

## Влияние разброса по скоростям в поперечном сечении электронного потока на пусковые условия генератора на обратной волне

Д. И. Трубецков,<sup>1\*</sup> Г. М. Вдовина<sup>2†</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, факультет нелинейных процессов, кафедра электроники, колебаний и волн  
Россия, 410012, Саратов, ул. Астраханская, д 83

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Россия, 115409, Каширское ш., д 31

Исследуются волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с провисанием потенциала. Обсуждаются причины возникновения в таком потоке неустойчивостей и особенностей его взаимодействия с электромагнитной волной. Рассматривается влияние поперечного разброса по скоростям на пусковые условия ЛОВ.

PACS: 84.40.Fe; 84.30.Ng. УДК: 621.385.633.

Ключевые слова: электронный поток, разброс скоростей, провисание потенциала, пусковые условия.

Рассматриваются волновые процессы в дрейфующем электронном потоке с учётом разброса скоростей по поперечному сечению, вызванного провисанием потенциала в нём, а также процессы взаимодействия обратной электромагнитной волны с электронным потоком. Первоначально интерес к исследованию электронного потока с провисанием потенциала был вызван утверждением, сделанным в работе [1], что взаимодействие центральных и периферийных электронов может способствовать возникновению неустойчивости и усилению волн пространственного заряда. В той же работе приведены результаты эксперимента с однолучевой лампой, давшей усиление, подтверждающие выдвинутое предположение. Однако в дальнейшем строго поставленные эксперименты [1] и теоретические исследования ленточных и цилиндрических потоков [2–4] опровергли наличие усиления в однопотоковой системе, показав, что для объяснения наблюдаемого явления в [1] следует учитывать другие возможные причины.

Одна из первых работ по модели электронного потока с распределением скоростей по поперечному сечению была посвящена анализу волн пространственного заряда с акцентом на медленную волну пространственного заряда [6]. Основное внимание в ней уделено экспериментальным результатам и получению зависимости сопротивления связи и коэффициента его редукции от поперечного разброса. В общем виде задача сформулирована в монографии [7], но её решение не было доведено до конца. В рамках двухволнового подхода обратимся к исходным соотношениям, необходимым для анализа волнового взаимодействия в системе «электронный поток — обратная электромагнитная волна» и для определения пусковых условий генерации.

При взаимодействии с медленной волной пространственного заряда, возбуждаемой в электронном потоке,

исходная система в дифференциальном виде включает в себя выражение для ВЧ тока и уравнение возбуждения

$$\frac{\partial I_M}{\partial x} + j(\beta_e + \beta_p)I_M = -\frac{\beta_e I_0}{4\beta_p V_0}E_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + j\beta_0 E_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2}I_M, \quad (2)$$

где  $I_M$  — искомая амплитуда продольной составляющей сгруппированного тока, связанного с возбуждением в пучке только медленной волны пространственного заряда,  $I_0$  — постоянная составляющая тока пучка,  $\beta_p$  — фазовая постоянная волны пространственного заряда в потоке,  $\beta_e$  — фазовая постоянная волны в системе с электронным потоком,  $K_0$  — сопротивление связи,  $V_0$  — ускоряющее напряжение,  $x$  — продольная координата, вдоль которой движется электронный поток. Холодное поле задано соотношением  $E(x, y) = E_0 e^{-ky} e^{-j\beta_0 x}$ .

Разброс скоростей задан в линейном виде (рис.1):

$$v_0(y) = \bar{v}_0 + \left( \frac{\partial v_0(y)}{\partial y} \right)_0 y, \quad (3)$$

где  $\bar{v}_0$  — скорость электронов в центре электронного потока,  $y$  — поперечная координата.

В данном случае поле и ток являются функциями не только продольной координаты, но в общем случае зависят и от поперечного сечения:

$$E_x = E_0 \varphi(y, z) e^{-j\beta_0 x}, \quad (4)$$

$$I_M = J(x) \Psi(y, z), \quad (5)$$

где  $\varphi(y, z) = e^{-ky}$  — функция распределения электрического поля по поперечному сечению,  $k$  — волновое число,  $\Psi(y, z)$  — функция, определяющая распределение тока в поперечном сечении, нормированная на площади поперечного сечения потока  $S_e$

$$\int_{S_e} \Psi(y, z) dS = 1. \quad (6)$$

\*E-mail: dtubetskov@yahoo.com

†E-mail: vdovinagm@gmail.com

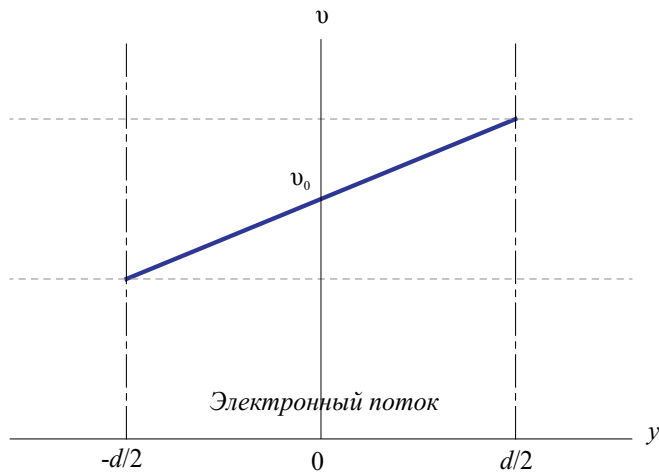


Рис. 1: Распределение скорости по поперечному сечению электронного потока

С использованием [8, 9] осуществлён переход к уравнениям, содержащим усреднённое по поперечному сечению электрическое поле:

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial x} + j\beta_0 \bar{E}_x = \frac{\beta_0^2 K_0}{2} J(x). \quad (7)$$

Сопротивление связи в уравнении (7) определено как

$$K_0 = \frac{|E_0|^2 \bar{\varphi}^2}{2\beta_0^2 P_0}. \quad (8)$$

$$F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) = \frac{j \left( \bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) + e^{-j \left( \bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right)} - 1}{2\bar{\theta}_p j \left( \bar{\Phi}_0 + \bar{\theta}_p + (\bar{\beta}_e l + \bar{\theta}_p) \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right)^2}, \quad (12)$$

(12)

где введены дополнительные обозначения  $\bar{\Phi}_0 = (\bar{\beta}_e - \beta_0) l$ ,  $\bar{\theta}_p = \bar{\beta}_p l$ ,  $C^3 = \frac{I_0 K_0}{4V_0}$ .

На рис. 2 приведены кривые функции взаимодействия  $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$  от относительного угла пролёта  $\bar{\Phi}_0$  согласно формуле (12). Видно, что при одном и том же параметре пространственного заряда  $\bar{\theta}_p$  минимальное значение активной составляющей и соответствующий ему ноль реактивной составляющей сдвигаются влево с увеличением разброса скоростей по поперечному сечению. Так как данные условия соответствуют началу генерации в системе, то с ростом параметра разброса по скоростям увеличивается значение  $|\bar{\Phi}_{\text{пуск}}|$ . Минимальное значение действительной части функции  $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$  остаётся неизменным при варьировании распределения по скоростям, что говорит о неизменности безразмерной пусковой длины  $CN_{\text{пуск}}$ , определяемой из

Выражение (1) для ВЧ тока с учётом (3) и (5) после некоторых преобразований примет вид:

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left( 1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) J_x = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} \bar{E}_x, \quad (9)$$

где  $J_x$  — плотность тока, являющаяся функцией продольной координаты  $x$ ,  $\bar{\beta}_e = \omega/\bar{v}_0$ ,  $\bar{\beta}_p = \omega_p/\bar{v}_0$ .

Используя преобразование Лапласа можно представить уравнение (9) при нулевых начальных условиях в интегральном виде

$$J(x) = -\frac{\bar{\beta}_e I_0}{4\bar{\beta}_p V_0} e^{-j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left( 1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) x} \times \int_0^x \bar{E}_x(\xi) e^{j(\bar{\beta}_e + \bar{\beta}_p) \left( 1 + \frac{d}{2\bar{v}_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 \right) \xi} d\xi. \quad (10)$$

Подставляя полученное выражение для ВЧ-тока в уравнение возбуждения (7) и учитывая, что холодное поле теперь  $\bar{E}(x) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 x}$ , определим напряжённость полного поля в системе в первом приближении

$$\bar{E}_x(l) = \bar{E}_0 e^{-j\beta_0 l} \left( 1 + (2\pi CN)^3 F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p) \right), \quad (11)$$

условия

$$1 + (2\pi CN_{\text{пуск}})^3 \text{Re}F(\bar{\Phi}_{\text{пуск}}, \bar{\theta}_p) = 0. \quad (13)$$

Однако, следует отметить то, что в величину  $C^3$  входит сопротивление связи  $K_0$ , которое в данном случае пропорционально  $e^{-2ky}$ . Таким образом, с ростом  $kd$  уменьшается величина сопротивления связи  $K_0$ , так как увеличивается расстояние между электронным потоком и электродинамической структурой. Но для того, чтобы  $CN_{\text{пуск}}$  оставалось постоянной величиной при убывающем  $K_0$ , необходимо увеличение пускового тока пучка  $I_{0\text{пуск}}$ . При  $kd = 1.0$  пусковой ток превышает в 2.72 раза величину, полученную без учёта данного фактора, а при  $kd = 2.0$  — в 7.39 раз.

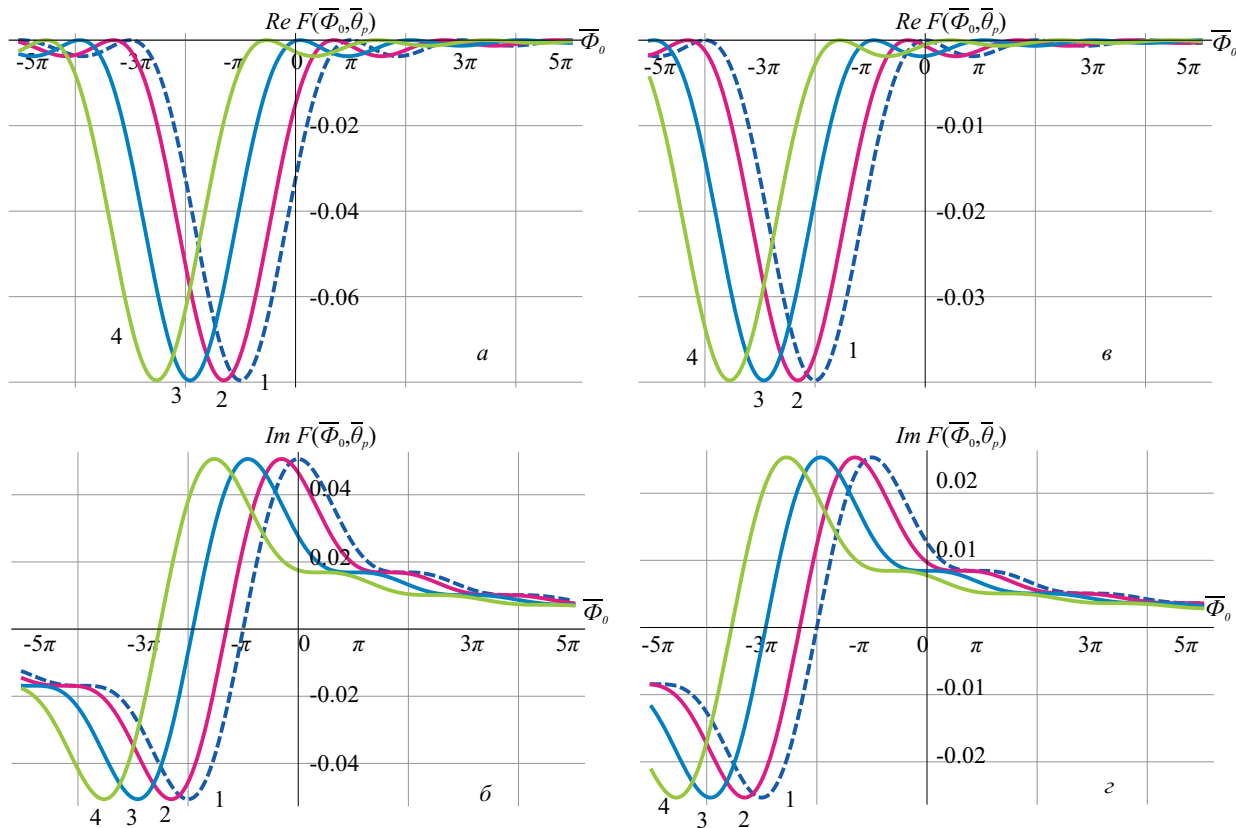


Рис. 2: Зависимости действительной и мнимой частей функции  $F(\bar{\Phi}_0, \bar{\theta}_p)$  от относительного угла пролёта  $\bar{\Phi}_0$  (а, б —  $\bar{\theta}_p = \pi$ , в, г —  $\bar{\theta}_p = 2\pi$ ; (1)  $\frac{d}{v_0} \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} \right)_0 = 0$ , (2) 0.01, (3) 0.03, (4) 0.05

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ Российской Фе-

дерации (проект НШ -7134.2016.2) и при поддержке РФФИ (гранты № 14-02-00329, № 16-32-00468 мол\_а.)

- [1] *Haeff A. W.* Proc. IRE. **37**. P. 4. (1949).  
 [2] *Шевчик В. Н., Шведов Г. Н., Соболева А. В.* Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1962.  
 [3] *Beat W. R.* Proc. IRE. **43**. P. 454. (1955).  
 [4] *Kent G.* Jour. Appl. Phys. **25**. P. 32. (1954).  
 [5] *Самородов Ю. А.* Вопр. радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. Вып. 9. С. 18. (1960).  
 [6] *Chang N. C. et al.* IRE Trans. on Electron Devices **6**, №

4. P. 437. (1959).  
 [7] *Трубецков Д. И., Рожнёв А. Г., Соколов Д. В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: ГосУНЦ «Колледж», 1996.  
 [8] *Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Советское радио, 1973.  
 [9] *Шевчик В. Н., Трубецков Д. И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Советское радио, 1970.

## The effect of the beam cross-sectional velocity variation on the start conditions of the oscillator backward wave

D. I. Trubetskov<sup>1,a</sup>, G. M. Vdovina<sup>2,b</sup>

<sup>1</sup>Department of Electronics, Vibrations, and Waves, Faculty of Nonlinear Processes, National Research Saratov State University Saratov 410012, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute) Moscow 115409, Russia

E-mail: <sup>a</sup>dtubetskov@yahoo.com, <sup>b</sup>vdovinagm@gmail.com

Wave propagation in a drifting low-voltage electron beam has been studied. The causes of such a flow instabilities and features of its interaction with the electromagnetic wave have been discussed. The effect of beam cross-sectional velocity variation on the starting conditions BWO has been considered.

PACS: 84.40.Fe; 84.30.Ng.

Keywords: electron beam, cross-sectional velocity variation, low-voltage, start conditions.

#### **Сведения об авторах**

1. Трубецков Дмитрий Иванович — член-корреспондент РАН, доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой электроники колебаний и волн; тел.: (452) 210-726, e-mail: dtrubetskov@yahoo.com.
2. Вдовина Галина Михайловна — канд. физ.-мат. наук, ассистент кафедры электроники, колебаний и волн; тел.: (452) 210-726, e-mail: vdovinagm@gmail.com.