

## РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

**Ограничения токов при транспортировке кольцевого аксиально-симметричного электронного пучка в пролетных каналах электровакуумных устройств миллиметрового диапазона**В. Е. Родякин,<sup>1,а</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» РАН».**Россия, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, д. 1.*<sup>2</sup> *Физический факультет и Международный лазерный центр**Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.**Россия, 119992, Москва, Ленинские горы, д. 1.*

Поступила в редакцию 08.07.2019, после доработки 28.08.2019, принята к публикации 16.09.2019.

Исследуются условия обеспечения равновесного стационарного состояния кольцевого электронного потока большой плотности, транспортируемого в цилиндрических пролетных каналах и фокусируемого однородным магнитным полем. Приводятся результаты численных расчетов предельных токов, ограничение величины которых обусловлено продольным торможением электронов силами пространственного заряда и нарушением условий равновесной поперечной магнитной фокусировки при транспортировке пучков различной конфигурации в устройствах клистронного типа. Даются оценки ограничения рабочей длины устройства, связанной с возбуждением диокотронной неустойчивости. Проводится сравнение результатов расчета с данными, полученными с использованием квазитрехмерной программы «Арсенал-МГУ» и приближенными аналитическими формулами других авторов.

*Ключевые слова:* кольцевые электронные пучки, предельный вакуумный ток, клистроны, электровакуумные приборы, диокотронная неустойчивость.

УДК: 53.06, 537.5, 621.385.624. PACS: 41.75.Fg, 85.45.Bz, 84.40.-x.

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона (с частотами 0.03–0.3 ТГц и длинами волн 10–1 мм). Поэтому повышение мощности компактных электровакуумных усилителей и генераторов в этом диапазоне актуальная задача [1]. Перспективными устройствами миллиметрового диапазона являются устройства клистронного типа: клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочках связанных резонаторах (ЦСР), клистроны с распределенным взаимодействием, клистроды, твистроны и др. Поскольку требование компактности приборов ограничивает величину используемого ускоряющего напряжения  $V_0$  (обычно менее 20 кВ) [1]), то разработчикам приходится повышать мощность электронного потока в основном за счет увеличения его силы тока.

Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многоазорных резонаторов электровакуумных приборов клистронного типа, радиус пролетного канала  $R_T$  должен быть меньше четверти рабочей длины волны  $\lambda_0$ . Поэтому 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 кА/см<sup>2</sup>) [2]. Одним из способов повышения эффективности взаимодействия с электромагнитными полями и увеличения транспортируемого тока является применение кольцевых электронных пучков. Однако увеличение плотности

тока в электронном потоке приводит к увеличению сил пространственного заряда, препятствующих токопрохождению пучка через пролетный канал, а сильные электростатические поля приводят к развитию диокотронной неустойчивости.

В работе приводятся результаты численных исследований зависимости предельных токов от различных параметров кольцевых электронных пучков с учетом диокотронной неустойчивости. Численные расчеты выполнены, в том числе и с использованием квазитрехмерной программы «Арсенал-МГУ» [3–5].

### 1. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСНОГО СТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ПЛОТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ФОКУСИРУЕМЫХ ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Для транспортировки мощных электронных потоков в пролетных каналах используется сильные фокусирующие однородные магнитные поля  $B_\phi$ , которые позволяют скомпенсировать действующие на электроны поперечные расталкивающие силы пространственного заряда и провести электронный поток через пролетный канал без токооседания. Однако на практике не удается обеспечить сколь угодно большие значения фокусирующего магнитного поля из-за массогабаритных ограничений, вызванных требованием компактности разрабатываемых усилителей и генераторов миллиметрового диапазона. Наиболее подходящими для фокусировки электронных пучков в таких приборах являются постоянные магниты, которые в настоящее время могут обеспечивать величину  $B_\phi$  до 1 Тл [1].

<sup>а</sup> E-mail: vrodyakin@mail.ru

Используя параксиальное приближение и закон сохранения углового момента импульса относительно оси [6], можно найти выражение, соответствующее бриллюэновскому магнитному полю для граничного электрона:

$$B_{\text{Бр}} = B_{\text{Бр}}^{\text{кл}} \left( \frac{2}{1 + \gamma_0} \right)^{1/4} \sqrt{\gamma_0 \gamma_b F_p - \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \sqrt{\gamma_b^2 - 1}}, \quad (1)$$

где

$$B_{\text{Бр}}^{\text{кл}} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{\pi \varepsilon_0 \eta_e^{3/2}} \frac{\sqrt{I_b}}{R_b V_0^{1/4}}} \quad (2)$$

— классическое значение бриллюэновского магнитного поля без учета собственного магнитного поля и неоднородности электронного пучка [7],  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $I_b = \int_{S_b} j_b(r) ds$  — ток инжекции, создаваемый электронной пушкой,  $j_b(r)$  — радиальное распределения продольной компоненты плотности инжектируемого тока,  $S_b$  — площадь поперечного сечения электронного потока,  $\eta_e = \frac{e}{m_0}$  — отношение заряда  $e$  к массе покоя  $m_0$  отдельного электрона,  $F_p = \frac{1}{S_b} \int_{S_b} \frac{J_b(r)}{U(r)} ds$  — форм-фактор плотности заряда в пучке,  $U(r) = \frac{u(r)}{u_0}$  и  $J_b(r) = \frac{j_b(r)}{j_0}$  — нормализованные радиальные распределения скорости электронов и плотности тока в пучке,  $u_0 = \frac{\sqrt{1+\gamma_0}}{\gamma_0} \sqrt{\eta_e V_0}$ ,  $u_b = u(R_b)$ ,  $\gamma_b = = \left(1 - \frac{u_b^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ ,  $j_0 = \frac{I_b}{S_b}$ ,  $\gamma_0 = 1 + \frac{\eta_e V_0}{c^2}$ ,  $c$  — скорость света в вакууме.

Для определения форм-фактора плотности заряда потока  $F_p$  и величины  $\gamma_b$ , входящих в формулу (1), необходимо знать самосогласованную поперечную структуру электронного потока в стационарном состоянии, т. е. знать радиальные распределения электрического потенциала, плотности заряда и скоростей электронов.

Проведенные с помощью программы «Арсенал-МГУ» численные исследования показали, что выполнение условия  $V_\phi > 2B_{\text{Бр}}^{\text{кл}}$  является приемлемым для обеспечения минимальных радиальных пульсаций, при которых нарушение условий равновесного стационарного состояния плотных электронных пучков можно считать незначительным для всех токов электронного пучка, меньших предельного вакуумного [8].

Величину силы тока пучка  $I_b$ , при которой нарушается условие «равновесной магнитной фокусировки» (РМФ)  $V_\phi > 2B_{\text{Бр}}$ , необходимое для обеспечения радиального равновесного стационарного состояния, будем обозначать как  $I_{\text{лим} B}$ .

## 2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА САМОСОГЛАСОВАННОЙ СТРУКТУРЫ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА В ПРОЛЕТНОМ КАНАЛЕ

При выполнении условия РМФ можно считать движение электронов одномерным вдоль продольной оси  $z$ . В качестве математической модели для расчета

электростатических полей будем использовать одномерную смешанную краевую задачу в поперечном сечении пролетного канала для нелинейного уравнения Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -\frac{\rho(r)}{\varepsilon_0}, & r \in (0, R_T), \\ \left. \frac{dV}{dr} \right|_{r=0} = 0, & V|_{r=R_T} = V_0 \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $\rho(r) = j_z(r)/u_z(r)$ , плотность пространственного заряда электронного пучка отлична от нуля в области  $r \in [R_{b0}, R_b]$ ,  $u_z(r) = = c \sqrt{1 - 1/(1 + |e| V(r)/(m_0 c^2))^2}$  — распределение скорости электронов по радиусу пучка.

При решении краевой задачи (3) используется многослойная модель электронного пучка с неравномерным разбиением по радиусу:

$$0 = r_0 < r_1 < r_2 < \dots < r_{i-1} < r_i < r_{i+1} < \dots < \dots < r_{L-1} < r_L = R_T. \quad (4)$$

Так как рассматриваемая задача является нелинейной, то ее решение находится методом итераций. При решении сохраняется непрерывность скалярного потенциала и его производной по радиусу, на границах слоев. На каждом шаге итераций используется метод прогонки [9].

Используемый численный алгоритм является одномерным и позволяет находить параметры неоднородных электронных потоков в стационарном состоянии без использования сложных компьютерных двумерных и трехмерных программ, требующих значительных вычислительных затрат. Также с его помощью можно вычислять значения предельных вакуумных токов [8]  $I_b = I_{\text{лим} V}$ , обусловленных продольными «тормозящими силами пространственного заряда» (ТСПЗ), приводящих к уменьшению продольной скорости пучка, вплоть до образования виртуального катода и прекращения транспортировки электронного потока. В этом случае итерационный процесс расходится, и краевая задача не имеет стационарного решения [8, 10].

## 3. МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ УСТОЙЧИВОСТИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ПУЧКОВ В КОНЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При транспортировке плотных кольцевых электронных потоков в пролетных каналах из-за наличия шира азимутальных скоростей существует также опасность возникновения диокотронной неустойчивости [10, 13], которая может ограничивать длину транспортировки пучка. Для оценки линейных инкрементов мод диокотронной неустойчивости, в случае малых длинноволновых возмущений параметров кольцевого электронного пучка в аксиально-симметричном пролетном канале, используются результаты работ [10–15]. Запишем линейный инкремент нарастания малого азимутального возмущения плотности тока:

$$\omega_i = \frac{\omega_D}{2} (4c - b^2)^{1/2} = \frac{\omega_D}{2} \sqrt{D(l)}. \quad (5)$$

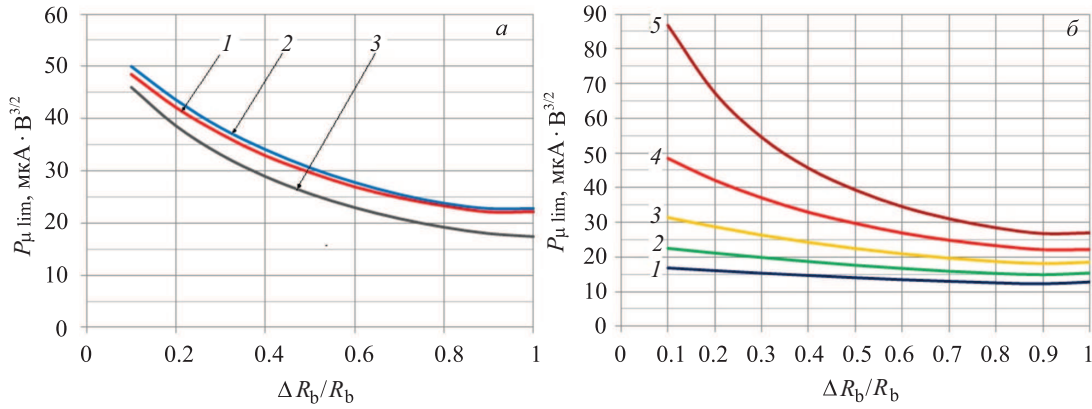


Рис. 1. Зависимость предельного микропервеанса от толщины кольцевого пучка: *a* — для коэффициента заполнения 0,8, полученная с помощью разработанного алгоритма (1) и программы «Арсенал-МГУ» (2) и аналитической формулы (3); *б* — для коэффициентов заполнения: 1 — 0,5, 2 — 0,6, 3 — 0,7, 4 — 0,8, 5 — 0,9, полученные с помощью разработанного алгоритма

Здесь  $\omega_D = \omega_{p0}^2 / (2\gamma_0^2 \Omega_e)$ ,  $\omega_{p0}^2 = \frac{e\rho_0}{m\epsilon_0}$ ,  $\Omega_e = \frac{e}{m} B_\Phi$ ,  $b = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) + \left(\frac{R_b^{2l}}{R_T^{2l}} - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right)$ ,  $c = l \left(1 - \frac{R_{b0}^2}{R_b^2}\right) \times \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right) - \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_b^{2l}}\right) \left(1 - \frac{R_{b0}^{2l}}{R_T^{2l}}\right)$ ,  $l$  — номер азимутальной моды диокотронной неустойчивости.

В работе [14] численное исследование показало, что неустойчивость появляется при  $l \geq 2$  и инкремент  $\omega_i$  сначала увеличивается. Затем по мере роста  $l$  зависимость инкремента от номера  $l$  проходит через максимальное значение  $l = l_0$ , потом уменьшается и стремится к нулю. Значению инкремента неустойчивости  $\omega_i$  можно сопоставить длину развития диокотронной неустойчивости  $L_d$ , равную [11, 12]:  $L_d = \frac{u_{z0}}{\omega_i}$ , где  $u_{z0} = c\sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2}}$  — средняя скорость электронов кольцевого пучка.

$$L_d \approx \frac{u_{z0}}{\omega_i} \approx 8\pi\epsilon_0 c^2 \frac{(\gamma_0^2 - 1) R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} \sim 20 \times 10^6 \frac{(\gamma_0^2 - 1) R_b \Delta R_b B_\Phi}{I_b \sqrt{D(l_0)}} \text{ [м]}. \quad (6)$$

(Здесь  $r_b, \Delta r_b$  — в метрах,  $B_\Phi$  — в теслах,  $I_b$  — в амперах)

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для проверки точности расчета предельных вакуумных токов кольцевых электронных потоков с помощью алгоритма, разработанного авторами (1)–(4), был выбран кольцевой электронный поток с коэффициентом заполнения трубы  $R_b/R_T = 0.8$  и ускоряющим напряжением 10 кВ. Точное аналитическое решение задачи нахождения предельного вакуумного тока  $I_{\text{lim}V}$ , вызванного ТСПЗ, возможно только в приближении бесконечно тонкого кольцевого пучка [10, 16]. Поэтому для вычисления  $I_{\text{lim}V}$  кольцевого электронного пучка конечной толщиной в литературе получили распространение приближенные формулы, которые имеют значительную погрешность по сравнению со значениями, рассчитанными с помощью двумерных компьютерных кодов, и данных, полученных из эксперимента [17].

На рис. 1, *a* приведены зависимости предельного микропервеанса от толщины пучка, полученные с помощью разработанного алгоритма, программы «Арсенал-МГУ» и аналитической формулы (7) [18]:

$$I_{\text{lim}V} = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R_T/R_b) - \frac{[2R_{b0}^2/(R_b^2 - R_{b0}^2)] \ln(R_b/R_{b0})}{[2R_{b0}^2/(R_b^2 - R_{b0}^2)] \ln(R_b/R_{b0})}} \text{ [кА]}, \quad (7)$$

Сравнение результатов показывает, что значения предельного микропервеанса, полученные с помощью разработанного алгоритма, хорошо совпадают с результатами расчетов по программе «Арсенал-МГУ». Данные же, полученные по формуле (7), имеют значительную погрешность от 5 до 20% по сравнению со значениями, рассчитанными с помощью разработанного алгоритма и программы «Арсенал-МГУ».

Результаты исследования зависимости предельного вакуумного микропервеанса от толщины кольцевого электронного пучка для различных значений коэффициента заполнения пучком, представленные на рис. 1, *б*, показывают, что использование кольцевых электронных пучков позволяют проводить через пролетные каналы более сильноточные потоки, чем в случае применения сплошных пучков. Так, величина предельного вакуумного микропервеанса кольцевого пучка с  $\Delta R_b = 0.1 R_b$  превышает предельное значение сплошного пучка для коэффициента заполнения, равного 0.8 в 2 раза (кривая 4), а для коэффициента заполнения 0.9 — в 3 раза (кривая 5).

Основными механизмами ограничения токопрохождения в пролетных каналах плотных электронных потоков являются ТСПЗ и нарушения РМФ. Какой механизм является преобладающим, зависит от параметров электронного пучка и радиуса пролетного канала. Предельный ток  $I_{\text{lim}V}$  не зависит от радиуса пролетного канала, поскольку провисание потенциала определяется значением относительной величины коэффициента заполнения пучком пролетного канала. Однако предельный ток  $I_{\text{lim}B}$ , определяемый величиной бриллюэновского магнитного поля, в значительной степени зависит от абсолютного значения радиуса пучка и, как следствие, радиуса канала. Максимально допустимое значение радиуса

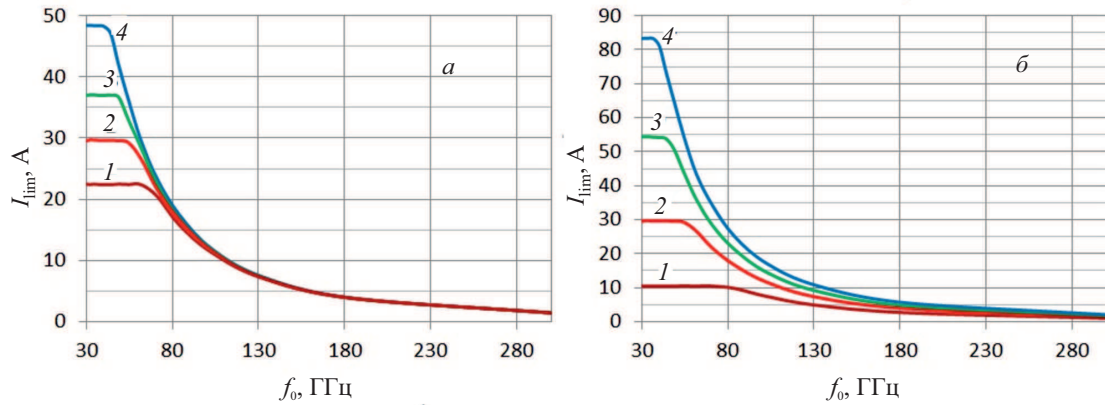


Рис. 2. Зависимости обобщенных предельных токов кольцевого электронного пучка от рабочей частоты: *а* — для ускоряющего напряжения 10 кВ при относительной толщине пучка: 1 — 1.0, 2 — 0.5, 3 — 0.3, 4 — 0.1; *б* — для относительной толщины пучка 0.5 при ускоряющем напряжении 1 — 5 кВ, 2 — 10 кВ, 3 — 15 кВ, 4 — 20 кВ

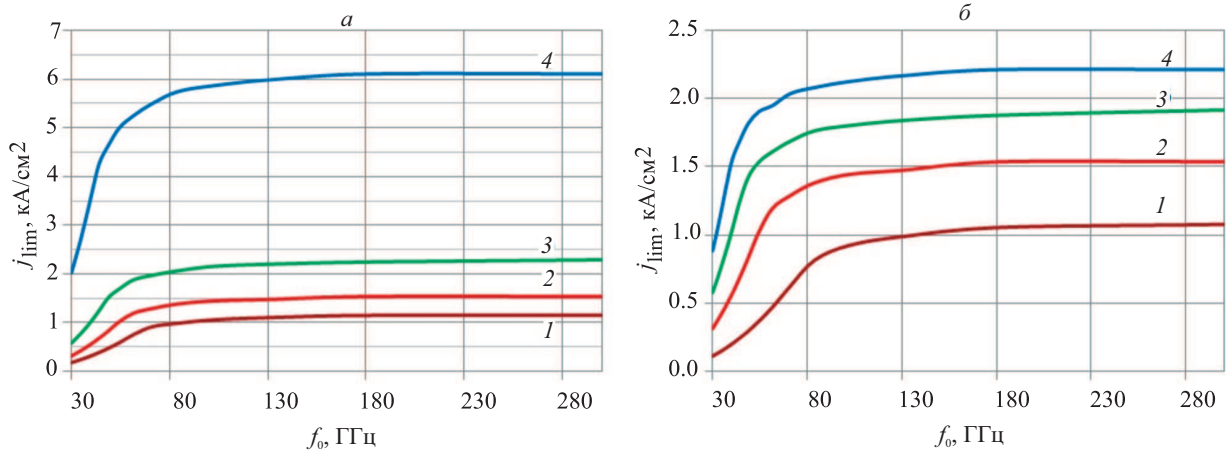


Рис. 3. Зависимости предельной плотности тока кольцевого электронного пучка с коэффициентом заполнения 0.8 от рабочей частоты: *а* — для ускоряющего напряжения 10 кВ при относительной толщине пучка: 1 — 1.0, 2 — 0.5, 3 — 0.3, 4 — 0.1; *б* — для относительной толщины пучка 0.5 при ускоряющем напряжении 1 — 5 кВ, 2 — 10 кВ, 3 — 15 кВ, 4 — 20 кВ

пролетного канала электровакуумного прибора клистронного типа равняется четверти рабочей длины волны. Поэтому каждому значению радиуса пролетного канала можно сопоставить рабочую частоту прибора, в котором происходит транспортировка электронного пучка. Результаты исследований с помощью разработанного алгоритма зависимости обобщенных предельных токов  $I_{\text{lim}} = \min(I_{\text{lim}V}, I_{\text{lim}B})$  кольцевого электронного пучка с практически значимым коэффициентом заполнения 0.8 от частоты представлены на рис. 2.

На рис. 2, *а* приведены результаты расчетов для пучка с ускоряющим напряжением 10 кВ для различных значений относительной толщины потока. Горизонтальные участки кривых соответствуют областям ограничения тока за счет ТСПЗ, а быстро спадающие с увеличением частоты участки — нарушениям условий РМФ. Например, для электронного пучка с ускоряющим напряжением 10 кВ в приборах с рабочей частотой ниже 70 ГГц основным ограничивающим фактором увеличения тока являются ТСПЗ, а в области выше этого значения — нарушения условий РМФ.

На рис. 2, *б* представлены результаты расчетов для пучка с относительной толщиной 0.5 для различных значений ускоряющего напряжения. С увеличением

ускоряющего напряжения правая граница зоны ограничения тока за счет действия ТСПЗ смещается к длинноволновой части миллиметрового диапазона. Для ускоряющего напряжения 5 кВ (кривая 1) граничная частота равна 90 ГГц, а для ускоряющего напряжения 20 кВ (кривая 4) — 40 ГГц.

Зависимости предельной плотности тока от частоты, соответствующие представленным на рис. 2 зависимостям предельного тока, приведены на рис. 3.

В низкочастотной части миллиметрового диапазона 30–70 ГГц, где ограничение плотности тока происходит за счет ТСПЗ, с увеличением частоты происходит значительное увеличение предельной плотности тока, достигая значений 1 кА/см<sup>2</sup> для сплошного пучка (кривая 1) и 6 кА/см<sup>2</sup> для кольцевого пучка (кривая 4) с относительной толщиной 0.1. В высокочастотной части миллиметрового диапазона 70–300 ГГц предельные значения плотности тока определяются условиями РМФ и почти не изменяются с увеличением частоты. Отметим, что токи с плотностью более 1 кА/см<sup>2</sup> характерны для трубчатых сильнотоочных релятивистских пучков [19].

На рис. 4, *а* приведены относительные инкременты диокотронной неустойчивости  $\omega_i/\omega_D$  для кольцевых электронных потоков различной толщины с коэффициентом заполнения 0.8.



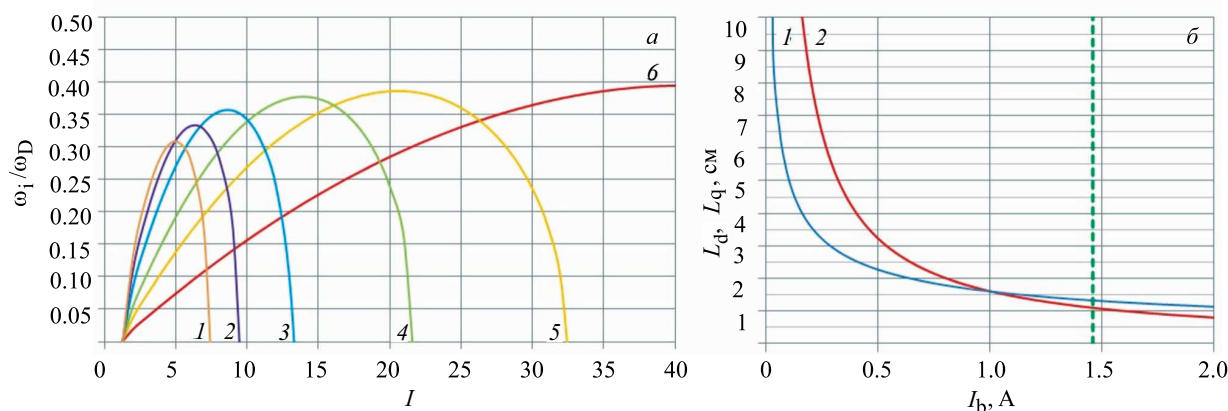


Рис. 4. а — Зависимость относительного инкремента  $\omega_i/\omega_D$  от номера азимутальной моды диокотронной неустойчивости пучка с коэффициентом заполнения 0.8 и относительной толщиной: 1 — 0.18, 2 — 0.14, 3 — 0.1, 4 — 0.06, 5 — 0.04, 6 — 0.02; б — зависимость  $L_d$  (1) и  $L_q$  (2) от тока для кольцевого пучка с  $V_0 = 10$  кВ и  $R_b/R_T = 0.8$  в трубе дрейфа диаметром 0.5 мм

На рис. 4, б приведены зависимости редуцированной плазменной длины волны  $L_q$  [20], используемой для оценки длины устройства клистронного типа, и длины развития диокотронной неустойчивости  $L_d$  с  $l_0 = 5$  от тока кольцевого пучка  $I_b$ . Анализ графиков на рис. 4, б показывает, что при малых значениях тока электронного пучка  $I_b < 1$  А длина развития диокотронной неустойчивости  $L_d$  больше плазменной длины волны  $L_q$ , диокотронная неустойчивость не представляет угрозы и работа устройства устойчивая. При дальнейшем повышении силы тока вплоть до предельного значения  $I_{\text{lim}B} = 1.46$  А (пунктирная прямая на рис. 4, б) величина  $L_d < L_q$  и при транспортировке такого электронного потока в приборе клистронного типа возможно возбуждение диокотронной неустойчивости, приводящей к срыву работы устройства.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный эффективный алгоритм (1)–(4) обеспечивает хорошую точность оценок предельных параметров кольцевых электронных потоков в широкой области изменения их параметров.

Показано, что величина обобщенных предельных токов в низкочастотной части миллиметрового диапазона  $f_0 < 70$  ГГц в основном определяется действием тормозящих сил пространственного заряда. В этой части диапазона использование кольцевых электронных пучков позволяет транспортировать через пролетные каналы электронные потоки со значениями предельных токов, в 2–3 раза превышающими значения для сплошных пучков. В высокочастотной части диапазона 70–300 ГГц обобщенные предельные значения токов определяются в основном условиями равновесной фокусировки пучков, и кольцевые пучки не дают заметного преимущества в величине предельных токов по сравнению со сплошными.

Оценки длин развития диокотронной неустойчивости показали, что диокотронная неустойчивость при использовании кольцевых электронных потоков в миллиметровом диапазоне может являться дополнительным фактором, ограничивающим величину силы тока пучка. Для тех конфигураций кольцевых электронных потоков, для которых  $L_d$  близка или

меньше плазменной длины волны  $L_q$ , возможно возбуждение диокотронной неустойчивости, приводящей к срыву работы устройства клистронного типа.

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Srivastava A.* European Journal of Advances in Engineering and Technology. 2015. **2**, N 8. P. 54.
2. *Booskee J. H.* Physics of Plasma. 2008. **15**. 055502.
3. *Сандалов А. Н., Родякин В. Е.* Вопросы электронной техники. Саратов, 1988.
4. *Sandalov A. N., Pikuov V. M., Rodyakin V. E.* et al. // Animation of Nonlinear Electron-Wave Interaction in Klystrons. // KEK report 1/1997. P. 185.
5. *Сандалов А. Н., Пикун В. М., Родякин В. Е.* // В сб. «Вакуумная СВЧ-электроника». НН: изд. ИПФ. 2002. С. 97.
6. *Рошаль А. С.* Моделирование заряженных пучков. М., 1979.
7. *Алямовский И. В.* Электронные пучки и электронные пушки. М., 1966.
8. *Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* // УФН. 1971. **103**. С. 609
9. *Пикун В. М.* // Ученые записки физ. ф-та Моск. ун-та. 2014. **4**. 144358.
10. *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М., 1984.
11. *Еремеев А. И., Кабанов В. С., Стрелков П. С.* и др. // Физика плазмы. 1988. **14**, № 8. С. 958.
12. *Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. А.* Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, 1991.
13. *Poukey J. W., Freeman J. R.* // Phys. Fluids. 1981. **24**, N 12. P. 2376.
14. *Нечаев В. Е.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. **25**, № 9. С. 1067.
15. *Александров А. Ф., Кузелев М. В.* Радиофизика. М.: КДУ, 2007. ISBN 978-5-98227-308-6.
16. *Кузелев М. В., Рухадзе А. А.* Электродинамика плотных электронных пучков. М., 1990.
17. *Thode L. E., Godfrey B. V., Shanahan W. R.* // Phys. Fluids. 1979. **22**, N 4. P. 747.

18. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применения. М., 1977.
19. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Россинский С. Е., Рухлин. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., 2016.
20. Сандалов А. Н. Нелинейные явления при усилении электромагнитных волн интенсивными электронными потоками в многолучевых микроволновых усилителях. Дисс. . . . докт. физ.-мат. наук. МГУ, 2006.

### Current Limitations for the Axially Symmetric Hollow Electron Beam in the Drift Tubes of Millimeter-Wave Vacuum Electronic Devices

V. E. Rodyakin<sup>1</sup>, V. M. Pikunov<sup>1</sup>, V. N. Aksenov<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>*Institute on Laser and Information Technologies — Branch of the Federal Scientific Research Centre «Crystallography and Photonics» RAS. Shatura 140700, Russia.*

<sup>2</sup>*Physics Department and International Laser Center Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: [vrodyakin@mail.ru](mailto:vrodyakin@mail.ru).*

The conditions for ensuring the equilibrium steady-state of a high-density hollow electron beam transported in cylindrical drift tubes and focused by a uniform magnetic field are investigated. The results of numerical calculations of the currents limited due to the longitudinal deceleration of electrons by the space charge and the violation of equilibrium transverse magnetic focusing conditions when transporting beams of different configurations in klystron-type devices are presented. The limitations of the working length of the device associated with the excitation of diocotron instability are estimated. The calculation results were compared with the data obtained by the quasi-3D Arsenal—MSU computer code and by the approximate analytical formulas of other authors.

*Keywords:* hollow electron beams, limiting current, space charge, klystrons, vacuum electronic devices, diocotron instability.

PACS: 41.75.Fr, 85.45.Bz, 84.40.-x.

*Received 08 July 2019.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2019. **74**, No. 6. Pp. 614–619.

#### Сведения об авторах

1. Родякин Владимир Евгеньевич — науч. сотрудник; e-mail: [vrodyakin@mail.ru](mailto:vrodyakin@mail.ru).
2. Пикунوف Виктор Михайлович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: [vmikunov@mail.ru](mailto:vmikunov@mail.ru).
3. Аксенов Владимир Николаевич — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; e-mail: [v.aks@mail.ru](mailto:v.aks@mail.ru).