

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2021. Т. 29, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2021;29(5)

Научная статья
УДК 621.385.6
DOI: 10.18500/0869-6632-2021-29-5-765-774

О теории клистрона с распределенным взаимодействием и пространством дрейфа в виде среды с комплексной диэлектрической проницаемостью

А. А. Фунтов

Саратовский национальный исследовательский
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия
E-mail: aafuntov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.01.2021, принята к публикации 22.06.2021,
опубликована 30.09.2021

Аннотация. Цель настоящей работы построить теорию клистрона с распределенным взаимодействием с обычными распределенными резонаторами, но с пространством дрейфа в виде среды с комплексной диэлектрической проницаемостью. **Методы.** Для этого рассматривается гибридный клистрон с распределенным взаимодействием и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью в рамках приближения слабого сигнала. Рассматривались два типа конфигурации клистрона с распределенным взаимодействием: с двумя и тремя распределенными резонаторами. Для двухрезонаторного клистрона с распределенным взаимодействием рассматриваются два случая: без отражений от концов распределенных резонаторов и случай, когда входной группирователь полностью согласован с внешней линией передачи, а для второго распределенного резонатора выполняется так называемое условие критической связи «горячего» резонатора с линией передачи. Для трехрезонаторного клистрона с распределенным взаимодействием рассматривается случай без отражений от концов распределенных резонаторов. **Результаты и заключение.** По результатам развитой теории слабого сигнала в клистроне с распределенным взаимодействием с обычными распределенными резонаторами и пространством дрейфа с комплексной диэлектрической проницаемостью подбором параметров можно достичь большего коэффициента усиления на меньшей, по сравнению с обычным клистроном с распределенным взаимодействием, длине при прочих равных параметрах. Кроме того, наличие промежуточного распределенного резонатора позволяет увеличить коэффициент усиления при сохранении полной длины прибора.

Ключевые слова: резистивный усилитель, метаматериал, клистрон с распределенным взаимодействием.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-02-00666.

Для цитирования: Фунтов А. А. О теории клистрона с распределенным взаимодействием и пространством дрейфа в виде среды с комплексной диэлектрической проницаемостью // Известия вузов. ПНД. 2021. Т. 29, № 5. С. 765–774. DOI: 10.18500/0869-6632-2021-29-5-765-774

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

About theory of extended interaction klystron and drift space in the form of medium with complex permittivity

A. A. Funtov

Saratov State University, Russia

E-mail: aafuntov@mail.ru

Received 24.01.2021, accepted 22.06.2021, published 30.09.2021

Abstract. Purpose of this work is to construct a theory of extended interaction klystron with ordinary distributed resonators, but with a drift space in the form of medium with complex permittivity. *Methods.* For this, a hybrid of extended interaction klystron and an amplifier with a complex permittivity is considered in the framework of the weak signal approximation. Two types of configurations of a extended interaction klystron were considered: with two and three distributed resonators. For a two-resonator klystron with distributed interaction, two cases are considered: without reflections from the ends of distributed resonators and the case when the input binder is fully matched to the external transmission line, and for the second distributed resonator, the so-called condition of critical coupling of the “hot” resonator with the transmission line is satisfied. For a three-resonator klystron with distributed interaction, the case is considered without reflections from the ends of distributed resonators. *Results and conclusion.* According to the results of the developed theory of a weak signal in a extended interaction klystron with ordinary distributed resonators and a drift space with a complex dielectric constant, by choosing the parameters, it is possible to achieve a greater gain at a length that is shorter than in a conventional extended interaction klystron, all other things being equal. In addition, the presence of an intermediate distributed resonator makes it possible to increase the gain while maintaining the full length of the device.

Keywords: resistive wall amplifier, metamaterial, extended interaction klystron.

Acknowledgements. This work was supported by Russian Foundation for Basic Research, grant No. 18-02-00666.

For citation: Funtov AA. About theory of extended interaction klystron and drift space in the form of medium with complex permittivity. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics.* 2021;29(5):765–774.

DOI: 10.18500/0869-6632-2021-29-5-765-774

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

На конференции IVEC-2019 в числе прочих были представлены две любопытные работы [1,2]. В работе [1] численно исследовались свойства распределенного резонатора из «левого» (то есть с отрицательным показателем преломления и, как следствие, с обратным излучением Вавилова–Черенкова) метаматериала. Распределенный резонатор (РР) – это многоззорный резонатор, состоящий из нескольких электромагнитно связанных между собой одноззорных тороидальных резонаторов, причем связь осуществляется не одной, как обычно, а двумя кольцевыми щелями связи, выполненными в промежуточных стенках между одноззорными резонаторами. Наличие дополнительной связи увеличивает отношение погонной индуктивности к погонной емкости, то есть импеданс взаимодействия РР.

В работе [2] численно исследовался трехрезонаторный клистрон с распределенным взаимодействием (КРВ) с РР, похожими на описанные в [1]. В качестве основного вывода в работе [2] указывались следующие выходные характеристики: выходная мощность 122 кВт, коэффициент усиления 53.5 дБ и электронный КПД 43.5% (входная мощность 0.27 Вт), причем отмечалось, что размер поперечной полости полученного прибора в 2–3 раза меньше обычного в КРВ.

Цель настоящей работы – построить теорию КРВ с обычными РР (типичными для КРВ), но с пространством дрейфа в виде среды с комплексной диэлектрической проницаемостью (в дальнейшем КДП). Для этого рассмотрим гибриды КРВ и КДП-усилителя в рамках приближения слабого сигнала. Отметим, что среда с КДП – фактически, один из вариантов резистивного

усилителя [3, 4], а в случае отрицательной действительной части КДП – так называемый ENG-метаматериал (см. напр. [5]). Преимущества нового прибора должны заключаться в сокращении длины всего устройства за счет пространства дрейфа и/или в увеличении (или уменьшении, в зависимости от применения) коэффициента усиления с помощью подбора характеристик среды.

Используем следующую модель: бесконечно широкий электронный поток модулируется входным РР, движется через секцию дрейфа с комплексной диэлектрической проницаемостью и наводит поля в выходном РР. Воспользуемся выражением для коэффициента усиления двухрезонаторного КРВ в обобщенной матричной записи [6]

$$G = 20 \lg \left| \frac{\Pi_{12} \|T_{+m} T_{+6}\|_2 \left\| \begin{array}{cc} e^{-j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} \end{array} \right\|_1 \left\| \begin{array}{c} T_{m+} \\ T_{6+} \end{array} \right\|_1 \Pi_{01}}{\left(1 - R_{12}R_{22}G(\theta_{02}) e^{-j(\frac{2}{c}+r_2)\theta_{02}}\right) \left(1 - R_{11}R_{21}G(\theta_{01}) e^{-j(\frac{2}{c}+r_1)\theta_{01}}\right)} \right|, \quad (1)$$

где $j = \sqrt{-1}$, $\theta_{dr} = C\beta_e z$, θ_{01} и θ_{02} – безразмерная электрическая длина дрейфа первого и второго РР, соответственно, $q = \left(\frac{\beta_q}{\beta_e C}\right)^2$, $\beta_q = \frac{\omega_q}{v_0}$ – редуцированная плазменная постоянная распространения, $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$ – электронная постоянная распространения, v_0 – средняя скорость пучка, ω – рабочая частота, $C = \sqrt[3]{\frac{I_0 K}{4V_0}}$ – параметр Пирса, I_0 – средний ток пучка, V_0 – ускоряющий потенциал, K – сопротивление связи РР, $q_1 = \frac{q}{\sqrt{\epsilon}}$, ϵ – нормированная диэлектрическая проницаемость среды, R – коэффициенты отражения, Π – коэффициенты пропускания,

$$T_{+m} = j \frac{e^{-j\sqrt{q}\theta_0} - e^{-jr\theta_0}}{r - \sqrt{q}}, \quad T_{+6} = j \frac{e^{j\sqrt{q}\theta_0} - e^{-jr\theta_0}}{r + \sqrt{q}}, \quad T_{m+} = \frac{T_{+m}}{2\sqrt{q}}, \quad T_{6+} = -\frac{T_{+6}}{2\sqrt{q}}.$$

Вторыми индексами у Π , R , θ и первыми индексами у остальных величин обозначены номера РР, первые индексы у Π , R обозначают левый и правый (по направлению движения пучка слева направо) конец РР (напр., Π_{01} – коэффициенты пропускания прямой волны первого РР, а R_{12} – коэффициенты отражения от левого конца второго РР), $G(\theta_0)$ – комплексный коэффициент усиления соответствующего РР, $r = b - jd$, $b = \frac{\beta - \beta_e}{\beta_e C}$, $\beta + ja$ – постоянная распространения волны в РР без пучка, $d = \frac{\alpha}{\beta_e C}$.

Заметим, что описание процессов в КРВ осуществляется, как и в [6], на языке нормальных волн тока и что анализ РР не является целью настоящей работы, поскольку предполагается, что они не претерпят существенных изменений по сравнению с используемыми в типичных КРВ. Таким образом, под РР будем понимать, во-первых, РР, не обладающий отрицательной эффективной диэлектрической проницаемостью. Во-вторых, в качестве РР для упрощения используем модель типа «черный ящик», то есть устройство неизвестно, известны его характеристики (Π , R , θ , r). В-третьих, (в частности) полагаем, что условия синхронизма пучка и ВЧ-поля в РР полностью описываются параметром b .

Полное согласование входного группирователя (РР) с внешней линией передачи достигается при условии [6]

$$|R_{11}| = |R_{21}| |G(\theta_{01})| e^{-jd\theta_{01}}. \quad (2)$$

В случае $|R_{22}| |G(\theta_{02})| e^{-jd\theta_{02}} < 1$, то есть когда выходной РР хорошо связан с внешней линией передачи и далек от самовозбуждения, для наилучшей связи требуется выполнение так называемого условия критической связи «горячего» резонатора с линией передачи [6]

$$|R_{12}| = |R_{22}| |G(\theta_{02})| e^{-jd\theta_{02}}. \quad (3)$$

Случай отсутствия отражений от концов распределенного резонатора

Для простоты положим $R_{12} = R_{11} = 0$, тогда (1) примет вид

$$G = 20 \lg \left| \Pi_{12} \Pi_{01} \left(T_{+M2} T_{M+1} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} + T_{+62} T_{6+1} e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} \right) \right|. \quad (4)$$

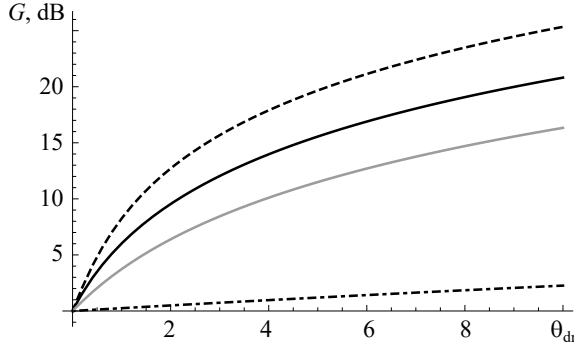


Рис. 1. Зависимости G от θ_{dr} при $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b=0$, $q = 0.01$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$

Fig. 1 Dependences G on θ_{dr} at $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $q = 0.01$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

Считаем далее $\Pi_{12} = \Pi_{01} = 1$ и $\varepsilon = 1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0} + \frac{L}{\omega\varepsilon_0}$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\sigma + jL$ – комплексная проводимость среды. Введем для удобства $L' = \frac{L}{\omega\varepsilon_0}$ и $\sigma' = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}$, тогда $\varepsilon = 1 + L' - j\sigma'$ (штрихи в дальнейшем опустим). В дальнейшем будем полагать $d = 0$.

Исследуем уравнение (4). Из рис. 1 видно, что усиление осуществляется по двум механизмам: первый свойствен обычному КРВ (сплошная линия), а второй возникает из-за резистивной неустойчивости (пунктир).

Из рис. 2 видно, что G осциллирует с изменением параметра b при фиксированной длине прибора, причем при выбранных параметрах оптимальное значение достигается при $b = \pm\sqrt{q}$, что хорошо видно из рис. 2, b . Сдвиг зависимостей влево при индуктивной проводимости, а при активной вправо объясняется увеличением влияния слагаемых, пред-

ставляющих быструю и медленную волну тока в (4), соответственно.

Из рис. 3 видно, что в случае обычного дрейфа при фиксированной длине прибора G осциллирует с изменением параметра q , постепенно уменьшаясь. Эти осцилляции появляются из периодичности коэффициента усиления по длине дрейфа (только для вакуумного промежутка) и длин РР (во всех случаях), причем период осцилляций (не попавший на рис. 1) уменьшается с ростом q . Однако при ненулевой проводимости осцилляций нет, поскольку период осцилляций по длине РР больше, чем в случае вакуумного промежутка и при выбранных параметрах

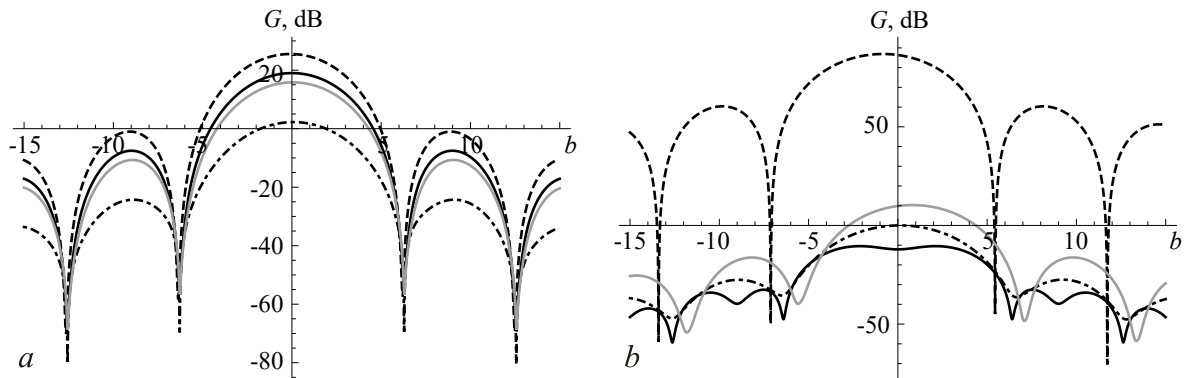


Рис. 2. Зависимости G от b при $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $\theta_{dr} = 10$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$; $q = 0.01$ (a), $q = 0.7$ (b)

Fig. 2. Dependences G on b at $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $\theta_{dr} = 10$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$; $q = 0.01$ (a), $q = 0.7$ (b)

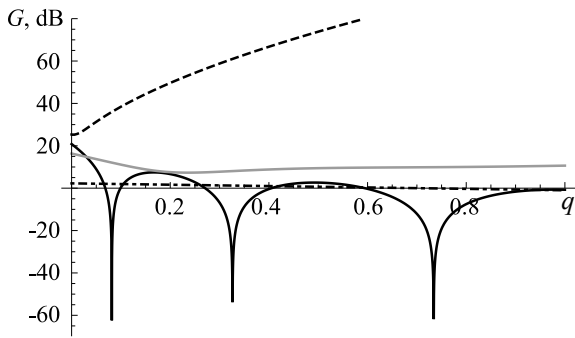


Рис. 3. Зависимости G от q при $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b=0$, $\theta_{dr} = 10$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$

Fig. 3. Dependences G on q at $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

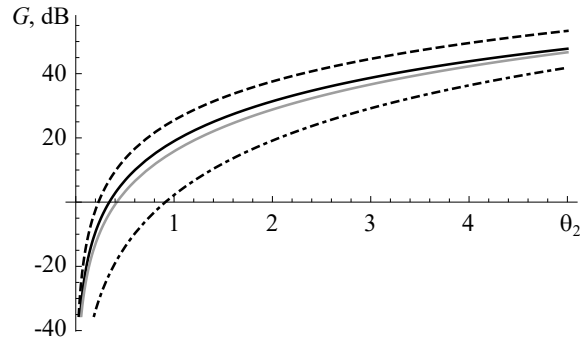


Рис. 4. Зависимости G от θ_2 при $\theta_1 = \theta_2$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$.

Fig. 4. Dependences G on θ_2 at $\theta_1 = \theta_2$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

осциллирующий характер зависимостей не заметен. При $q \rightarrow 0$ в случае $L = \sigma = 0$ $G \rightarrow 20.8$ дБ при выбранных параметрах, что, по-видимому, является следствием клистронного механизма усиления за счет группировки.

Из рис. 4 видно, что с увеличением длины PP, а следовательно, и времени взаимодействия электронов с полями PP, G увеличивается, причем влияние проводимости на данную характеристику ожидаемо слабо.

Из рис. 5 видно, что G уменьшается с ростом σ , по существу являющегося параметром потерь, так как из-за способа ввода ϵ с ростом σ плавно уменьшается эффективная длина дрейфа, то есть $\frac{\theta_{dr}}{\sqrt{\epsilon}}$. Наличие потерь также обуславливает уменьшение G для чисто действительной проводимости на рис. 1.

Из рис. 6 видно, что при прочих равных параметрах наибольшее значение G достигается при индуктивной проводимости, так как при чисто индуктивной проводимости ($\sigma=0$, $L<0$) при выполнении условия $L = -1$ токи смещения и индуктивные токи в среде становятся равными друг другу по величине, а наведенный заряд стремится к ∞ [7].

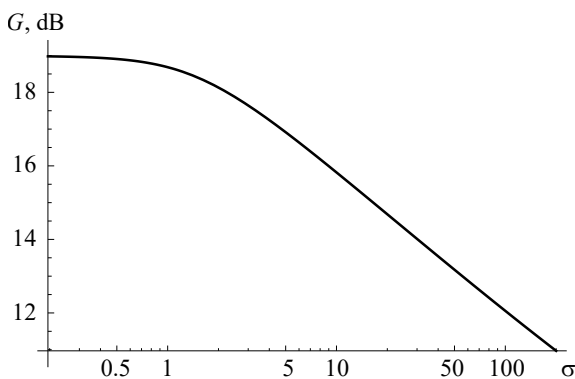


Рис. 5. Зависимость G от σ при $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $L = 0$

Fig. 5. Dependence G on σ at $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $L = 0$

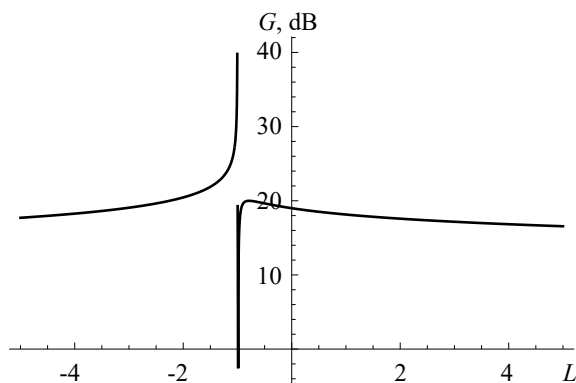


Рис. 6. Зависимости G от L при $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $\sigma = 0$

Fig. 6. Dependences G on L at $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $\sigma = 0$

Случай особых условий на концах распределенного резонатора

Предположим во входном РР полное согласование с внешней линией передачи (2), а в выходном РР используем условие критической связи (3). Считаем далее

$$R_{11} = R_{21} \text{ и } R_{12} = R_{22}. \quad (5)$$

Полагая $d = 0$, $r_1 = r_2 = b$, $\Pi_{01} = \sqrt{1 - R_{11}^2}$ и $\Pi_{12} = \sqrt{1 - R_{12}^2}$ окончательно, с учетом (5), получим

$$G = 20 \lg \left| \frac{\sqrt{1 - R_{11}^2} \sqrt{1 - R_{12}^2} (T_{+m2} T_{m+1} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} + T_{+62} T_{6+1} e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}})}{(1 - R_{12}^2 e^{-j(\frac{2}{C} + b) \theta_{02}}) (1 - R_{21}^2 e^{-j(\frac{2}{C} + b) \theta_{01}})} \right|. \quad (6)$$

Исследуем уравнение (6). Поскольку зависимости слабо отличаются от приведенных на рис. 1–6, имеет смысл исследовать только влияние коэффициентов отражений от границ РР. Из рис. 7 видно, что с увеличением коэффициента отражения G уменьшается, причем (так как в описываемом устройстве два механизма усиления) заметное уменьшение начинается при $R_{21} \sim 0.6$. Вблизи $R_{21} = 1$ наблюдается крутой спад G с ростом R_{21} , что обусловлено полным непропуском сигнала через РР.

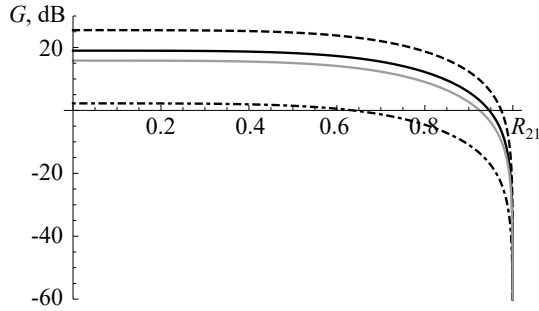


Рис. 7. Зависимости G от R_{21} при $R_{21} = R_{22}$, $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $C = 0.01$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$

Fig. 7. Dependences G on R_{21} at $R_{21} = R_{22}$, $\theta_1 = \theta_2 = 1$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 10$, $q = 0.01$, $C = 0.01$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

Трехрезонаторный клистрон с распределенным взаимодействием

Рассмотрим случай трехрезонаторного КРВ (то есть РР–дрейф–РР–дрейф–РР), коэффициент усиления которого в обобщенной матричной записи [6]

$$G = 20 \lg \left| \frac{\Pi_{13} \|T_{+m} T_{+6}\|_3 \begin{vmatrix} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} T_{m+} \\ T_{6+} \end{vmatrix}_2 R_{22} e^{-j(\frac{2}{C} + r_2) \theta_{02}}}{(1 - R_{13} R_{23} G(\theta_{03}) e^{-j(\frac{2}{C} + r_3) \theta_{03}}) (1 - R_{12} R_{22} G(\theta_{02}) e^{-j(\frac{2}{C} + r_2) \theta_{02}})} R_{12} \times \right. \\ \left. \times \|T_{+m} T_{+6}\|_2 \frac{\begin{vmatrix} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} T_{m+} \\ T_{6+} \end{vmatrix}_1 \Pi_{01}}{1 - R_{11} R_{21} G(\theta_{01}) e^{-j(\frac{2}{C} + r_1) \theta_{01}}} + \begin{vmatrix} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} T_{m+} \\ T_{6+} \end{vmatrix}_1 \times \right. \\ \left. \times \begin{vmatrix} T_{m+} \\ T_{6+} \end{vmatrix}_1 \frac{\Pi_{01} \Pi_{13} \|T_{+m} T_{+6}\|_3 \begin{vmatrix} e^{-j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1} \theta_{dr}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} T_{m+} & T_{m6} \\ T_{6m} & T_{66} \end{vmatrix}_2}{(1 - R_{13} R_{23} G(\theta_{03}) e^{-j(\frac{2}{C} + r_3) \theta_{03}}) (1 - R_{11} R_{21} G(\theta_{01}) e^{-j(\frac{2}{C} + r_1) \theta_{01}})} \right|, \quad (7)$$

где

$$T_{\frac{MM}{\delta\delta}} = \left[1 \mp \frac{1}{2\sqrt{q}} \left(\frac{j\theta_0}{r \mp \sqrt{q}} + \frac{e^{-j(r \mp \sqrt{q})\theta_0} - 1}{(r \mp \sqrt{q})^2} \right) \right] e^{\mp j\sqrt{q}\theta_0},$$

$$T_{\frac{M\delta}{\delta M}} = \mp \frac{1}{2\sqrt{q}(r \pm \sqrt{q})} \left(j \frac{\sin \sqrt{q}\theta_0}{\sqrt{q}} + \frac{e^{\mp j\sqrt{q}\theta_0} - e^{-jr\theta_0}}{r \pm \sqrt{q}} \right).$$

Как видно из предыдущего раздела, в анализе (7) можно ограничиться случаем отсутствия отражений (то есть все коэффициенты пропускания равны 1). Полагаем также, что длины всех РР одинаковы, как и свойства участков дрейфа. Тогда (7) примет вид

$$G = 20 \lg \left\| \|T_{+M} T_{+\delta}\|_3 \left\| \begin{matrix} e^{-j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} \end{matrix} \right\|_2 \left\| \begin{matrix} T_{MM} & T_{M\delta} \\ T_{\delta M} & T_{\delta\delta} \end{matrix} \right\|_2 \left\| \begin{matrix} e^{-j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} & 0 \\ 0 & e^{j\sqrt{q_1}\theta_{dr}} \end{matrix} \right\|_1 \left\| \begin{matrix} T_{M+} \\ T_{\delta+} \end{matrix} \right\|_1 \right\|. \quad (8)$$

Иследуем уравнение (8). На рис. 8–13 приведены зависимости, аналогичные изображенным на рис. 1–6, причем полная длина прибора, а также доля РР и дрейфа в полной длине остались теми же. Нетрудно видеть, что коэффициент усиления по сравнению с двухрезонаторным КРВ в целом вырос, а характер зависимостей в некоторых случаях изменился. Остановимся на этих изменениях подробнее.

Из рис. 8 видно, что при индуктивной проводимости коэффициент усиления растет почти линейно с ростом длины участков дрейфа (что, видимо, связано с увеличением резонансного слагаемого), при активной проводимости и в обычном КРВ он медленно снижается из-за потерь и разгруппировки.

Из рис. 9 видно, что максимумы зависимостей стали сингулярностями и у всех кривых наблюдаются при $b = -\sqrt{q}$, что, вероятно, происходит из-за нерезонансных членов T_{MM} и $T_{\delta M}$,

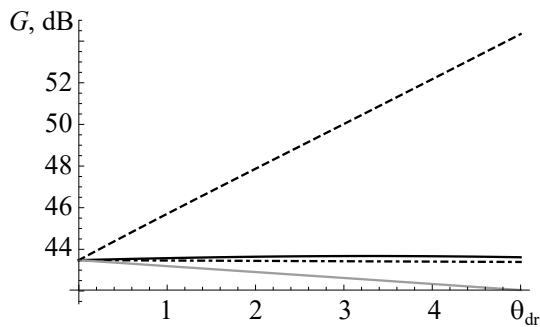


Рис. 8. Зависимости G от θ_{dr} при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $q = 0.01$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$

Fig. 8. Dependences G on θ_{dr} at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $q = 0.01$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

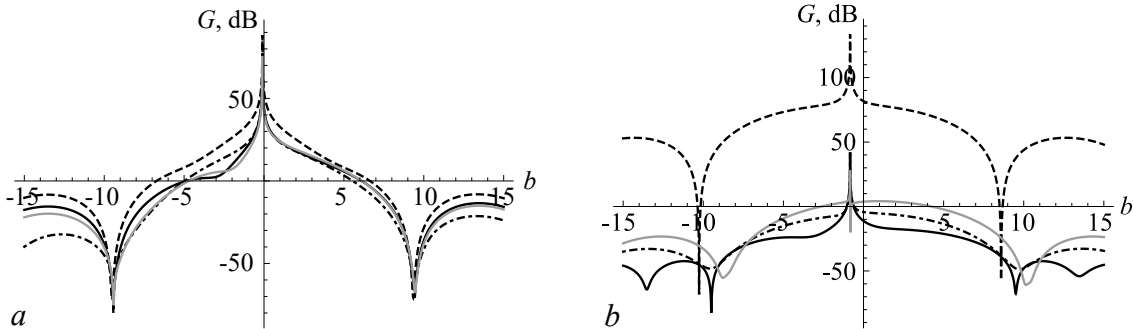


Рис. 9. Зависимости G от b при $\theta_0 = 2/3$, $\theta_{dr} = 5$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$; $q = 0.01$ (a), $q = 0.7$ (b)

Fig. 9. Dependences G on b at $\theta_0 = 2/3$, $\theta_{dr} = 5$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$; $q = 0.01$ (a), $q = 0.7$ (b)

которые могут иметь неопределенность $0/0$ во втором слагаемом в круглой скобке (заметим, что в случае $d \neq 0$ были бы конечные максимумы). С физической точки зрения коэффициенты матрицы передачи T_{MM} и T_{bM} поясняются формулой, связывающей распространение медленной волны тока в РР (в данном случае промежуточном) и её взаимодействие с быстрой волной тока

$$I_M(\theta_0) = T_{MM}I_M(0) + T_{bM}I_b(0),$$

где слева стоит ток медленной волны на выходе РР, а справа токи соответствующих волн на входе в РР. Обращение T_{MM} и T_{bM} в ∞ означает наилучшие условия передачи/усиления медленной волны тока в РР, то есть её амплитуда стремится к ∞ .

У зависимости на рис. 12 появился небольшой минимум, после которого коэффициент усиления слабо растет с увеличением σ . Этот минимум также может быть следствием периодичности зависимости коэффициента усиления от длины РР, причем величина изменений G позволяет утверждать об ослаблении влияния σ , это, по-видимому, означает, что суммарно потери значительно уменьшились из-за влияния промежуточного РР.

Следует заметить, что одной из проблем КРВ является самовозбуждение. Например, в статье [2] для борьбы с этим явлением в первой трубе дрейфа размещают поглощающий слой из окиси бериллия. Как известно из [3], одно из преимуществ классического (с чисто активной проводимостью) резистивного усилителя является отсутствие внутренней обратной связи

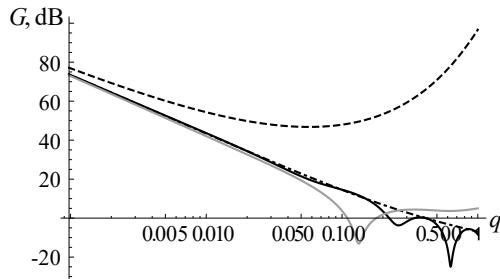


Рис. 10. Зависимости G от q при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L = \sigma = 0$, пунктир – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, штрихпунктир – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, серая линия – $\sigma = 10$, $L = 0$

Fig. 10. Dependences G on q at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$ and various conductivities: solid black line – $L = \sigma = 0$, dotted line – $\sigma = 0$, $L = -1.1$, dashed dotted line – $\sigma = 10^6$, $L = 0$, gray line – $\sigma = 10$, $L = 0$

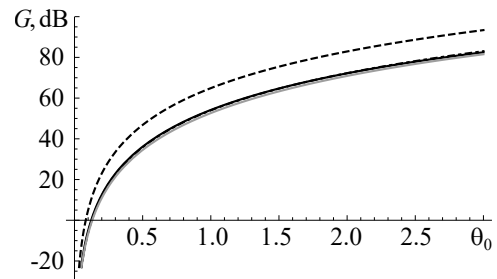


Рис. 11. Зависимости G от θ_0 при $b=0$, $\theta_{dr}=5$, $q=0.01$ и различных проводимостях: сплошная черная линия – $L=\sigma=0$, пунктир – $\sigma=0$, $L=-1.1$, штрихпунктир – $\sigma=10^6$, $L=0$, серая линия – $\sigma=10$, $L=0$

Fig. 11. Dependence G on θ_0 at $b=0$, $\theta_{dr}=5$, $q=0.01$ and various conductivities: solid black line – $L=\sigma=0$, dotted line – $\sigma=0$, $L=-1.1$, dashed dotted line – $\sigma=10^6$, $L=0$, gray line – $\sigma=10$, $L=0$

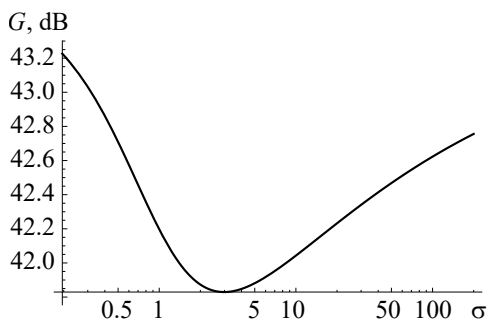


Рис. 12. Зависимость G от σ при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $q = 0.01$, $L = 0$

Fig. 12. Dependences G on σ at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $q = 0.01$, $L = 0$

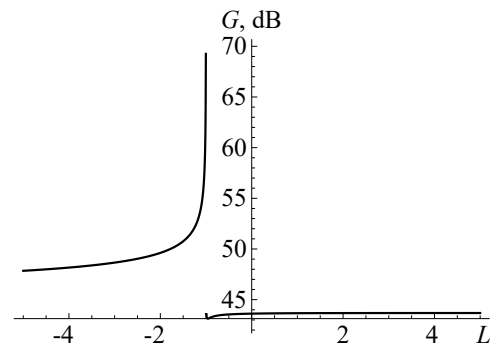


Рис. 13. Зависимости G от L при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $q = 0.01$, $\sigma = 0$

Fig. 13. Dependences G on L at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $q = 0.01$, $\sigma = 0$

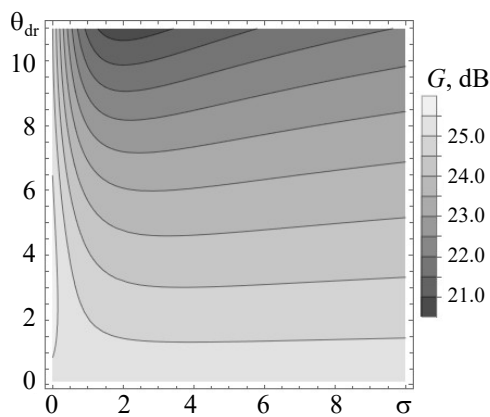


Рис. 14. Зависимости G от σ и θ_{dr} при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $q = 0.01$, $L = 0$

Fig. 14. Dependences G on σ and θ_{dr} at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $q = 0.01$, $L = 0$

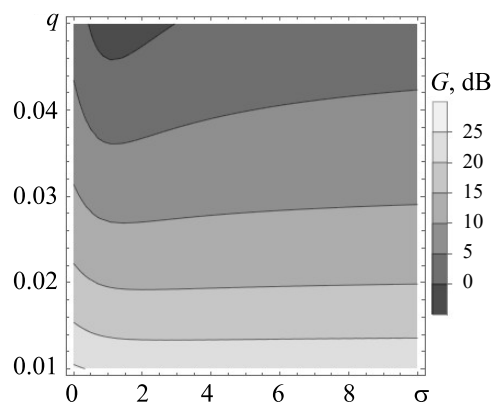


Рис. 15. Зависимости G от σ и q при $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $L = 0$

Fig. 15. Dependences G on σ and q at $\theta_0 = 2/3$, $b = 0$, $\theta_{dr} = 5$, $L = 0$

из-за поглощения отраженного сигнала диэлектриком. Таким образом, при использовании в КРВ пространства дрейфа с чисто активной проводимостью источниками самовозбуждения остаются только РР и проблема согласования элементов.

Действительно, подбором параметра пространственного заряда (ПЗ), проводимости и длины пространства дрейфа, как видно из рис. 14 и рис. 15, можно достичь нужных значений коэффициента усиления. Заметим, что наибольшее подавление при выбранных параметрах достигается при определенной проводимости (что коррелирует с рис. 12), причем для наибольшего подавления требуются большой ПЗ и большая длина дрейфа.

Следует отметить, что, хотя развитая теория не позволяет рассчитать ряд важных для КРВ параметров, однако можно сделать качественные замечания о полосе пропускания. Очевидно, что при использовании метаматериала (заметим, что среду с проводимостью также можно отнести к метаматериалам, так как при $L < -1$ действительная часть диэлектрической проницаемости отрицательна) в качестве пространства дрейфа у метаматериала есть своя полоса частот, в которой она проявляет резонансные свойства из-за $\text{Re } \epsilon < 0$, и, таким образом, итоговая полоса прибора, в которой будет наблюдаться увеличение коэффициента усиления по сравнению с обычными КРВ, будет определяться пересечением полос РР и среды.

Заключение

В заключение можно сделать вывод, что по результатам развитой теории слабого сигнала в КРВ с обычными РР и пространством дрейфа с комплексной диэлектрической проницаемостью подбором параметров можно достичь большего коэффициента усиления на меньшей, по сравнению с обычным КРВ, длине при прочих равных параметрах, что, однако, может увеличить вероятность самовозбуждения. Кроме того, наличие промежуточного РР позволяет увеличить коэффициент усиления при сохранении полной длины прибора. С другой стороны, подбором параметров дрейфа с активной проводимостью можно уменьшить вероятность самовозбуждения, что более актуально для КРВ. Заметим, что развитая в настоящей статье модель не несет частотных ограничений и потому применима и к миллиметровому диапазону.

Список литературы

1. Li X., Zhan X., Duan Z., Wang X., Ji D., Gong Y., Basu B. An S-band reversed Cherenkov oscillator in a novel all-metal metamaterial miniaturized slow-wave structure // 2019 International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 28 April-1 May 2019, Busan, Korea. New York: IEEE, 2019. DOI: 10.1109/IVEC.2019.8745060.

2. Wang X, Duan Z, Wang F, Li S, Jiang S, Gong Y, Basu B. A miniaturized high-gain, high-efficiency metamaterial assisted S-band extended interaction klystron // 2019 International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 28 April-1 May 2019, Busan, Korea. New York: IEEE, 2019. DOI: 10.1109/IVEC.2019.8744761.
3. Birdsall C. K., Brewer O. R., Haeff A. V. The resistive-wall amplifier // Proc. IRE. 1953. Vol. 41, no. 7. P. 865–875. DOI: 10.1109/JRPROC.1953.274425.
4. Birdsall C. K., Whinnery J. R. Waves in an electron stream with general admittance walls // J. Appl. Phys. 1953. Vol. 24, no. 3. P. 314–323. DOI: 10.1063/1.1721272.
5. Rowe T., Behdad N., Booske J. H. Metamaterial-enhanced resistive wall amplifier design using periodically spaced inductive meandered lines // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. Vol. 44, no. 10. P. 2476–2484. DOI: 10.1109/TPS.2016.2599144.
6. Андрушкевич В. С., Вырский В. А., Гамаюнов Ю. Г., Шевчик В. Н. Усилительные клистроны с распределенным взаимодействием. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1977. 153 с.
7. Касаткин Л. В. Об усилении волн пространственного заряда при прохождении пучков электронов в средах с индуктивной проводимостью // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6, № 2. С. 267–274.

References

1. Li X, Zhan X, Duan Z, Wang X, Ji D, Gong Y, Basu B. An S-band reversed Cherenkov oscillator in a novel all-metal metamaterial miniaturized slow-wave structure. In: 2019 International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 28 April-1 May 2019, Busan, Korea. New York: IEEE; 2019. DOI: 10.1109/IVEC.2019.8745060.
2. Wang X, Duan Z, Wang F, Li S, Jiang S, Gong Y, Basu B. A miniaturized high-gain, high-efficiency metamaterial assisted S-band extended interaction klystron. In: 2019 International Vacuum Electronics Conference (IVEC). 28 April-1 May 2019, Busan, Korea. New York: IEEE; 2019. DOI: 10.1109/IVEC.2019.8744761.
3. Birdsall CK, Brewer OR, Haeff AV. The resistive-wall amplifier. Proc. IRE. 1953;41(7):865–875. DOI: 10.1109/JRPROC.1953.274425.
4. Birdsall CK, Whinnery JR. Waves in an electron stream with general admittance walls. J. Appl. Phys. 1953;24(3):314–323. DOI: 10.1063/1.1721272.
5. Rowe T, Behdad N, Booske JH. Metamaterial-enhanced resistive wall amplifier design using periodically spaced inductive meandered lines. IEEE Trans. Plasma Sci. 2016;44(10):2476–2484. DOI: 10.1109/TPS.2016.2599144.
6. Andrushkevich VS, Vyrsky VA, Gamayunov YG, Shevchik VN. Amplifying Extended Interaction Klystron. Saratov: Saratov State University Publishing House; 1977. 153 p. (in Russian).
7. Kasatkin LV. On the amplification of space charge waves during the passage of electron beams in media with inductive conductivity. Radio Engineering and Electronic Physics. 1961;6(2): 267–274 (in Russian).



Фунтов Александр Андреевич – родился в Балакове Саратовской области (1992). Окончил СГУ (2014). В настоящее время – ассистент кафедры электроники, колебаний и волн. Автор 13 научных публикаций. Область научных интересов – вакуумная СВЧ-электроника.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
 Саратовский национальный исследовательский
 государственный университет имени Н. Г. Чернышевского
 E-mail: aafuntov@mail.ru
 AuthorID: 920783