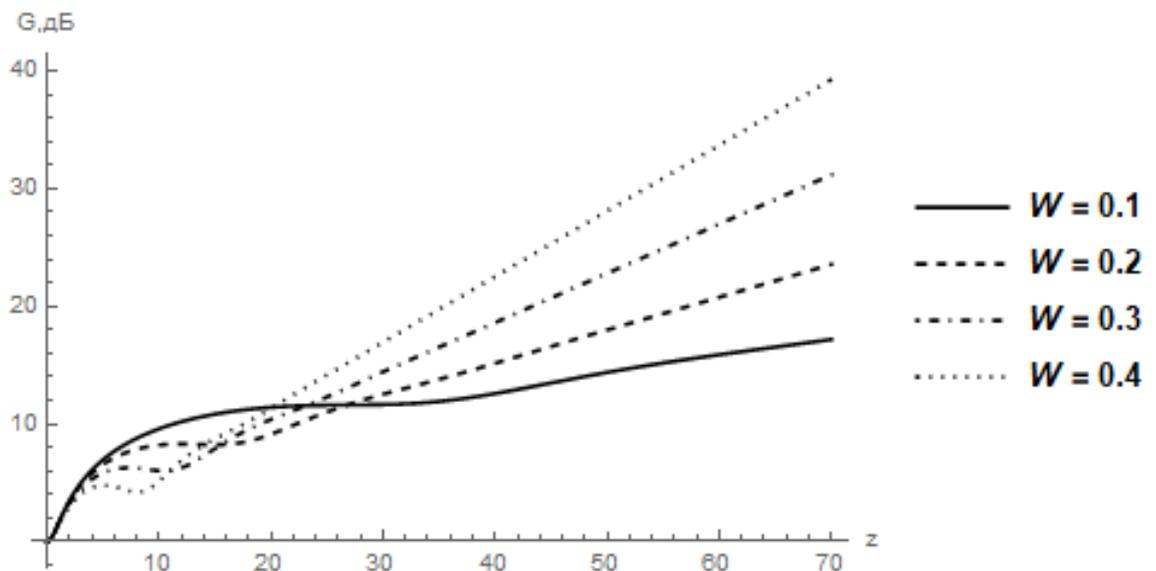


Рис.1. Зависимость $G(z)$ для разных значений W , при $\sigma = 1$, $B_L = 0$.

Из рис. 1 видно, что при небольших z влияние МВПЗ и БВПЗ (медленная волна пространственного заряда и быстрая волна пространственного заряда соответственно) сравнимо и с увеличением длины нарастающая МВПЗ преобладает и зависимость $G(x)$ становится практически линейной.

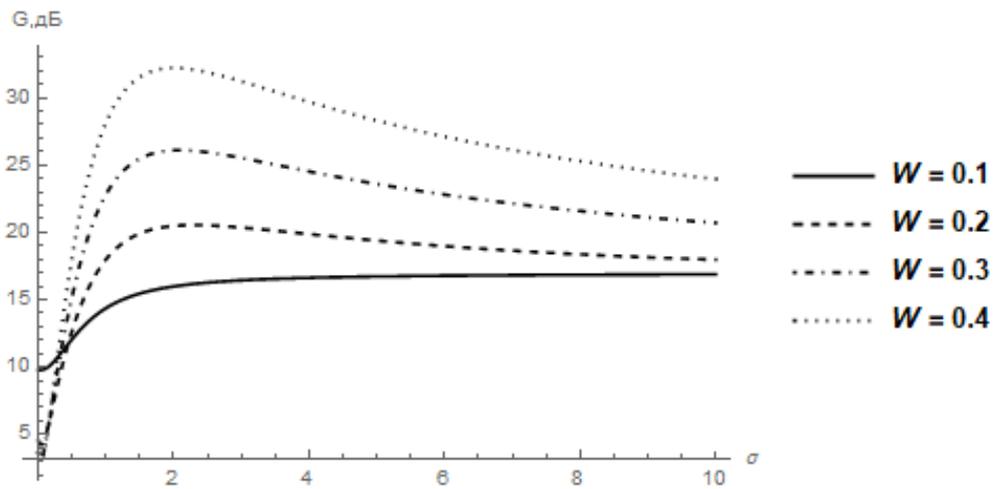


Рис.2 Зависимость $G(\sigma)$ для различных значений W , при $z=50, B_L = 0$.

На рис. 2 видно, что при больших W зависимость $G(\sigma)$ имеет максимум, высота которого увеличивается с ростом W .

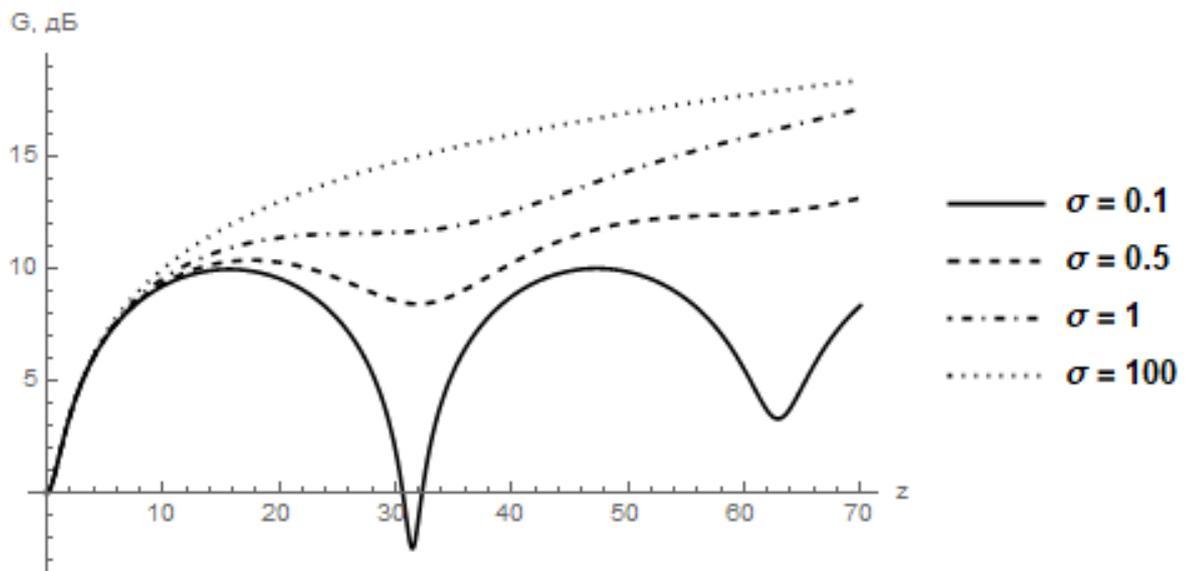


Рис 3. Зависимость $G(z)$ для различных значений σ , при $W = 0.1, B_L = 0$.

Нетрудно видеть из рис. 3, что при $\sigma = 0.1$, зависимость $G(x)$ имеет несколько экстремумов.

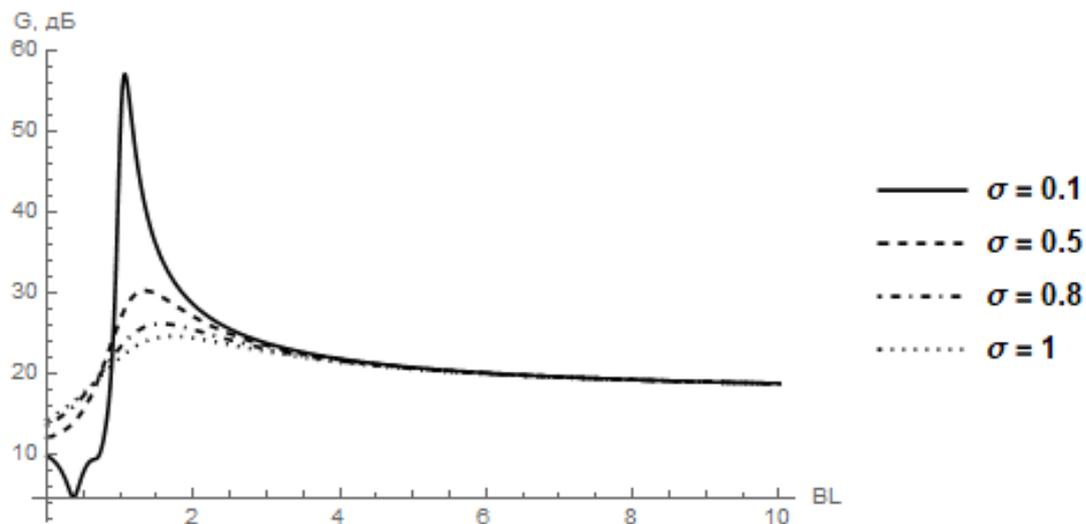


Рис. 4 Зависимость $G(B_L)$ при различных значениях σ , при $z=50$, $W=0.1$.

Из рис. 4 видно, что наибольшее значение коэффициента усиления будет наблюдаться при индуктивной проводимости (соответствующая кривая не приведена, т.к. при $B_L=1$ возникает сингулярность из-за обращения знаменателя в корне дисперсионного уравнения в 0).

Во **второй** главе рассмотрено влияние обратной связи без запаздывания на коэффициент усиления резистивного усилителя.

Для того чтобы оценить коэффициент усиления для резистивного усилителя при наличии обратной связи без запаздывания и сравнить полученные результаты с коэффициентом усиления резистивного усилителя без обратной связи воспользуемся формулой

$$|K_y| = \frac{|K|}{\sqrt{1 - 2|K||\rho|\cos\varphi + (|K||\rho|)^2}}, \quad (5)$$

Для удобства рассмотрения перепишем формулу в виде:

$$|G_y| = 10 \lg \left| \frac{|K|}{\sqrt{1 - 2|K||\rho|\cos\varphi + (|K||\rho|)^2}} \right|. \quad (6)$$

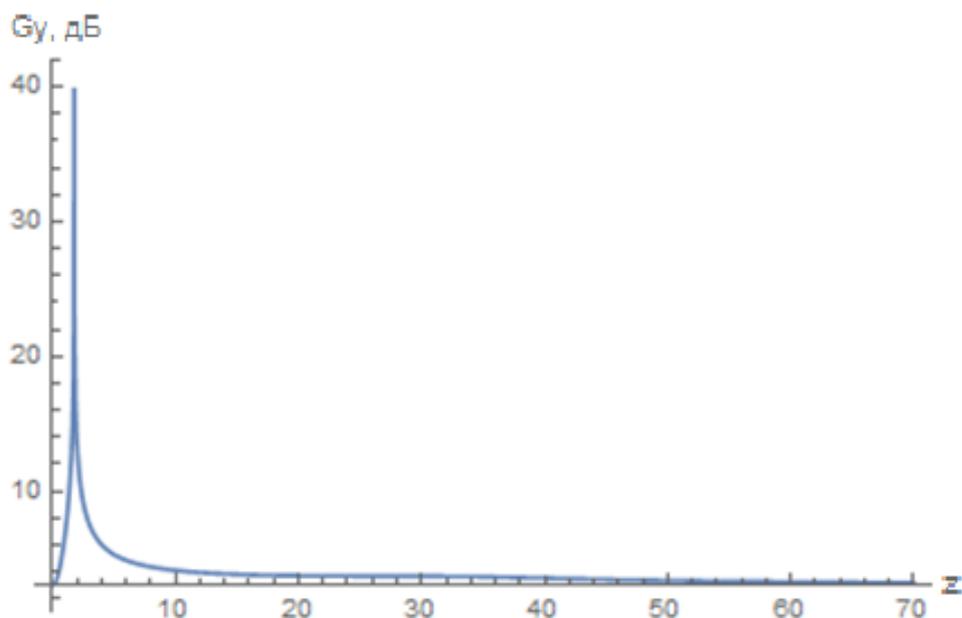


Рис. 5 Зависимость $G_y(z)$

Теперь сравним значения, полученные для коэффициента усиления резистивного усилителя без обратной связи и коэффициента усиления при наличии обратной связи без запаздывания

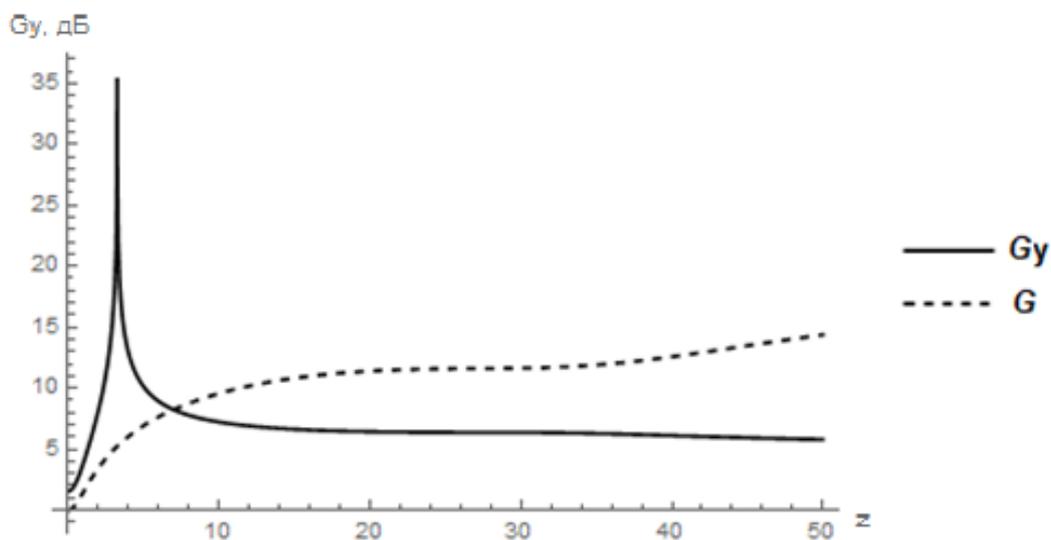


Рис. 6 Сравнение коэффициентов усиления.

В **третьей главе** было рассмотрено влияние обратной связи с запаздыванием на усиление в резистивном усилителе.

За основу взята теория двухрезонаторного клистрона-генератора с внешней обратной связью с запаздыванием. Пусть напряжение на зазорах входного и выходного резонаторов

$$V_{1,2}(t) = \operatorname{Re} A_{1,2}(t) e^{i\omega_0 t}, \quad (7)$$

где $A_{1,2}$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда, ω_0 – собственная частота резонаторов. Если V_1 мало по сравнению с ускоряющим напряжением V_0 , то скорость электронов на выходе первого резонатора можно представить в виде

$$v = v_0 \left(1 + \frac{V_1}{2V_0} \right) = v_0 \left(1 + \frac{1}{2V_0} \operatorname{Re} A_1(t) e^{i\omega_0 t} \right), \quad (8)$$

$$\text{где } v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} V_0}.$$

Входной резонатор возбуждается сигналом выходного резонатора, поступающего по цепи обратной связи с глубиной m и временем запаздывания δt . Тогда уравнения возбуждения имеют вид

$$\frac{dA_1}{dt} + \frac{\omega_0}{2Q_1} A_1 = \frac{m\omega_0}{2Q_1} A_2(t - \delta t) e^{-i\omega_0 \delta t}, \quad (9)$$

$$\frac{dA_2}{dt} + \frac{\omega_0}{2Q_2} A_2 = \omega_0 K I_1(x, t) e^{-i\omega_0 z/v_0}, \quad (10)$$

где $Q_{1,2}$ – нагруженные добротности входного и выходного резонаторов, K – волновое сопротивление выходного резонатора, $I_1(z, t)$ – первая гармоника тока, возбуждающая выходной резонатор, z – расстояние между резонаторами. Основываясь на волновом методе Овчарова-Солнцева можно показать, что

$$I_1(z, t)/I_0 = -2iJ_1 \left(\left| W A_1(t - z/v_0) \right| \frac{\theta_0}{2V_0} \right) e^{i\varphi(t - z/v_0)}, \quad (11)$$

где $I_1(z, t)$ – ток первой гармоники, I_0 – средний ток пучка, J_1 –

функция Бесселя 1-го порядка, $W = \frac{\sqrt{1 - \frac{i\sigma}{\omega_0\varepsilon} + \frac{B_L}{\omega_0\varepsilon}}}{\Phi} \sin \frac{\Phi}{\sqrt{1 - \frac{i\sigma}{\omega_0\varepsilon} + \frac{B_L}{\omega_0\varepsilon}}}$, $\sigma + iB_L$

– комплексная проводимость среды, $\Phi = \frac{\omega_p z}{v_0}$ – плазменный угол пролета,

$$\theta_0 = \frac{\omega_0 z}{v_0}, \quad \varphi = \text{Arg}(WA_1).$$

Введем безразмерные амплитуды

$$F_1(\tau) = \frac{\theta_0 A_1(\tau)}{2V_0} \quad \text{и} \quad F_2(\tau) = \frac{m\theta_0}{2V_0} A_2\left(\tau - \frac{\omega_0 \delta t}{\psi}\right) e^{-i\omega_0 \delta t}, \quad (12)$$

где $\tau = \frac{\omega_0 t}{\psi}$, $\psi = \omega_0(\delta t + z/v_0)$. Тогда с учетом (11) уравнения (9) и (10)

можно представить в виде

$$\frac{dF_1}{d\tau} + \gamma_1 F_1 = \gamma_1 F_2, \quad (13)$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} + \gamma_2 F_2 = 2\alpha J_1(|WF_1(\tau-1)|) \frac{WF_1(\tau-1)}{|WF_1(\tau-1)|}, \quad (14)$$

где $\gamma_{1,2} = \frac{\psi}{2Q_{1,2}}$ – параметры затухания, $C = \frac{KI_0}{2V_0}$ – параметр, аналогичный

параметру Пирса, $\alpha = mC\psi\theta_0 e^{-i(\psi+\pi/2)}$. Фактически, α характеризует свойства внешней обратной связи с запаздыванием.

Считая $F_{1,2} \sim e^{p\tau}$ из уравнения (13) и (14) можно представить в виде

$$(p + \gamma_1)F_1 = \gamma_1 F_2, \quad (15)$$

$$(p + \gamma_2)F_2 = \alpha \Omega F_1 e^{-p}, \quad (16)$$

и перемножая уравнения (15) и (16) получим характеристическое уравнение

$$(p + \gamma_1)(p + \gamma_2) = \alpha\gamma_1\Omega e^{-p}. \quad (17)$$

Предположим, что $p = i\Omega$ и, разделяя в (11) вещественную и мнимую части, получим

$$\frac{\Omega(\gamma_1 + \gamma_2)}{\gamma_1\gamma_2 + \Omega^2} = \alpha\gamma_1 \frac{\text{Im } W - \tan \Omega \text{Re } W}{\text{Re } W + \tan \Omega \text{Im } W}. \quad (18)$$

Графическое решение уравнения в случае, когда добротности резонаторов достаточно высоки (то есть $\sqrt{\gamma_1\gamma_2} < \frac{\pi}{2}$), представлено на рис. 7.

Левая часть состоит из трех ветвей, терпящих разрывы в точках $\Omega = \pm\sqrt{\gamma_1\gamma_2}$. Видно, что уравнение (13) имеет бесконечное число корней, что соответствует бесконечному числу собственных мод и объясняется распределенным характером системы. Поскольку параметры α и $\gamma_{1,2}$ положительны, следует учитывать лишь те корни уравнения (13), для которых $\cos \Omega > 0$ (на рис. 7 отмечены черными точками).

Решив систему уравнений (13) и (14) и подставив их решение в уравнение (11), будем искать ток первой гармоники в виде

$$\frac{I}{2I_0} = -jJ_1(|F_1|)e^{j\text{Arg}(F_1)} \quad (19)$$

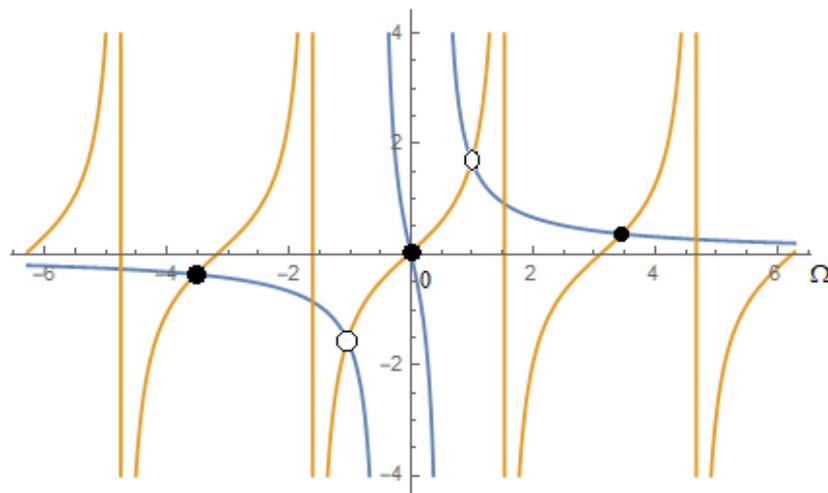


Рис. 7 Определение частот собственных мод двухрезонаторного клистрона.

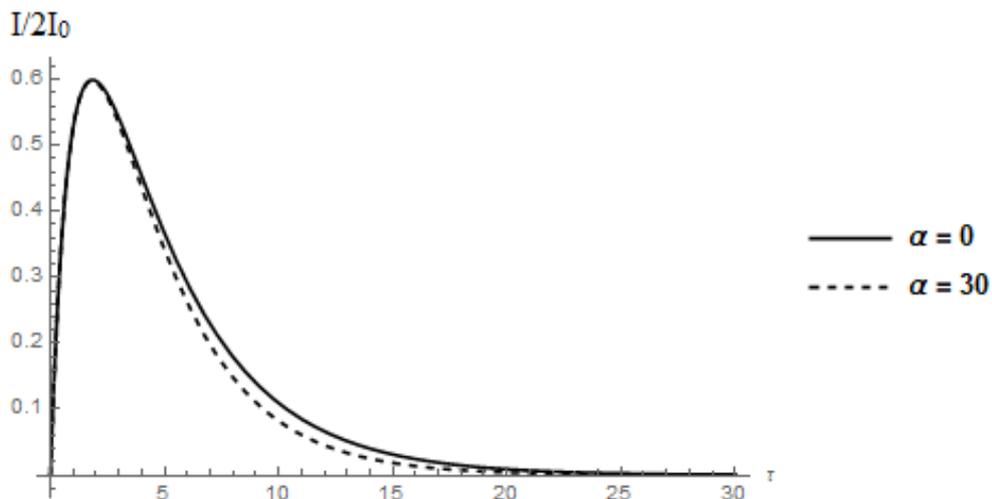


Рис. 8 Зависимость первой гармоники тока от параметра α , при $\sigma = 1$, $V_L = 0$,
 $\Phi = 0.01$, $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0.25$.

Из рис. 8 видно, что при увеличении α после максимума у зависимости первой гармоники тока первая производная становится больше по модулю.

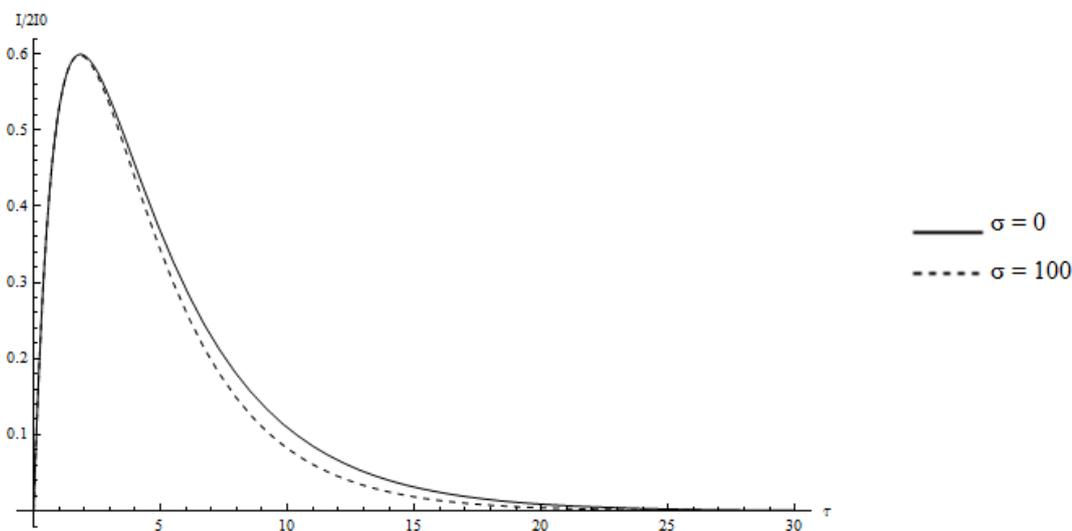


Рис. 9 Зависимость первой гармоники тока от величины σ , при $\alpha = 30$, $V_L = 0$,
 $\Phi = 0.1$, $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0.25$.

Как видно из рис. 9 при действительной проводимости для выбранных параметров зависимость первой гармоники тока после максимума первая производная по модулю больше, чем при нулевой проводимости.

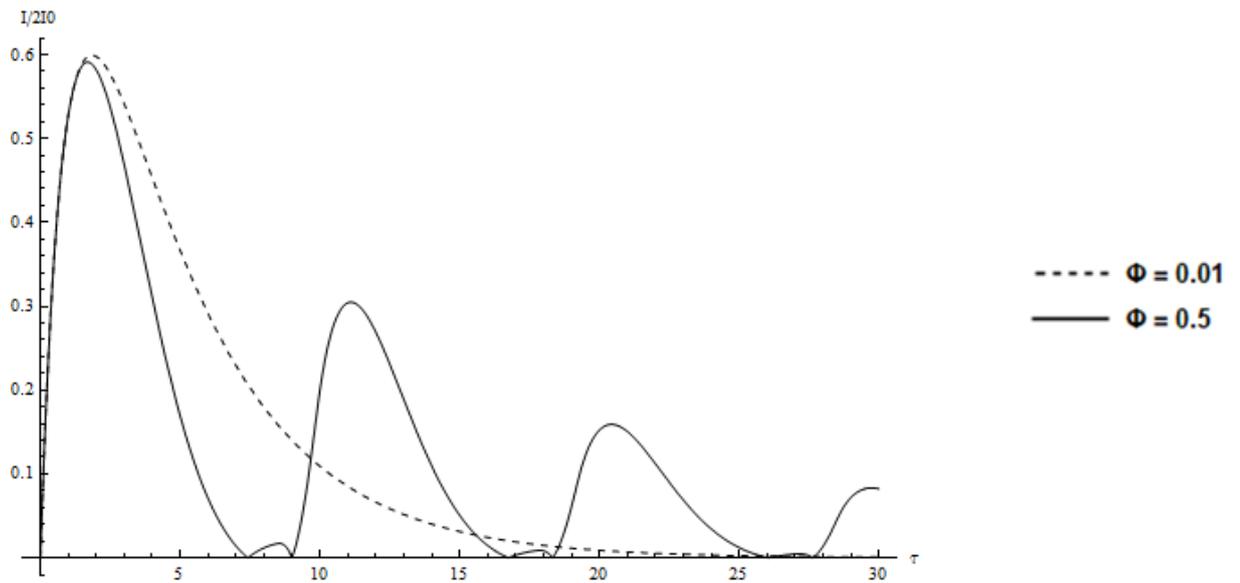


Рис. 10 Зависимость первой гармоники тока от величины Φ , при $\alpha = 10$, $\sigma = 1$, $V_L = 0$, $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0.25$.

С увеличением Φ происходит уменьшение величины первого максимума первой гармоники и появляется несколько максимумов с величиной, уменьшающейся с ростом τ .

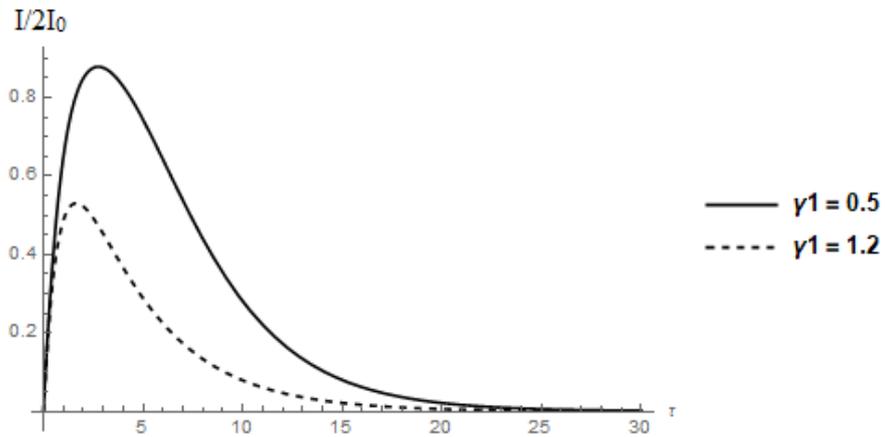


Рис.11 Зависимость величины первой гармоники тока от γ_1 , при $\alpha = 10$, $\sigma = 1$
 $V_L = 0$, $\Phi = 0.1$, $\gamma_2 = 0.25$.

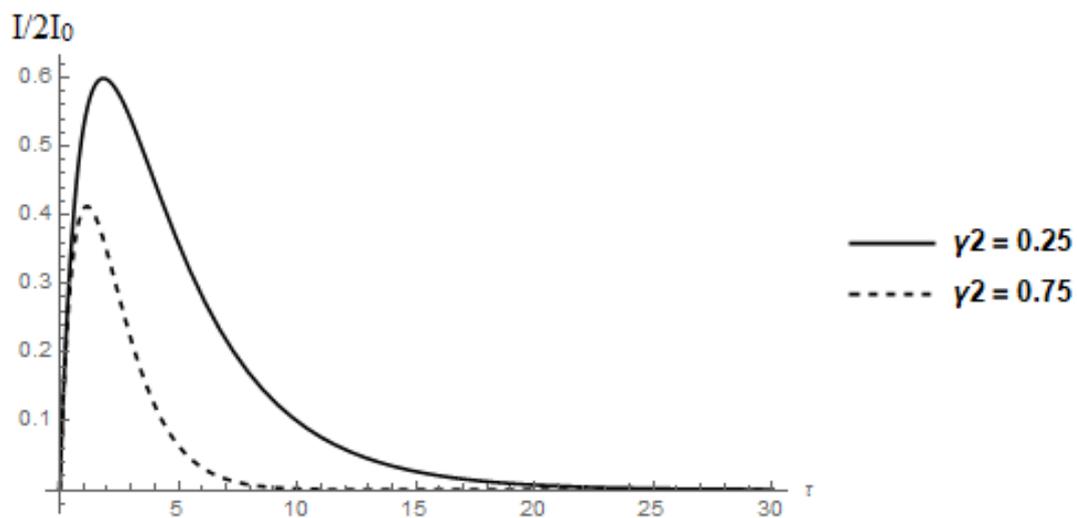


Рис. 12 Зависимость величины первой гармоники тока от γ_2 , при $\alpha = 10$, $\sigma = 1$,
 $B_L = 0$, $\Phi = 0.1$, $\gamma_1 = 1$.

Нетрудно видеть из рис. 11 и 12, что с уменьшением добротностей уменьшается величина максимума первой гармоники тока.

Заключение

В настоящей работе было проведено исследование резистивного усилителя с внешней обратной связью, когда связь происходит с запаздыванием и без него. Вновь вспыхнувший интерес к резистивному усилителю делает рассматриваемые задачи актуальными.

Из анализа проведенного обзора и расчета зависимостей коэффициента усиления от различных параметров для классической (линейной) теории резистивного усилителя показано, что наибольшее значение коэффициента усиления достигается при индуктивной проводимости.

Введение в модель резистивного усилителя внешней обратной связи без запаздывания ожидаемо привело к генерации при определенных параметрах. Кроме того, наличие обратной связи без запаздывания может сократить длину резистивной секции, не уменьшая коэффициент усиления.

Из рассмотренной модели с обратной связью с запаздыванием на основе модели двухрезонаторного клистрона, где вместо области дрейфа была секция с комплексной проводимостью получены условия генерации в этой модели и зависимости величины первой гармоники тока от различных параметров. Показано что, в настоящей модели при определенных значениях плазменного угла пролета можно увеличить величину первой гармоники тока и что с уменьшением добротностей уменьшается величина максимума первой гармоники тока.