

Предельные токи сплошных аксиально-симметричных электронных пучков в пролетных каналах электровакуумных устройств миллиметрового диапазона

В.Е. Родякин¹, В. М. Пикунов¹, В.Н.Аксенов², Н.Е. Овсянников²

¹Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Аннотация: в данной работе исследовались предельные токи, сплошных аксиально-симметричных электронных пучков, транспортируемых в пролетных каналах устройств клистронного типа миллиметрового диапазона. Рассматриваются предельные токи, обусловленные влиянием сил пространственного заряда и условиями равновесной транспортировки таких пучков.

Ключевые слова: предельные токи, миллиметровый диапазон, сплошной цилиндрический электронный пучок, устройства клистронного типа

1. Введение

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона (с частотами $f_0 = 0,03-0,3$ ТГц и длинами волн $\lambda = 1-0,1$ мм). Поэтому повышение мощности компактных электровакуумных усилителей и генераторов в этом диапазоне является актуальной задачей.[1]. Перспективными в этом направлении являются устройства клистронного типа: клистроны, лампы бегущей волны (ЛБВ) на цепочках связанных резонаторах (ЦСР), клистроны с распределенным взаимодействием, клистроды, твистроны и др. [2]. Для эффективного взаимодействия электронного потока с электромагнитными полями многоззорных резонаторов электровакуумных приборов клистронного типа, радиус пролетного канала R_T должен быть меньше четверти рабочей длины волны λ . Из-за малых размеров сечения пролетного канала в миллиметровом диапазоне при увеличении силы тока приходится переходить к использованию электронных потоков с высокими значениями плотности тока в пучке (более 1000 А/см²) [1]. Высокие значения плотности тока и сильные электростатические поля могут приводить к разбросу электронов пучка по энергиям, оседанию электронов на стенки устройства и разрушению электронного пучка.

В работе исследуются условия обеспечения равновесного стационарного состояния сплошных электронных потоков большой плотности, транспортируемых в цилиндрических пролетных каналах и фокусируемых магнитным полем. Предлагается эффективная численная модель, позволяющая определить распределения электростатического потенциала, плотности заряда, скоростей электронов в стационарном состоянии таких потоков. Приводятся результаты численных расчетов для предельных токов для сплошных цилиндрических пучков. Проводится сравнение результатов расчета с данными, полученными с использованием программы «Арсенал-МГУ» [3] и приближенными аналитическими формулами других авторов.

2. Условия равновесного стационарного состояния плотных электронных пучков, фокусируемых однородным магнитным полем

Для транспортировки мощных электронных потоков в пролетных каналах применяются сильные фокусирующие однородные магнитные поля B_ϕ , которые позволяют скомпенсировать действующие на электроны поперечные расталкивающие силы пространственного заряда и провести электронный поток через пролетный канал прибора без токооседания. Используя параксиальное приближение и закон сохранения углового момента импульса относительно оси [4], запишем выражение, соответствующее бриллюэновскому магнитному полю для граничного электрона:

$$B_{Bp} = B_{Bp}^{кл} \left(\frac{2}{1 + \gamma_0} \right)^{1/4} \sqrt{\gamma_0 \gamma_b F_\rho - \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \sqrt{\gamma_b^2 - 1}} \quad (1)$$

где: $B_{Bp}^{кл} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{\pi \epsilon_0 \eta_e^{3/2}} \frac{\sqrt{I_b}}{R_b V_0^{1/4}}}$ - классическое значение бриллюэновского магнитного поля без учета собственного магнитного поля и неоднородности электронного пучка [4], ϵ_0 - электрическая постоянная, $I_b = \int_{S_b} j_b(r) ds$ - ток

инъекции, 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, $F_\rho = \frac{1}{S_b} \int_{S_b} \frac{J_b(r)}{U(r)} ds$ - 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.

Предельный ток пучка, достигнутый при равновесной фокусировке пучка в магнитном поле $B_\phi \geq 2B_{Bp}$, будем обозначать далее, как I_{limB} . В силу требования компактности в электровакуумных усилителях и генераторах для фокусировки электронных пучков в основном используются постоянные магниты. При определении I_{limB} будем предполагать, что фокусирующее магнитное поле ограничено величиной 1 Тл [2].

3. Численная модель для расчета параметров аксиально-симметричного электронного пучка в пролетном канале в стационарном равновесном состоянии и определение предельных токов пространственного заряда.

Выполнение условия равновесия сил, действующих на электроны пучка при достаточно большом фокусирующем магнитном поле, приведет к тому, что движение электронов можно считать одномерным вдоль продольной оси z , а в области пролетного канала, отстоящей от плоскости инъекции на расстоянии диаметра канала, рассматривать задачу стационарной и использовать закон сохранения энергии для электрона, движущегося в потенциальном поле $V(r)$:

$$(\gamma - 1)m_0c^2 + eV(r) = 0 \quad (2)$$

В качестве математической модели используется стационарная, нелинейная, одномерная смешанная краевая задача 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 $r \in [R_{b0}, R_b]$,

$$u_z(r) = c \sqrt{1 - 1 / \left(1 + |e|V(r) / (m_0c^2) \right)^2} \quad (4)$$

При решении используется многослойная модель электронного пучка по радиусу и требуется сохранение непрерывности скалярного потенциала и его производной по радиусу, на границах слоев. Так как рассматриваемая задача нелинейная, то ее решение находится методом итераций [5].

Предлагаемый численный алгоритм позволяет, находить параметры неоднородных электронных потоков, а также может использоваться для нахождения предельных токов $I_{\text{lim}V}$, определяемых силами пространственного заряда

4. Результаты численных исследований

На рис.1а приведены зависимости предельного микроперванса $P_{\mu\text{lim}} = 10^{-6} I_{\text{lim}V} / V_0^{3/2}$ сплошного пучка с коэффициентом заполнения пучком трубы, равным 0.8, от ускоряющего напряжения, полученные с помощью разработанного алгоритма, программы «Арсенал-МГУ» и аналитической формулы (5) [6]:

$$I_{\text{lim}V}^{GP} = I_{\text{lim}V}^{BR} \gamma_0^{2/3} \left\{ \left[\left(\gamma_0^{2/3} + G \right)^2 - \gamma_0^{2/3} \right]^{1/2} - G \right\}^{-1} \quad (5)$$

где $I_{\text{lim}V}^{BR} = \frac{17(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{G}$ кА, $G = 1 + 2 \ln(R_T / R_b)$,

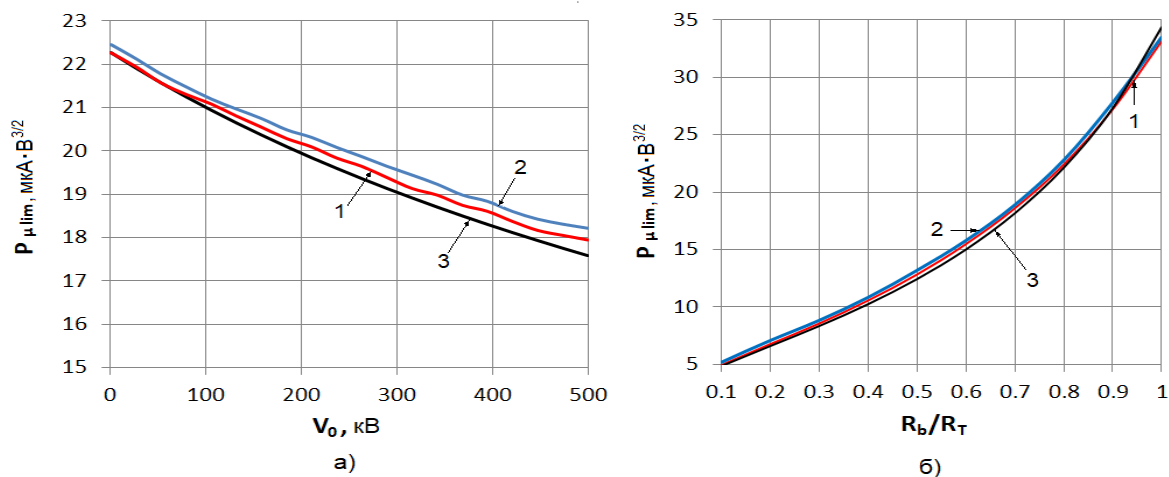


Рисунок 1. Сравнение зависимостей предельного микропервеанса сплошного электронного пучка от ускоряющего напряжения (а) и коэффициента заполнения пучка трубы, полученных с помощью разработанного алгоритма (1), программы «Арсенал-МГУ» (2) и (3) по аналитической формуле (5).

Различие в значениях предельного микропервеанса, полученные разными методами, для $V_0 < 100$ кВ составляет менее 1% и постепенно увеличивается до 3% при приближении к $V_0 = 500$ кВ.

На рис.1б приведены результаты расчетов зависимости предельного микропервеанса сплошного электронного потока от коэффициента заполнения. Сравнение результатов показывает, что все три метода дают очень близкие результаты с разбросом значений в пределах долей процента.

На рис.2 представлены оценочные зависимости от рабочей частоты предельных токов $I_{\text{lim}} = \min(I_{\text{limV}}, I_{\text{limB}})$ сплошного электронного пучка с различными ускоряющими напряжениями и коэффициентами заполнения. Горизонтальные участки соответствуют областям ограничения тока за счет тормозящих сил пространственного заряда I_{limV} , а быстро спадающие с увеличением частоты – областям ограничения тока, вызванных нарушением условий равновесной фокусировки в радиальном направлении I_{limB} .

На рисунке 2б приведены оценочные зависимости от частоты предельных токов сплошного электронного пучка с коэффициентом заполнения 0,8 для различных значений ускоряющего напряжения. С увеличением ускоряющего напряжения правая граница зоны ограничения тока за счет провисания потенциала I_{limV} смещается к длинноволновой части миллиметрового диапазона. Для ускоряющего напряжения 5 кВ (кривая 1) граничная частота равна 100 ГГц, а для ускоряющего напряжения 20 кВ (кривая 4) – 50 ГГц.

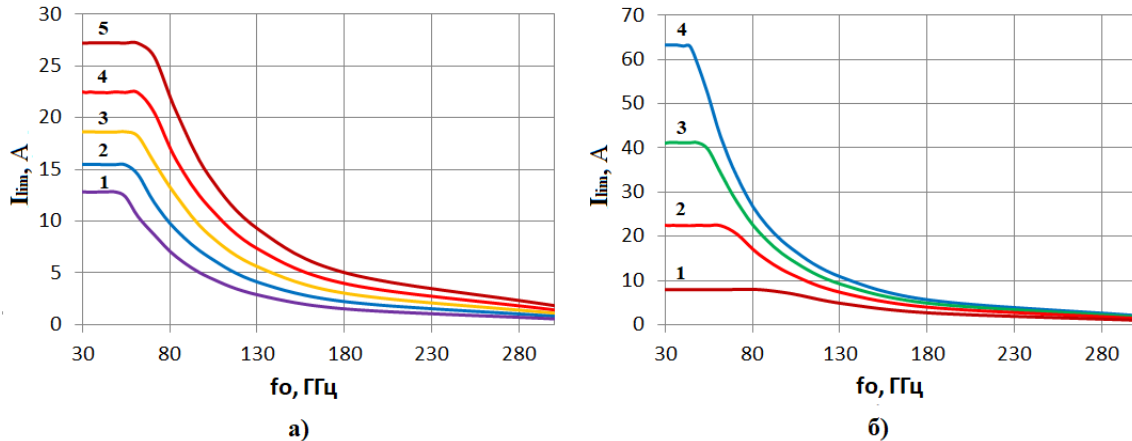


Рисунок 2. Зависимости предельных токов $I_{lim} = \min(I_{limV}, I_{limB})$ сплошного электронного пучка от рабочей частоты: а) для ускоряющего напряжения 10 кВ при коэффициенте заполнения 0,5(1), 0,6(2), 0,7(3), 0,8(4), 0,9 (5); б) для коэффициента заполнения 0,8 при ускоряющем напряжении 5 кВ (1), 10 кВ (2), 15 кВ (3), 20 кВ (4).

5. Заключение

Проведено тестирование предложенных формул и алгоритмов. Сравнение результатов расчетов предельных токов, связанных с силами пространственного заряда I_{limV} , с аналитическими данными других авторов, а также с расчетами по двумерной программе «Арсенал-МГУ», показали хорошее соответствие полученных результатов, с точностью до 1-3%. Величина предельного микропереванса для сплошного электронного потока находится около значения $20 \text{ мкА} \cdot \text{В}^{-3/2}$ для практически важного интервала значений коэффициента заполнения 0.6-0.8. Показано, что величина предельных токов в низкочастотной части миллиметрового диапазона $f_0 < 70$ ГГц в основном определяется действием тормозящих сил пространственного заряда. В высокочастотной части диапазона $f_0 = 70-300$ ГГц предельные значения токов определяются условиями равновесной магнитной фокусировки пучков.

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

Список литературы

1. Anurag Srivastava. European Journal of Advances in Engineering and Technology, 2015, 2(8): 54-64.
2. John H Booskee, , Physics of Plasma, 2008, 15, 055502-1 to 055502-16.
3. А.Н. Сандалов, В.М. Пикунов, В.Е. Родякин. В сб. «Вакуумная СВЧ электроника». НН, Изд. ИПФ, 2002, стр. 97-102.
4. И.В. Алямовский. Электронные пучки и электронные пушки. Сов.Радио М.1966, 454 С.
5. В.М. Пикунов. Ученые записки физического факультета 4, 144358 (2014)
6. Thode L.E., Godfrey B.B., Shanahan W.R. // Phys. Fluids.1979 Vol. 22 N 4, p. 747-763.