

## ФИЗИКА И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН

<b>Условия подавления сигнала в ЛБВ в рамках двумерной теории</b> <i>Г.М. Вдовина, А.Д. Коваль</i> .....	2
<b>Моделирование структур типа металл-диэлектрик-металл для детектирования терагерцового излучения</b> <i>К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин</i> .....	5
<b>Перспективы использования ультратонких металлических плёнок в задачах микроволновой электроники и оптики ТГц диапазона</b> <i>П.С. Глазунов, В.Г. Андреев, В.А. Вдовин</i> .....	7
<b>Анализ частот спектров излучения плазменного релятивистского генератора</b> <i>И.Е. Иванов</i> .....	9
<b>Нестационарная дифракция ТМ-поляризованного монополярного импульса на идеально проводящем цилиндре</b> <i>В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин</i> .....	11
<b>Электронная пушка для кольцевого электронного пучка мощного клистрона с распределенным взаимодействием миллиметрового диапазона</b> <i>В. Е. Родякин, В.М. Пикунов, В.Н. Аксенов</i> .....	14
<b>О теории гибрида фото-ЛБВ и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью</b> <i>А.А. Фунтов</i> .....	18

## Условия подавления сигнала в ЛБВ в рамках двумерной теории

Г.М. Вдовина, А.Д. Коваль

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени  
Н.Г. Чернышевского  
[vdovinagm@gmail.com](mailto:vdovinagm@gmail.com)

В рамках двумерной теории рассматривается взаимодействие бегущей электромагнитной волны и электронного потока, лежащее в основе работы лампы бегущей волны О типа (ЛБВ). Особое внимание уделяется случаям ослабления и полного подавления входного сигнала в ЛБВ – эффект, известный в литературе как "срыв Компфнера" (Kompfner dip). Анализ проводится с учётом влияния поля пространственного заряда и постоянного фокусирующего магнитного поля конечной величины. Исходные соотношения, необходимые для описания подобного взаимодействия, содержат уравнение движения и уравнение возбуждения высокочастотного (ВЧ) электрического поля:

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \nu_0 \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \tilde{x} = \eta E_{qx} + \eta E_x, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 \tilde{y}}{dt^2} = \left( \frac{\partial}{\partial t} + \nu_0 \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \tilde{y} = \eta E_{qy} + \eta E_y - \omega_c^2 \tilde{y}, \quad (2)$$

$$E_x = -\frac{\beta_0^2 K}{2} \exp(-j\beta_0 x) \int_0^x \frac{\beta_e I_0}{2} (j\tilde{x} \tanh(\beta \cdot y_0) + \tilde{y}) \exp(j\beta_0 \xi) d\xi, \quad (3)$$

где  $\tilde{x}$ ,  $\tilde{y}$  – продольные и поперечные ВЧ смещения электронов в электронном пучке.  $\nu_0$  – постоянная составляющая скорости электронного потока,  $\eta = e/m$ ,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $E_x$  и  $E_y$  – составляющие напряженности электрического ВЧ поля,  $E_{qx}$  и  $E_{qy}$  – составляющие напряженности электрического поля пространственного заряда,  $\omega_c = \eta B$  – циклотронная частота,  $B$  – индукция постоянного магнитного поля,  $K$  – сопротивление связи,  $I_0$  – постоянная составляющая тока пучка.

Для взаимодействия электромагнитной волны с ленточным электронным пучком, движущимся в центре пространства взаимодействия, используется прямоугольная система координат и вводятся продольные  $\tilde{x}$  и поперечные  $\tilde{y}$  ВЧ смещения электронов. Выражения для поля пространственного заряда выведены на основе метода, описанного в [1]:

$$E_{qx} = -j\omega_p^2 \frac{\Delta}{2\eta} \frac{\partial \tilde{x}}{\partial x} \tanh(\beta \cdot y_0), \quad (4)$$

$$E_{qy} = j\omega_p^2 \frac{\Delta}{2\eta} \frac{\partial \tilde{y}}{\partial x} \frac{1}{\tanh(\beta \cdot y_0)}, \quad (5)$$

где  $\omega_p^2 = \eta \sigma_0 / (\varepsilon_0 \Delta)$  – квадрат плазменной частоты,  $y_0$  – координата точки влёта,  $\Delta$  – толщина электронного пучка,  $\sigma_0$  – поверхностная плотность заряда,  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная.

В результате решения поставленной задачи методом последовательных приближений получено выражение для продольной составляющей напряженности электрического поля в виде:

$$E_x(x) = E_0 \exp(-j\beta_0 x) \left( 1 - (2\pi CN)^3 \left( F(\Phi_0, \theta_p) + F(\Phi_0, \theta_p, \varphi_c) \right) \right). \quad (6)$$

При выводе выражения (6) были сделан переход к величинам, общепринятым в теории лампы бегущей волны,  $\Phi_0 = (\beta_e - \beta_0)l$  – невозмущенный относительный угол пролета электронов и волны,  $\beta_e = \omega/\nu_0$ ,  $\theta_p = \omega_p l/\nu_0$  – плазменный угол пролета,  $\varphi_c = \omega_c l/\nu_0$  – циклотронный угол пролета,  $CN$  – безразмерная длина лампы (произведение параметра Пирса и электрической длины лампы). Функции  $F(\Phi_0, \theta_p)$  и  $F(\Phi_0, \theta_p, \varphi_c)$  получены в аналитическом виде, но в силу громоздкости выражений здесь не приводятся. При предельных переходах в случаях отсутствия пространственного заряда или бесконечно большом магнитном поле выражения для этих функций совпадают с соответствующими из известных результатов одномерной теории.

На рис. 1 приведены зависимости коэффициента усиления  $G$ , построенные при различных значениях параметров пространственного заряда и магнитного поля с использованием известного выражения:

$$G = 20 \lg \left| \frac{E_x(l)}{E_x(0)} \right|. \quad (7)$$

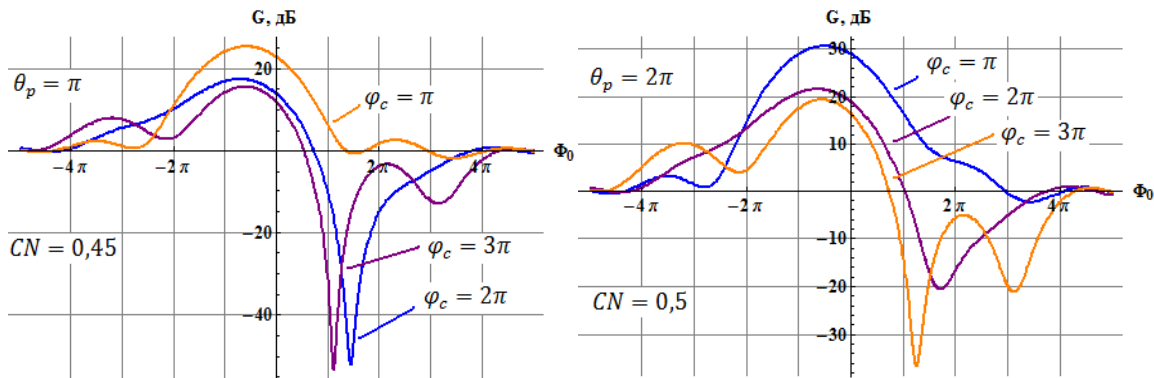


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления от относительного угла пролета.

При разных значениях относительного угла пролёта наблюдаются области как усиления, так и подавления входного сигнала. Более подробный анализ показывает, что в электронном потоке, слабо связанном с полем волны, в рамках двумерной модели могут возбуждаться пара волн пространственного заряда (медленная и быстрая) и пара циклотронных волн (медленная и быстрая). Ослабление и подавление сигнала происходит в тех случаях, когда реализуется передача энергии электромагнитной волны электронам. Из условия обращения поля на конце системы в 0, можно перейти к полному подавлению входного сигнала в ЛБВ. Однако в рамках общей теории выражения для этих условий получить аналитически не удаётся, но можно решить уравнения численно (рис. 2).

Как уже упоминалось ранее, в рассматриваемой системе возможно возбуждение различных типов волн в электронном пучке. Подавление будет наблюдаться в случаях взаимодействия электромагнитной волны в линии с быстрыми волнами в пучке. Наличие резонансных слагаемых позволяет перейти от исходной системы уравнений (1) - (3) к более простому виду и решить задачу аналитически.

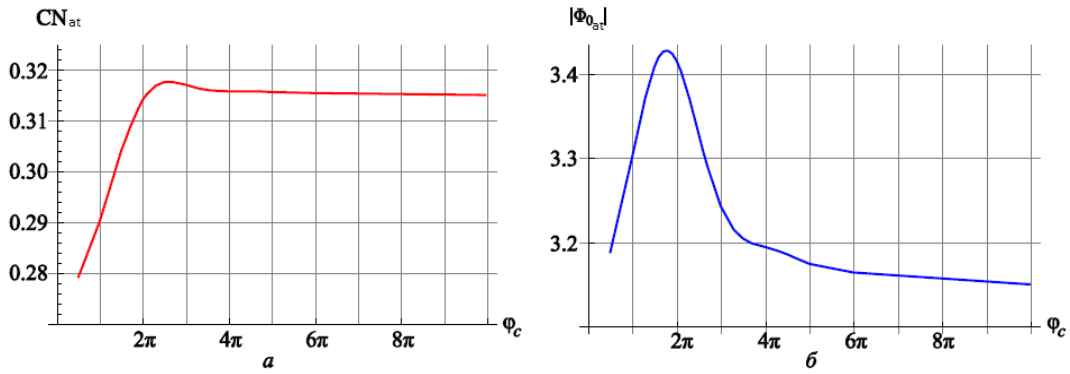


Рис. 2. Зависимость пусковых значений безразмерной длины лампы и относительного угла пролета от циклотронного угла пролета при малом значении параметра пространственного заряда.

В качестве примера рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны с быстрой циклотронной волной. Тогда в уравнении (6) вместо суммы функций относительного угла пролета будет стоять множитель вида:

$$F_{SCW}(\Phi_0, \theta_p, \varphi_c) = \frac{e^{-j(\beta_3 - \beta_0)l} + j(\beta_3 - \beta_0)l - 1}{2(\beta_3 - \beta_0)l \cdot (\beta_3 - \beta_0)^2 l^2} \text{cth}(\beta_0 y_0), \quad (7)$$

$$\beta_{3,4} = \left( \frac{\omega}{\nu_0} - \left( \frac{\omega_p}{\nu_0} \right)^2 \frac{\Delta}{4 \tanh(\beta_0 y_0)} \right) \pm \sqrt{\left( \left( \frac{\omega_p}{\nu_0} \right)^2 \frac{\Delta}{4 \tanh(\beta_0 y_0)} \right)^2 - \frac{\omega}{\nu_0} \left( \frac{\omega_p}{\nu_0} \right)^2 \frac{\Delta}{4 \tanh(\beta_0 y_0)} + \left( \frac{\omega_c}{\nu_0} \right)^2} \quad (8)$$

В итоге из уравнения  $E_x(l) = 0$  следует, что

$$\Phi_{nod} = \theta_p^2 \frac{\Delta}{l} \frac{\text{cth}(\beta_0 y_0)}{4} + \sqrt{\left( \theta_p^2 \frac{\Delta}{l} \frac{\text{cth}(\beta_0 y_0)}{4} \right)^2 - \beta_e l \theta_p^2 \frac{\Delta}{l} \frac{\text{cth}(\beta_0 y_0)}{4} + \varphi_c^2}, \quad (9)$$

$$CN_{nod} = \frac{1}{2\pi} \left( \pi^2 \text{cth}(\beta_0 y_0) \sqrt{\left( \theta_p^2 \frac{\Delta}{l} \frac{\text{cth}(\beta_0 y_0)}{4} \right)^2 - \beta_e l \theta_p^2 \frac{\Delta}{l} \frac{\text{cth}(\beta_0 y_0)}{4} + \varphi_c^2} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

Исследование поведения ленточных электронных пучков представляют интерес по нескольким причинам. Во-первых, такие пучки являются принципиально неустойчивыми за счет влияния поля пространственного заряда и магнитного поля [2]. Во-вторых, в современных условиях продвижения в терагерцовый диапазон частот оказалось, что наиболее подходящими являются плоские замедляющие системы, которые лучше всего взаимодействуют именно с ленточными электронными потоками (см., например, [3], [4]).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00666).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков “Аналитические методы расчета в электронике СВЧ” М.: Советское радио, 1970.
2. С.С. Cutler // J.. of Applied Physics. 1956. V. 27. No 9. P.1028.
3. Н.А. Бушуев // Радиоэлектроника. 2016. № 11.
4. J. Wang et al. // Proc. of The 18th IVEC. 2017. ID 17578446.

## **Моделирование структур типа металл-диэлектрик-металл для детектирования терагерцового излучения**

К.Т.Ч. Ву, Г.М. Казарян, В.Л. Саввин  
*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова*  
kt.vu@physics.msu.ru

Терагерцовый диапазон является важным объектом исследования в наше время в силу его многочисленных потенциальных применений в медицине, материаловедении, энергетике и других областях. Он расположен между микроволновым и инфракрасным диапазоном, методы которых плохо работают для терагерцовых частот. Например, энергия квантов электромагнитного поля, соответствующая этому диапазону, меньше энергии теплового шума при комнатной температуре, что делает применение фотоэлементов неэффективным [1, 2].

Были также предложения использовать так называемые ректенны [3, 4], то есть выпрямляющие антенны. Эти устройства представляют собой антенну, соединённую с выпрямляющим элементом. При преобразовании энергии электромагнитной волны в электрический ток эффективность ректенн в микроволновом диапазоне может достигать 70-90% [4,5]. Их эффективность для более высоких частот является предметом споров. Пессимистичная оценка, полагающая справедливость применения предела Шокли-Квайссера, составляет примерно 30% [6]. Экспериментальные же работы демонстрируют эффективность порядка единиц процентов в лучшем случае. Улучшение этого показателя во многом зависит от нахождения эффективного выпрямляющего элемента.

В структурах типа металл-диэлектрик-металл перенос зарядов осуществляется за счёт квантового туннелирования, что позволяет им работать на частотах достигающих среднего инфракрасного диапазона и, согласно некоторым работам, даже оптического [7-9].

Для структур типа металл-диэлектрик-металл, использующих один слой диэлектрика, было показано невозможность одновременного достижения низкого сопротивления и высокой чувствительности [10]. Предполагается, что применение нескольких диэлектрических слоёв или использование асимметричной геометрии их расположения может помочь улучшить эти показатели [10-12]. Эти предложения приводят к существенному усложнению структур, делая их аналитическое рассмотрение очень сложным.

Эта работа посвящена построению численной модели структуры типа металл-диэлектрик-металл с использованием метода конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина [13-15]. Метод конечных элементов позволяет строить сетки произвольных форм, что может в перспективе облегчить рассмотрение многомерных структур. Формализм неравновесной функции Грина позволяет получить наиболее детальные сведения о характеристиках структур, что может оказаться чрезвычайно полезным при их анализе.

В данной работе представлена одномерная модель переноса заряда посредством квантового туннелирования в структурах типа металл-диэлектрик-металл, использующая метод конечных элементов и формализм неравновесной функции Грина. Модель была проверена на тестовых задачах. Полученные при моделировании результаты хорошо соответствуют известным для этих задач решениям.

Замечено, что задача на собственные значения, связанная с профилем потенциального барьера, может дать приблизительные энергии пиков зависимости коэффициента пропускания от энергии электронов (рис. 1).

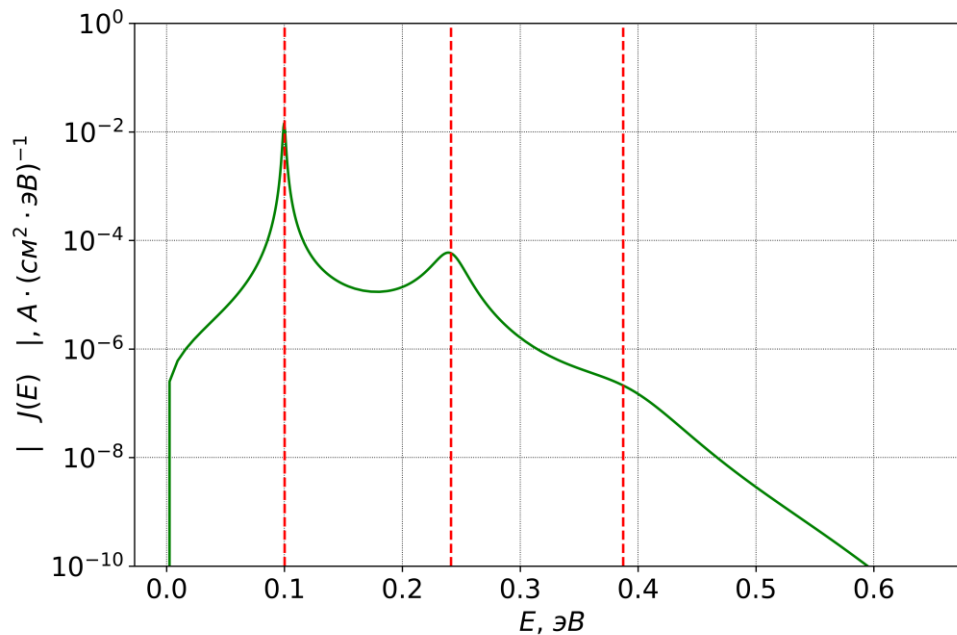


Рис. 1. Абсолютная величина распределения электрического тока  $|J(E)|$  по энергии  $E$  для рассматриваемой структуры при фиксированном напряжении смещения. Вертикальные пунктирные линии отмечают собственные значения гамильтониана расчётной области.

Эта информация может помочь сделать расчёты более точными и производительными, например, путём сокращения количества разбиений диапазона энергий, для которого производятся вычисления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Shank J. et al. // Phys. Rev. Applied 2018, V.9, Art. № 054040
2. Zhu Z., Joshi S., Moddel G. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 2014, V. 20, Art. № 3801409
3. Bailey R. // Journal of Engineering for Power 1972, V. 94, pp. 73-77
4. Shinohara N. // IEICE Electronics Express 2013, V. 10, Art. № 20132009
5. Douyère A. et al // Electronics Letters 2008, V. 44, pp. 1409 - 1410.
6. Joshi S., Moddel G. // Journal of Physics D: Applied Physics 2016, V. 49, Art. № 265602
7. Mitrovic I. Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018, V. 112, Art. № 012902
8. Hartman T. E. // J. Appl. Phys. 1962, V. 33, Art. № 3427.
9. Moddel G., Grover S. Rectenna Solar Cells. New York : Springer, 2013
10. Shin J. H. et al. // AIP Advances 2017, V. 7, Art. № 105307
11. Grover S., Moddel G. // Solid State Electron. 2012, V. 67, pp. 94-99
12. Jiang H. et al. // Journal of Computational Physics 2008, V. 227, pp. 6553–6573
13. Havu P. et al. // Phys. Rev. B 2004, V. 69, Art. № 115325
14. Polizzi E. and Datta S. // Third IEEE Conference on Nanotechnology, San Francisco, CA, 2003, V. 2, pp. 40-43
15. Alnaes M.S. et al. // Archive of Numerical Software 2015, V. 3, Art. № 20553

## Перспективы использования ультратонких металлических плёнок в задачах микроволновой электроники и оптики ТГц диапазона

П.С. Глазунов<sup>1</sup>, В.Г. Андреев<sup>1</sup>, В.А. Вдовин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ

<sup>2</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

[ps.glazunov@physics.msu.ru](mailto:ps.glazunov@physics.msu.ru)

Задача изготовления ультратонких металлических плёнок с заданными электромагнитными свойствами актуальна во многих областях современной прикладной физики. В качестве примеров можно привести микроэлектронику [1-2], оптическую интерферометрию [3-4], термоакустическое детектирование электромагнитных импульсов нано - и микросекундной длительности [5-6], спектроскопию комбинационного рассеяния [7]. Решение данной задачи требует детального изучения свойств ультратонких металлических плёнок, поэтому в последние десятилетия растет число экспериментальных работ по измерениям их параметров.

В данной работе особое внимание уделяется перспективам использования ультратонких плёнок для задач микроволновой электроники и оптики ТГц диапазона. Рассматривается задача согласования линий, а также задача создания широкополосных поглотителей на основе использования металлических плёнок.

Результаты работы основываются на приближённых граничных условиях, описывающих наличие ультратонких металлических плёнок, которые связывают компоненты вектора напряженности электрического поля по обе стороны плёнки.

Описывается схема вывода данных приближённых граничных условий при помощи метода последовательных приближений Пикара, приводятся формулы для погрешностей метода.

Возможность создания поглотителей появляется благодаря размерному эффекту, который заключается в аномально большом (до 50%) поглощении падающего электромагнитного излучения [3-4] при взаимодействии с нанометровыми металлическими пленками. Толщина пленки, при которой наблюдается максимум поглощения, составляет несколько нанометров, что значительно меньше глубины скин-слоя. Это позволяет рассматривать тонкие плёнки как сосредоточенные элементы, что естественным образом приводит к задаче о согласовании нагрузки при соединении двух линий. Из теории следует, что оптические характеристики плёнки полностью определяются всего одним коэффициентом  $\eta$ , не зависящим от частоты в широком диапазоне длин волн. Благодаря этому обстоятельству тонкие металлические плёнки могут служить частотно независимыми сосредоточенными элементами в оптических и волноводных линиях.

Рассматриваются простейшие геометрии: кварцевая подложка с двумя тонкими плёнками, напыленными на неё с двух сторон (аналог эталона Фабри-Перо). Показывается, что даже для такой простой системы при помощи подбора толщины металлических плёнок возможна реализация широкополосного 50%-го, а также узкополосного 100%-го поглотителя.

Далее исследуется возможность реализации широкополосного 100%-го поглотителя в геометрии, включающей много слоёв, на заданном интервале частот  $[\omega_1, \omega_2]$ . Для этого используется метод матрицы переноса. Задача сводится к поиску экстремума функции [2]:

$$F(\eta_i, n_i) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} Q(\eta_i, n_i, \omega) d\omega, \quad n_i \geq 1, \eta_i \geq 0,$$

где  $Q$  – коэффициент поглощения (по энергии) плоскостроистой среды,  $n_i$  – коэффициент преломления  $i$ -ой подложки,  $\eta_i$  – коэффициент, характеризующий оптические свойства  $i$ -ой плёнки.

На рисунке 1 показаны результаты решения данной задачи для 20 слоёв, задаваемый частотный интервал составлял от 2 до 8 ГГц. На графиках показана зависимость показателя поглощения от частоты. При получении сплошного графика варьировались коэффициенты  $n_i, \eta_i$ , а каждый из слоёв обладал толщиной 3.5 мм. При получении пунктирного графика толщина каждого слоя составляла 5.5 мм, варьировались лишь  $\eta_i$ , а все  $n_i$  равнялись единице. На сплошном графике в заданном интервале частот коэффициент поглощения составляет не менее 0.99, а на пунктирном графике не менее 0.93.

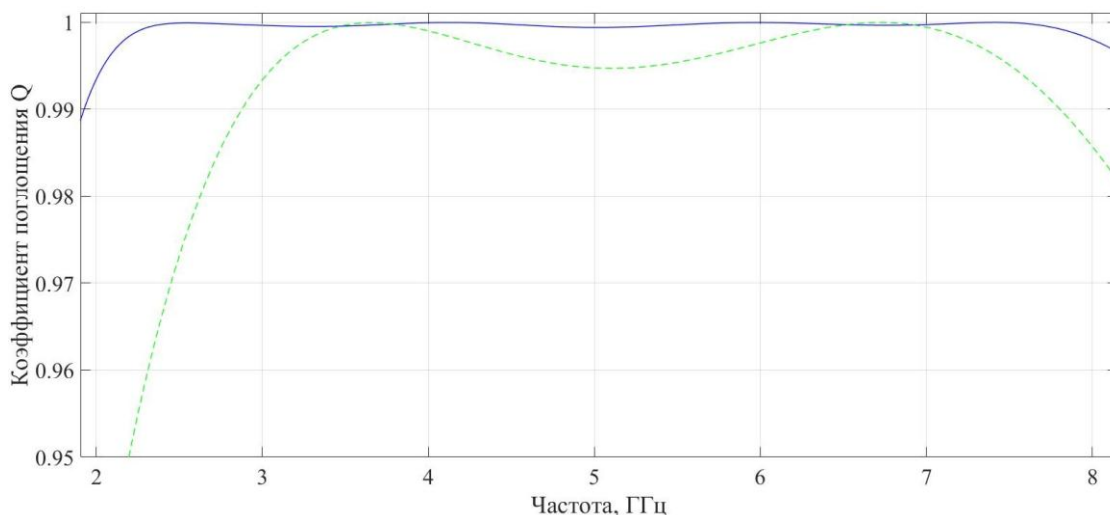


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения  $Q$  от частоты.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-29-02094 и № 20-07-00903.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ciofi I et.al. //IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. V. 63. №6. P.2488. doi 10.1109/ted.2016.2554561
2. Schmitz J.//Surface and Coatings Technology. 2018. V. 343. №6. P. 83. doi 10.1016/j.surfcoat.2017.11.013
3. Kaplan, A. E. //Journal of the Optical Society of America B. 2018. V.35. №6.P.1328. doi:10.1364/josab.35.001328
4. Kaplan, A. E., Zeldovich, B. Y.//Optics Letters. 2006. V.31. №3. P. 335. doi 10.1364/ol.31.000335
5. Андреев В.Г., Вдовин В.А.// Приборы и техника эксперимента. 2009. Т. 52. №2. С.81
6. Andreev, V. G., Kalynov, Y. K., Vdovin, V. A. // IEEE Sensors Journal. 2014. V. 14. №2. P. 578. doi 10.1109/jsen.2013.2286101
7. Ding S.-Yu., You E.-M., Tian Zh.-Q., Moskovits M. //Chem. Soc. Rev. 2017. V.46. №4. P. 4042. doi 10.1039/c7cs00238f



## Анализ частот спектров излучения плазменного релятивистского генератора

И.Е. Иванов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
[iei@fpl.gpi.ru](mailto:iei@fpl.gpi.ru)

Рассматривается работа релятивистского плазменного излучателя в режиме свободной генерации [1, 2] на короткой базе (с длиной резонатора  $L_{\text{баз}} = 0.39$  м). Под базовой длиной резонатора понимается расстояние от перпендикулярной отражающей поверхности до торца коллектора релятивистского электронного пучка (РЭП) и электронов плазменного тока. В данной конфигурации эта область совпадает с пространством взаимодействия и обладает аксиальной симметрией. Получены структурные спектры микроволнового излучения с ширинами линий, не превышающими 100 МГц в отсутствие шумовой генерации при различных значениях плотности плазмы. Предложена методика выявления параметров продольных микроволновых мод исходя из частоты излучения, базовой длины резонатора  $L_{\text{баз}}$  и релятивистского фактора  $\Gamma$  электронного пучка. Она основана на определении варьируемых параметров, соответствующих минимальному различию вычисленного значения  $N$  количества полуволн на длине резонатора  $L_{\text{эфф}}$ , по сравнению с целочисленной величиной  $N$ , рис. 1. В качестве варьируемых выбирались параметры: скорость электронов релятивистского пучка и эффективная длина резонатора  $L_{\text{эфф}}$ , которая должна превышать базовую длину 0.39 м. Скорость электронов не может превышать  $0.261 \times 10^9$  м/с – скорости, соответствующей релятивистскому фактору  $\Gamma = 2$ , который соответствует энергии релятивистских электронов 0.5 МэВ. Определяются такие параметра как: фазовая скорость волны, эффективная длина резонатора, длина волны и число полуволн  $N$ , укладывающихся на длине эффективного резонатора, величина захода волны в коаксиальный выходной волновод при отражении (разность между эффективной длиной резонатора и базовой длиной).

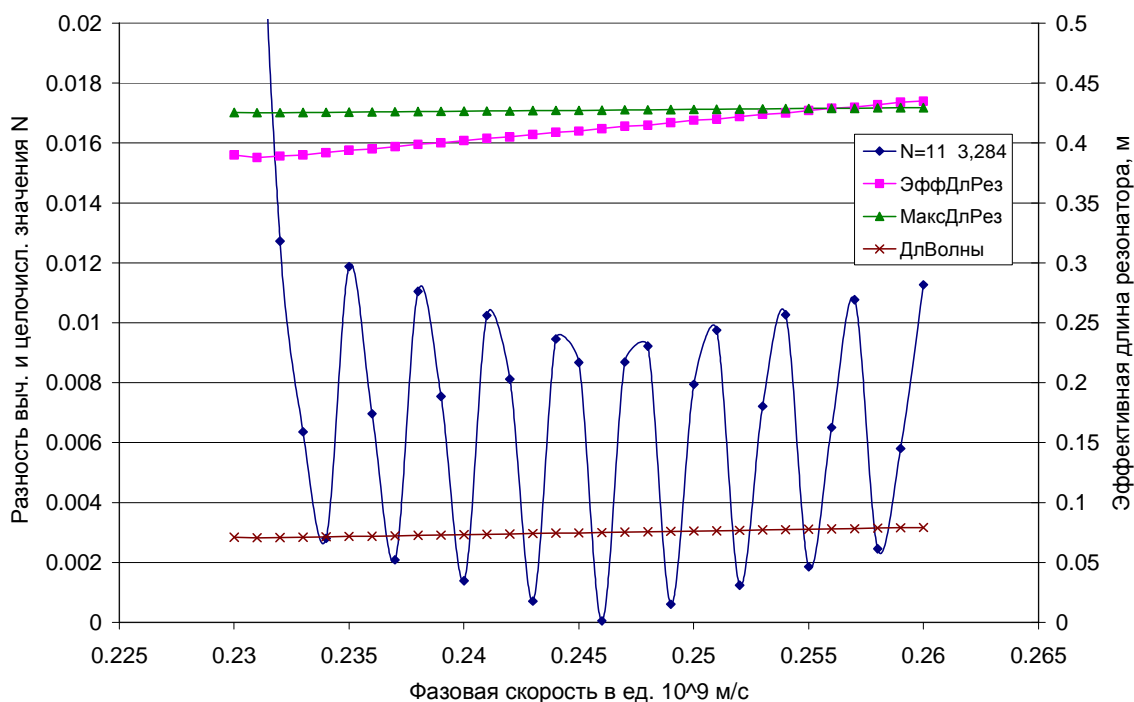


Рис. 1. График различия между вычисленным и целочисленным значением  $N$  в зависимости от скорости релятивистских электронов.  $N$  – количество полуволн, укладывающихся на эффективной длине

резонатора  $L_{эфф} > L_{баз}$ . Величина  $N$  автоматически определяется при расчёте. Зависимость  $МаксДлРез$  (промаркирована  $\Delta$ ) построена в предположении, что при отражении заход волны в коаксиальный волновод не превышает  $\frac{1}{2}$  длину волны.

Из рис. 1 следует, что для частоты генерации 3.284 ГГц фазовая скорость равна  $0.246 \times 10^9$  м/с, эффективная длина резонатора равна 41.2 см, длина волны равна 7.5 см, величина захода в коаксиальный выходной волновод равна 2.2 см.

Выходное излучение создаётся за счёт передачи энергии релятивистского электронного пучка (РЭП) с энергией электронов  $\sim 0.5$  МэВ в электромагнитную волну в плазменном волноводе при фазовом синхронизме. Плазменные релятивистские излучатели работают в импульсном режиме: длительность импульса СВЧ составляет 200 – 500 нс, а средняя частота определяется плотностью плазмы, участвующей в создании плазменного волновода. За счёт изменения плотности плазмы может происходить перестройка выходного излучения на 1.5 - 2 ГГц. Наряду с Фурье спектрами представлены графики мгновенной частоты, по которым можно определить изменение частоты генерации в течение импульса. Несмотря на одинаковые начальные условия (напряжения на катоде ускорителя РЭП, плотности плазмы, формирующей плазменный волновод), не получена устойчивая генерация на одних и тех же частотах. Это связывается с неповторяемостью инъекции РЭП в разных импульсах.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 19-08-00625 А

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич И. Л., Иванов И. Е., Лоза О. Т., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Тараканов В.П., Ульянов Д.К. // Физика плазмы, 2002, Т. 28, №8, С. 748.
2. Иванов И.Е. // Физика плазмы. 2019, Т.45, № 7, С. 633.

## Нестационарная дифракция ТМ-поляризованного монополярного импульса на идеально проводящем цилиндре

В.Н. Корниенко, В.В. Кулагин  
 ИПЭ им. В.А.Котельникова РАН  
[korn@cplire.ru](mailto:korn@cplire.ru)

Несмотря на вполне обоснованное (например, в [1]) утверждение о невозможности излучения в свободное пространство монополярных электромагнитных импульсов (МЭМИ), в целом ряде научных публикаций последних лет были рассмотрены механизмы реализации этого процесса [2-4].

Отметим, что монополярные импульсы, распространяющиеся в свободном пространстве, могут найти свое практическое применение в различных областях науки [5], техники [6], медицины [7] и т.д. В связи с этим актуальной представляется задача об управлении характеристиками МЭМИ: возможность изменения направления распространения, фокусировки и пр. с сохранением его основного качества - монополярности.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной структуры поля рассеяния ТМ-поляризованного МЭМИ на бесконечном идеально проводящем цилиндре.

Для этого рассмотрим двумерную прямоугольную область  $G$  свободного пространства (рис.1), в которой задана декартова система координат  $x, y, z$ . Ось  $z$  перпендикулярна плоскости рисунка, ось  $x$  соответствует продольному направлению. Пусть вдоль оси  $x$  распространяется МЭМИ с плоским фронтом,  $E_y$  и  $H_z$  компоненты которого отличны от нуля, что соответствует линейной ТМ-поляризации. Форма импульса в начальный момент времени, как и в [8], соответствует следующему выражению:

$$E_y(x, y, t=0) = \begin{cases} 0, & t - (x - x_0)/c < 0 \\ -\alpha_0(t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & t - (x - x_0)/c \geq 0 \end{cases}$$

$$H_z = -E_y,$$

где  $\alpha_0$  - амплитуда МЭМИ,  $x_0$  - начальное положение фронта,  $\beta$  - коэффициент, определяющий длительность импульса.

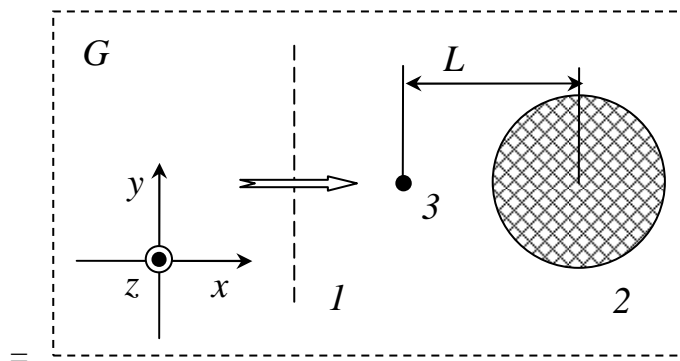


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой области: 1 – положение фронта импульса и направление его распространения, 2 – идеально проводящий цилиндр, 3 – точка наблюдения.

Область  $G$  содержит неоднородность - идеально проводящий цилиндр, ось которого параллельна оси  $z$ . Найдем временную зависимость рассеянного на цилиндре поля в зависимости от его радиуса при фиксированных параметрах МЭМИ. Заметим, что при изменении радиуса неоднородности расстояние от центра неоднородности до точки наблюдения ( $L$ , рис.1.) остается постоянным.

Для вычисления поля воспользуемся системой уравнений Максвелла в дифференциальной форме, задав для компонент поля  $E_x$ ,  $E_y$  и  $H_z$  соответствующие поставленной задаче граничные и начальные условия. Нормируем время на длительность падающего импульса  $\tau$ , определяемую по уровню 0.5 амплитуды  $E_y$ . Пространственную координату нормируем на величину  $c\tau$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.

Решение уравнений Максвелла будем проводить численным методом конечно-разностной аппроксимации непрерывных частных производных. Выполнение условий излучения поля на границах области обеспечим, используя метод идеально согласованного слоя [9]. Для выделения рассеянного поля из общего используем алгоритм, описанный в [8].

На рис.2. показаны зависимости магнитной компоненты рассеянного поля, нормированной на амплитуду падающего МЭМИ, в точке наблюдения от времени. Характерный вид отраженного импульса можно условно разбить на три участка, что сделано на примере кривой 1.

Внутри первого временного диапазона ( $A$ ) форма отраженного сигнала практически повторяет форму падающего. На втором отрезке ( $B$ ) поле имеет знак, противоположный знаку возбуждающего МЭМИ, и монотонно стремится к нулю. Временная длина этого участка зависит от радиуса цилиндра: чем больше радиус, тем длиннее участок. Т.е., область  $B$  формируется в процессе распространения падающего импульса вдоль поверхности цилиндра. Если диаметр неоднородности меньше единицы, то область  $B$  практически исчезает и отраженное поле приобретает вид биполярного импульса.

На третьем отрезке времени рассеянное поле по своей форме приближается к форме исходного МЭМИ и, в итоге, значения поля могут стать снова положительными.

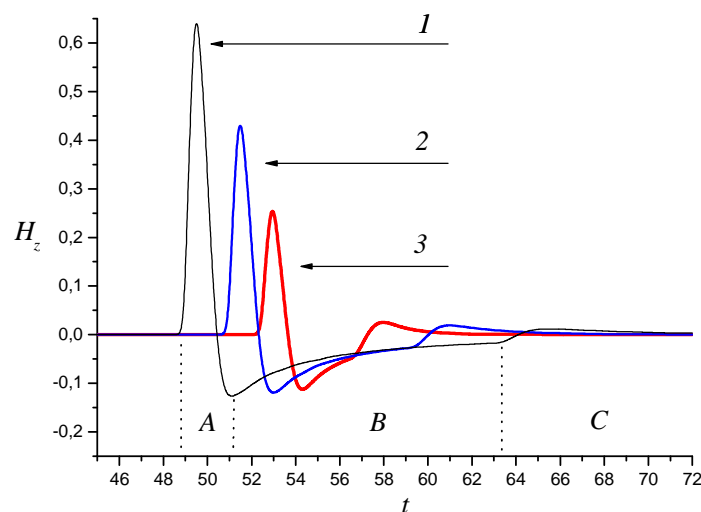


Рис. 2. Зависимость магнитной компоненты поля от времени для цилиндра, радиус которого равен 2.5, 1.5 и 0.75 (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

При радиусе цилиндра  $> 10$  область  $B$  продолжает увеличиваться, однако величина отрицательных значений поля снижается. В итоге при асимптотическом переходе боковой поверхности цилиндра в плоскость отраженное поле приобретает вид моноимпульса, что было показано в [10].

Магнитная компонента рассеянного поля за цилиндром для любого радиуса неоднородности всегда имеет биполярный вид (рис.3.).

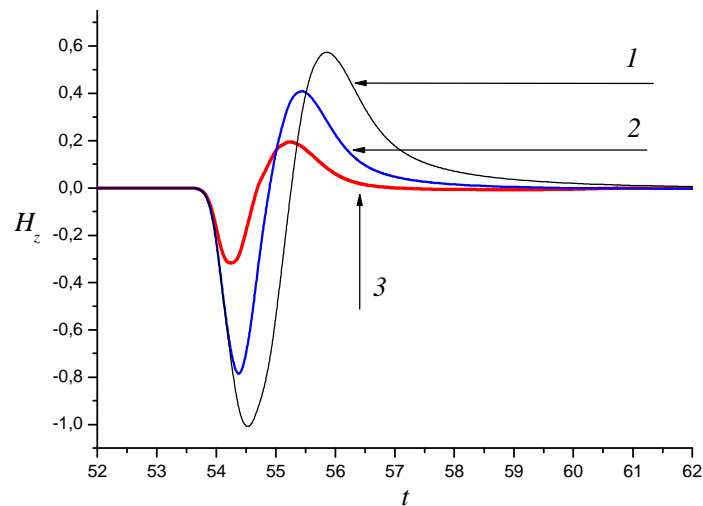


Рис. 3. Магнитная компонента рассеянного поля в точке наблюдения, находящейся за цилиндром, радиус которого равен 2.5, 1.5 и 0.75 (кривые 1, 2 и 3 соответственно).

Таким образом, полученные результаты дают основание утверждать, что при дифракции монополярного импульса с ТМ-поляризацией на идеально проводящем цилиндре рассеянное поле всегда оказывается биполярным.

Моделирование проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kwang-Je Kim et al. // arXiv:physics/0003064
2. J. Xu et al. // Scientific Reports. 2018. V. 8. No 1. P.2669.
3. H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 304.
4. В.Н. Корниенко, Д.Р. Румянцев, В.А. Черепенин // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. No 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>
5. D.V. Popolitova et al. // Beilstein J. of Nanotechnology. 2019. V.10. P.1548-1558.
6. P. Nenovski. // Acta Geodaetica et Geophysica. 2018. V.53. No.4. P.555-577.
7. Y. Jiang, H. Dong, H. Almansour, H. Mohamed, A. El Saddik // IEEE Instr. and Meas. Mag. 2018. V.21. No 5. P.41-48.
8. В. Н. Корниенко, В. В. Кулагин, А. Я. Олейников // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т.84. № 2. С. 258–260.
9. A. Taflove “Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method” London: Artech House, 1995.
10. В.В.Кулагин, В.Н.Корниенко, В.А.Черепенин, Д.Н.Гупта, Х.Сак // Квантовая электроника. 2019. Т.49. № 8. С. 788-795.

## Электронная пушка для кольцевого электронного пучка мощного клистрона с распределенным взаимодействием миллиметрового диапазона

В. Е. Родякин<sup>1</sup>, В.М. Пикунов<sup>1</sup>, В.Н. Аксенов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал  
Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский  
центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

<sup>2</sup>Физический факультет и Международный лазерный центр, Московского  
государственного университета им. М.В.Ломоносова.

[vrodyakinl@mail.ru](mailto:vrodyakinl@mail.ru)

Неизбежное уменьшение размеров замедляющих структур ЛБВ и резонаторов клистронов с распределенным взаимодействием (КРВ) миллиметрового диапазона приводит к уменьшению эффективности взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями электродинамических систем этих СВЧ устройств. Требование компактности приборов также ограничивает величину используемого ускоряющего напряжения  $V_0$  (обычно менее 20 кВ). Поэтому разработчикам приходится повышать мощность электронных потоков в основном за счет увеличения их силы тока. При этом из-за малых размеров сечения пролетного канала в миллиметровом диапазоне для увеличения силы тока приходится переходить к использованию электронных потоков с высокими значениями плотности тока в пучке (более  $1 \text{ кА} \cdot \text{см}^{-2}$ ), а также распределенных потоков (многолучевых, кольцевых и ленточных электронных пучков). Разработка электронно-оптических систем для формирования и транспортировки распределенных интенсивных электронных потоков является отдельной и весьма сложной задачей, которую необходимо решать при конструировании приборов вакуумной микроэлектроники, поскольку мощность и качество сформированного электронной пушкой электронного потока во многом определяют выходные характеристики КРВ в миллиметровом диапазоне.

В данной работе проведены теоретические исследования возможности разработки электронной пушки с кольцевым электронным пучком для мощного КРВ на частоту 95 ГГц, который бы смог по совокупности параметров превзойти существующие КРВ на цилиндрических и ленточных электронных пучках в данном диапазоне. При анализе и оптимизации всех узлов прибора использовался программный комплекс PARS, разработанный авторами [1]. Выбранные в результате проведенного рассмотрения параметры электронного пучка и магнитного поля (табл. 1) послужили в качестве исходных при расчете и оптимизации конструкции узлов КРВ.

Таблица 1. Исходные параметры КРВ

Параметр		Значение	Ед. измерения
Рабочая частота	$f_0$	95	ГГц
Ускоряющее напряжение	$V_0$	15	кВ
Сила тока	$I_0$	1.5	А
Мощность немодулированного пучка	$P_0$	22	кВт
Радиус трубы	$R_T$	0.25	мм
Радиус пучка	$R_n$	0.20	мм
Фокусирующее магнитное поле	$B_\phi$	1.0	Тл

Для выбранных параметров электронного пучка плотность тока в нем при транспортировке в трубе дрейфа должна составлять около  $1600 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ . Поскольку в настоящее время термоэмиссионные катоды с приемлемым сроком службы позволяют получать ток с плотностью  $10\text{...}20 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ , то для разрабатываемого прибора требовалось разработать электронную пушку со сходящимся пучком, имеющую микропервианс  $0,8 \text{ мкА}\cdot\text{кВ}^{-3/2}$  и коэффициент компрессии около 100. Форма электродов и осевое распределение магнитного поля были оптимизированы в результате численных расчетов с помощью комплекса программ PARS.

На основе указанных исходных данных была разработана конструкция электронной пушки типа пушки Пирса со сферическим катодом, позволяющая получить электронный пучок с заданными параметрами. Для подавления теплового расширения потока и обеспечения дальнейшей устойчивости электронного пучка в трубе дрейфа была выбрана схема с магнитно-экранированным катодом. На рис.1 представлены форма электродов разработанной электронной пушки, силовые линии фокусирующего магнитного поля и распределение напряженности электрического поля, рассчитанное с учетом влияния пространственного заряда электронного потока.

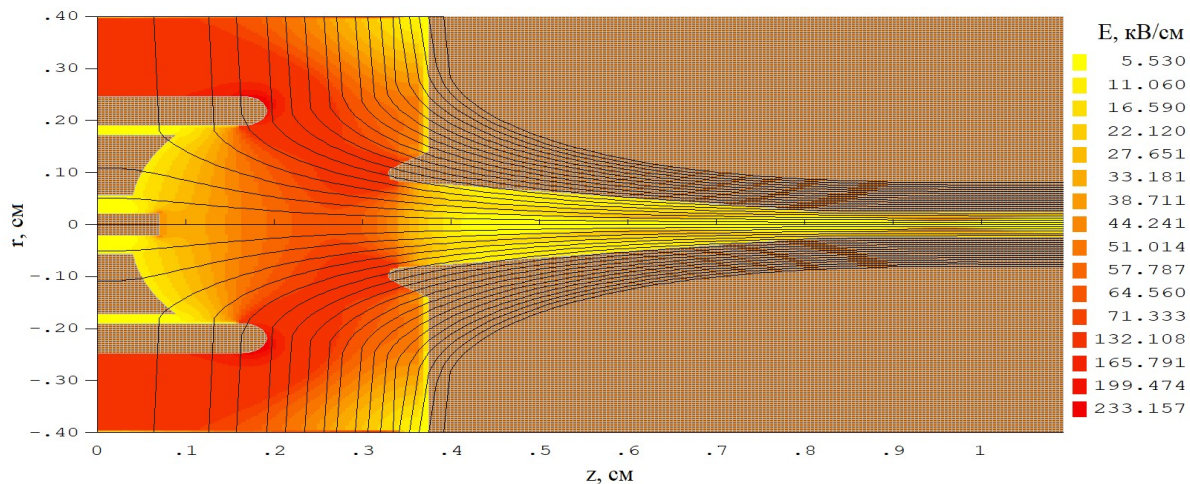


Рис. 1. Конструкция разработанной электронной пушки, силовые линии фокусирующего магнитного поля и рассчитанное распределение напряженности электрического поля с учетом пространственного заряда электронного пучка.

В данной конструкции электронной пушки создаваемая на внешней кромке фокусирующего электрода максимальная напряженность электрического поля  $233 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$  является приемлемой с точки зрения опасности вакуумного пробоя. Численный анализ проводился методом последовательных приближений по пространственному заряду с использованием 80 трубок тока для дискретизации электронного потока с катода. Значение силы тока эмиссии с катода, полученное в результате сходимости итераций, составило 1.5 А, За счет подобранной формы электродов удалось обеспечить работу катода в режиме ограничения плотности пространственным зарядом со средней плотностью тока эмиссии на катоде  $16 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$  с отклонением от среднего значения на краях катода 10%. Для обеспечения плавного ввода электронного пучка в пролетный канал прибора и сопряжения фокусирующего магнитного поля с электронным пучком была проведена оптимизация формы фокусирующего магнитного поля. На рис.2а приведено осевое распределение индукции магнитного поля на оси электронной пушки, полученное в результате расчетов. Траектории электронов и эквипотенциали электрического поля, установившиеся в результате итераций по пространственному заряду, показаны на рис.2б.

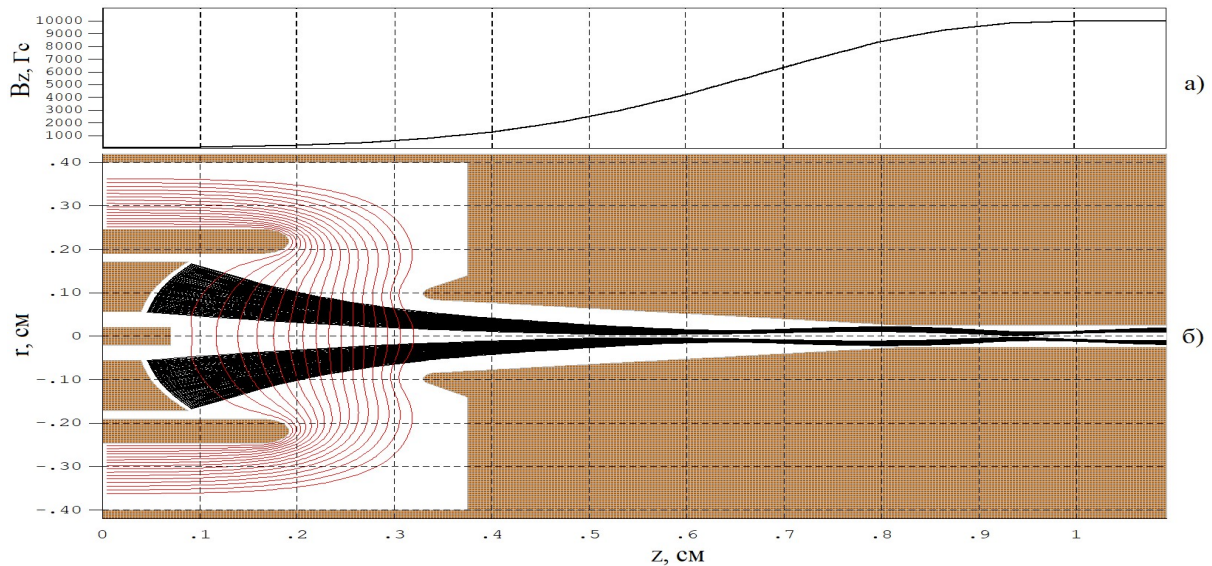


Рис.2. Осевое распределение фокусирующего магнитного поля (а), эквипотенциали электростатического поля (красные кривые) и траектории тепловых электронов (черные кривые) в разработанной электронной пушке (б).

Как видно из рисунка, разработанная электронно-оптическая система электронной пушки обеспечивает плавное сжатие эмитированного катодом электронного пучка с минимальными пульсациями. Коэффициент компрессии разработанной электронной пушки достигает 90, что является весьма хорошим результатом для высоко-первиансных термоэмиссионных электронных пушек со сходящимся электронным потоком.

При конструировании электронных пушек миллиметрового диапазона из-за малого размера поперечных размеров электронных потоков обязательно необходимо учитывать влияние начального разброса поперечных скоростей электронов, эмитированных с катода на их дальнейшую транспортировку в приборе. Для исследования этого влияния на динамику электронного пучка в разработанной электронной пушке был использован алгоритм, описанный в работе [2] и включенный в комплекс программ PARS. С помощью данного алгоритма разработанная конструкция электронной пушки была исследована на влияние теплового разброса поперечных скоростей. На рис.3 приведены распределения плотности тока в выходном сечении электронной пушки для случая «холодного» электронного пучка (без учета тепловых скоростей) и для случаев температуры катода  $T_k=1100\text{K}$  и  $T_k=1300\text{K}$ .

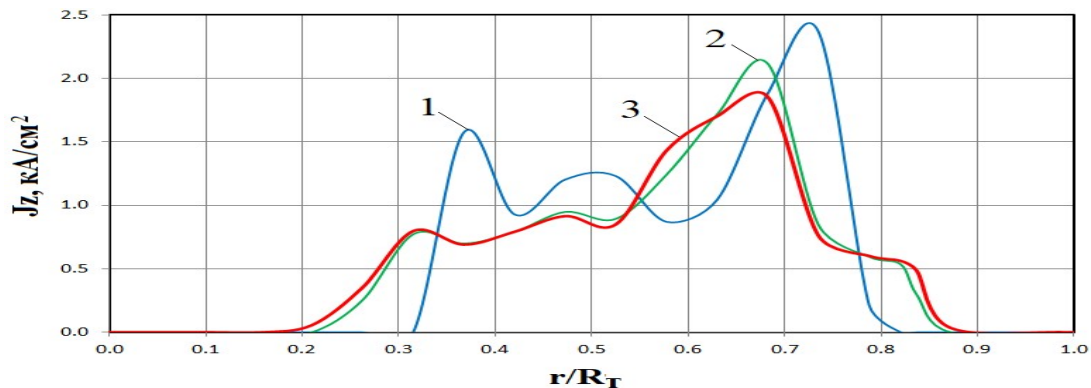


Рис. 3. Зависимости плотности тока от радиуса, нормированного на радиус трубы дрейфа, в выходном сечении электронной пушки для холодного пучка (кривая 1), теплового с  $T_k=1100\text{K}$  (кривая 2) и  $T_k=1300\text{K}$  (кривая 3).



Из анализа распределений следует, что в электронном пучке происходит незначительное перераспределение плотности тока с небольшим расплыванием внутренней и внешней границ пучка (около 10%). При численном моделировании динамики тепловых электронов использовалось 11 угловых групп, а общее число трубок тока при расчетах составляло 880. В целом выбранная конструкция электронной пушки с магнитно-экранированным катодом позволяет избежать сильного расплывания пучка за счет теплового разброса скоростей на катоде. Расчеты показали, что при заданных параметрах кольцевой пучок является устойчивым и может быть использован в системе взаимодействия КРВ без риска возникновения диокотронной неустойчивости.

В результате исследований разработана конструкция магнитно-экранированной высокопервиансной электронной пушки с коэффициентом компрессии, равным 90, а также конструкция электронно-оптической системы прибора, обеспечивающая формирование и 99% токопрохождение плотного электронного потока ( $1.6 \text{ кА/см}^2$ ) с силой тока 1.5 А и ускоряющим напряжением 15 кВ через систему взаимодействия мощного КРВ миллиметрового диапазона в статическом режиме.

Проведенные исследования показали, что электронно-оптическая система является устойчивой к возмущениям электронного потока, вызванных тепловым разбросом поперечных скоростей электронов на катоде.

Разработанные электронная пушка и система фокусировки обеспечивают формирование и транспортировку плотного электронного потока, с общей мощностью 22.5 кВт, что позволяет при использовании эффективной системы взаимодействия получить выходную мощность клистрона от 5 до 7 кВт.

Проведенные оценки линейных инкрементов мод диокотронной неустойчивости полученного кольцевого электронного пучка показали, что диокотронная неустойчивость в нем не возбуждается.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Родякин В.Е., Пикунов В.М., Аксенов В.Н.* Журнал Радиоэлектроники, 2019, №6, 21С.
2. *Родякин В.Е., Пикунов В.М., Аксенов В.Н.* Журнал Радиоэлектроники, 2020, №6, 19 С.

## О теории гибрида фото-ЛБВ и усилителя с комплексной диэлектрической проницаемостью

А. А. Фунтов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.  
Чернышевского»,  
[aafuntov@mail.ru](mailto:aafuntov@mail.ru)

В связи с активным развитием радиофотоники, одним из направлений которой является работа с СВЧ-сигналами с помощью оптических методов, представляется важным вновь вернуться к фото-ЛБВ в видоизменённом варианте, рассмотрев гибриды фото-ЛБВ с усилителем с комплексной диэлектрической проницаемостью (в дальнейшем КДП).

Следует отметить, что случай отрицательной действительной компоненты КДП фактически один из видов СВЧ-метаматериалов. Вакуумные электронные приборы с такими метаматериалами могут иметь малые размеры, высокую мощность, высокий КПД и большой коэффициент усиления [1]. Также отметим, что такие приборы имеют многообещающие приложения в радиолокации, системах связи, ускорителях и многих других областях.

Предлагаемая гибридизация должна позволить сохранить все присущие фото-ЛБВ особенности с возможным улучшением характеристик за счет вставки между фотокатодом и отрезком спирали секции с КДП (см. Рис. 1). За счёт использования КДП-усиления это позволит сократить длину прибора. При этом гибрид остается широкополосным. Поэтому представляется интересным построить теорию гибрида фото-ЛБВ и КДП-усилителя; в рамках построенной теории рассчитать эквивалентное сопротивление и сравнить его с результатами теории классической фото-ЛБВ.

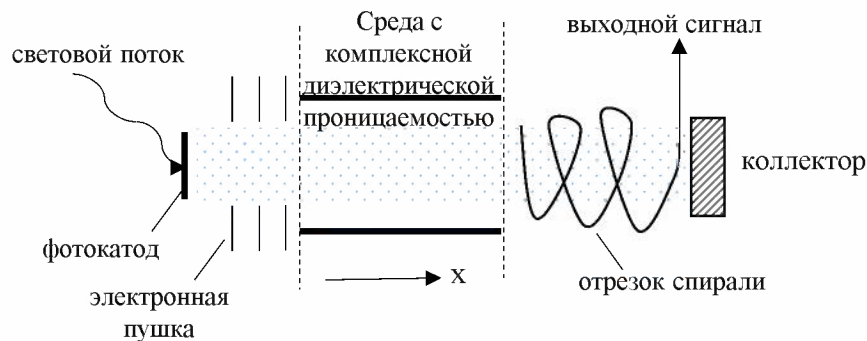


Рис. 1. Рассматриваемая модель.

Исследуется следующая модель: амплитудно-модулированный световой сигнал падает на фотокатод и вызывает начальную модуляцию (по току и по скорости) электронного потока, который затем проходит через секцию с КДП и наводит поле в отрезке спирали. В секции с КДП в первом случае используется линейная теория резистивного усилителя, а в ЛБВ-секции – линейная теория ЛБВ. Для построения нелинейной теории используется метод заданного движения [2] и метод заданного тока.

Показано, что по результатам линейной теории добавление в фото-ЛБВ секции с комплексной проводимостью между катодом и замедляющей системой позволяет на несколько порядков увеличить эквивалентное сопротивление при той же полной длине лампы. По результатам нелинейной теории подбором проводимости можно не только увеличить эквивалентное сопротивление, но сократить полную длину лампы, т.к. при

тех же параметрах во многих случаях эквивалентное сопротивление больше чем в линейной теории.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00666.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Duan Z. et al // IVEC-2018
2. Касаткин Л.В. // Радиотехника и Электроника, 1961, т. 6, №2, с. 267-274.