

10

Формирование виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем магнитном поле

© С.А. Куркин, А.Е. Храмов

Саратовский государственный университет

E-mail: KurkinSA@nonlin.sgu.ru, aeh@nonlin.sgu.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2008 г.

В рамках двумерной численной модели исследованы условия формирования виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем фокусирующем магнитном поле. Получены зависимости критического тока пучка от величины внешнего магнитного поля, а также оптимальной величины внешнего магнитного поля, при котором критический ток пучка минимален, от геометрии потока. Показано, что величина оптимального внешнего магнитного поля определяется величиной бриллюэновского магнитного поля.

PACS: 52.35.-g

С конца 70-х гг. большое внимание исследователей привлекают такие источники мощного СВЧ-излучения, как генераторы на виртуальном катоде (виркатеры) [1–3]. Они характеризуются высоким уровнем мощности генерации СВЧ-излучения, простотой конструкции, возможностью работы без магнитных полей, легкостью перестройки частоты и режима генерации. Принцип работы виркатеров основан на формировании в электронном потоке с током, превышающим предельный вакуумный ток [4], виртуального катода (ВК).

Большое влияние на формирование и динамику в электронном потоке ВК, а следовательно, и на характеристики генерации виркатеров оказывает внешнее фокусирующее магнитное поле [5–8]. В работах [8,9] была найдена характерная зависимость критического тока сплошного электронного потока от величины внешнего магнитного поля, отличительной чертой которой является наличие оптимальной величины внешнего магнитного поля, при которой критический ток формирования ВК минимален. В связи с этим актуальной задачей является анализ процессов формирования ВК в трубчатом электронном потоке во

внешнем магнитном поле, определение зависимости критического тока трубчатого электронного потока от величины внешнего магнитного поля, а также определение зависимости оптимальной величины внешнего магнитного поля от геометрии системы и величин бриллюэновского магнитного поля [10].

В качестве исследуемой модели была рассмотрена классическая модель для изучения динамики ВК [4,8]. Пространство дрейфа электронного потока представляет собой замкнутый отрезок цилиндрического волновода длиной L и радиусом R , закрытый с торцов сеточными электродами. Аксиально-симметричный моноскоростной на входе трубчатый электронный пучок со скоростью v_0 и током I инжектируется в пространство взаимодействия через левую (входную) сетку и выводится через правую (выходную), а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Вдоль оси системы прикладывается внешнее однородное фокусирующее магнитное поле с индукцией B . Параметром, определяющим геометрию трубчатого электронного пучка, является параметр $\sigma = R_b/R$, равный отношению радиуса встрела пучка к радиусу волновода. Толщина пучка на входе в систему предполагается равной $0.1 R$.

Численное моделирование нестационарных процессов в пучке заряженных частиц при инжекции его в пространстве дрейфа проводилось методом крупных частиц. Рассматривалась нестационарная двумерная модель динамики электронного потока в пространстве взаимодействия, которая основана на решении самосогласованной системы уравнений движения заряженных частиц для моделирования динамики электронного пучка и уравнения Пуассона для нахождения самосогласованного поля пространственного заряда [11,12]. В цилиндрических координатах в безразмерных величинах (выражение безразмерных величин через размерные можно найти в работах [8,9]) уравнение движения для каждой частицы, записанное через компоненты ее импульса \mathbf{P} в векторном виде, имеется следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{P}}{\gamma}, \mathbf{B} \right], \quad (1)$$

где \mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля в точке нахождения частицы, а $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ — релятивистский фактор частицы (v — скорость движения частицы). Частицы при влете в пространство дрейфа имеют ненулевую азимутальную скорость, пропорциональную продольному магнитному полю в пространстве дрейфа. Эта скорость

определяется из теоремы Буша, которая в случае экранированного от внешнего магнитного поля катода имеет вид

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{B_z}{2\gamma_0}, \quad (2)$$

где γ_0 — релятивистский фактор частицы при влете в пространство дрейфа. Уравнение Пуассона в цилиндрической системе координат в безразмерных переменных записывается в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} + \frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = \alpha^2 \rho. \quad (3)$$

Для нахождения плотности пространственного заряда использовалась снижающая сеточный шум процедура билинейного взвешивания крупных частиц (PIC-метод) [11].

Формирование в электронном потоке ВК связано с образованием в пространстве дрейфа потенциального барьера за счет сил пространственного заряда электронного потока. При превышении током пучка предельного вакуумного (критического) тока глубина потенциального барьера становится равной или большей энергии инжектируемого электронного потока, и в системе начинаются отражения электронов — формируется нестационарный виртуальный катод [1–4]. На рис. 1 приведены зависимости нормированной величины критической плотности тока трубчатого электронного пучка от величины внешнего магнитного поля. Кривые качественно схожи между собой и характеризуются наличием оптимального магнитного поля B_{\min} , когда критическая плотность тока, при которой формируется ВК, минимальна. Такое поведение зависимостей является результатом конкуренции двух различных типов динамики электронного пучка.

Так, при индукциях магнитного поля $B < B_{\min}$, когда оно слабо удерживает электроны пучка, в системе преобладает поперечная динамика заряженных частиц к боковой стенке пространства дрейфа. Для иллюстрации этого на рис. 2, *a* приведен конфигурационный портрет трубчатого электронного потока в безразмерных координатах (r, z) при внешнем магнитном поле $B < B_{\min}$. Каждая точка на рисунке соответствует отдельной крупной частице, используемой при моделировании пучка. Такое поведение электронов, приводящее к существенному расширению пучка в радиальном направлении, является причиной уменьшения величины плотности пространственного заряда в области

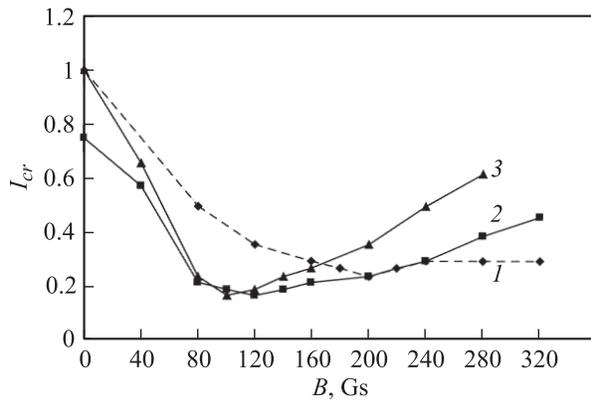


Рис. 1. Зависимости нормированной величины критической плотности тока трубчатого электронного пучка от величины B внешнего магнитного поля при $\sigma = 0.25$, $\sigma = 0.5$ и $\sigma = 0.75$ (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Нормировка осуществляется на величину критической плотности тока пучка при $B = 0$ и $\sigma = 0.25$.

ВК и, как следствие, причиной увеличения необходимого тока пучка (критического тока) для достижения требуемой величины плотности заряда в пространстве взаимодействия для начала поворота и отражения частиц в пучке — формирования колеблющегося нестационарного ВК.

Когда магнитное поле превышает оптимальное ($B > B_{\min}$), поперечная динамика частиц к боковой стенке пространства дрейфа практически ограничивается (рис. 2, *b*). Однако в этом случае в системе появляются сильные нерегулярные пульсации пучка, которые приводят к существенному разбросу электронов по скоростям и, как следствие, снижают плотность пространственного заряда в области ВК из-за худшей группировки электронов. Поэтому при магнитных полях $B > B_{\min}$ требуется некоторое незначительное увеличение тока пучка для увеличения плотности пространственного заряда и образования в нем нестационарного ВК. Этот факт отражает небольшое возрастание критической плотности тока в области $B > B_{\min}$ на рис. 1. При магнитных полях $B \sim B_{\min}$ в системе незначительны как поперечная динамика заряженных частиц к боковой стенке пространства дрейфа, так и пульсации, и поведение пучка определяется в основном продольной динамикой, что приводит к возникновению хорошо сформированного сгустка электронов в пространстве дрейфа ВК и, как следствие, к

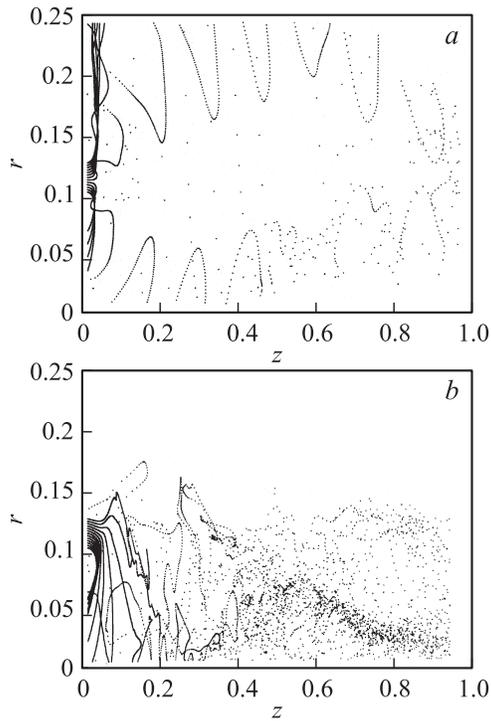


Рис. 2. Конфигурационные портреты трубчатого электронного потока в безразмерных координатах (r, z) при $\sigma = 0.5$, $B < B_{\min}$ (a) и $B > B_{\min}$ (b).

появлению минимума на зависимостях критической плотности тока пучка от величины внешнего магнитного поля.

Известно, что введение в систему внешнего магнитного поля, равного по величине бриллюэновскому B_{br} , также ограничивает любую поперечную динамику частиц в электронном потоке, а следовательно, приводит к сохранению радиуса пучка в пространстве дрейфа [10]. В общем случае величина B_{br} при транспортировке пучка электронов через пространство дрейфа определяется следующим аналитическим выражением:

$$B_{br} = \sqrt{69 \frac{1}{R_b^2 \sqrt{\varphi_0}}} \text{ [Gs]}, \quad (4)$$

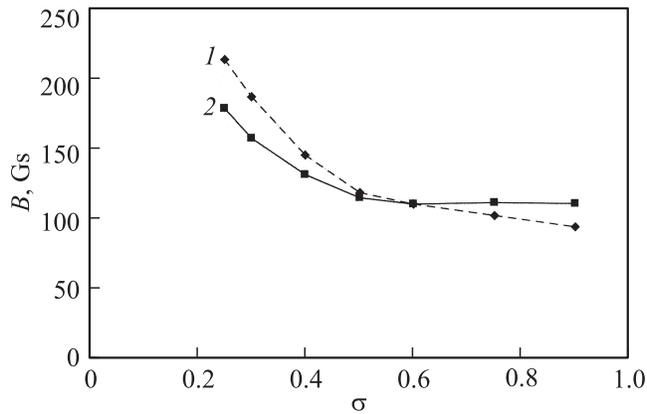


Рис. 3. Зависимости оптимальной величины внешнего магнитного поля трубчатого электронного пучка от параметра σ .

где φ_0 — ускоряющий потенциал. При внешних магнитных полях, меньших B_{br} , пучок расходится, оседая на боковых стенках пространства дрейфа, при больших — в пучке наблюдаются пульсации радиуса потока. Аналогичная динамика наблюдается и в анализируемом случае, следовательно, можно предположить, что оптимальное магнитное поле определяется величиной бриллюэновского магнитного поля исследуемого пучка.

Для детального исследования этого вопроса на рис. 3 приведены зависимости оптимальной величины внешнего магнитного поля (кривая 1) и рассчитанного по формуле (4) бриллюэновского магнитного поля (кривая 2) трубчатого электронного потока от геометрического параметра пучка σ . Из рисунка следует, что кривые 1 и 2 ведут себя аналогичным образом. Величина бриллюэновского магнитного поля трубчатого электронного потока (кривая 2), как и величина его оптимального магнитного поля (кривая 1), монотонно уменьшаются с увеличением параметра σ . Видно, что существует хорошее количественное соответствие двух зависимостей. Следовательно, величина бриллюэновского магнитного поля определяет такую характеристику электронного потока с ВК, как оптимальное магнитное поле.

Таким образом, в работе обнаружено, что зависимость критической плотности тока трубчатого электронного пучка от величины внешнего магнитного поля имеет вид зависимости с одним минимумом. Опти-

мальное магнитное поле, соответствующее минимальному значению критической плотности тока, определяется бриллюэновским магнитным полем потока. Это объясняется механизмами конкуренции двух различных типов динамики в трубчатом пучке при изменении величины внешнего магнитного поля. Анализ физических процессов показал, что при оптимальном магнитном поле в электронном потоке ограничивается любая поперечная динамика электронов и пульсации электронного потока, поэтому плотность пространственного заряда в области ВК оказывается максимальной и ВК формируется при минимальном токе инжектируемого пучка.

Авторы выражают благодарность профессору, д.ф.-м.н. Жаркову Ю.Д. за плодотворные обсуждения результатов работы.

Работа поддержана РФФИ (проекты 07-02-12071 и 09-02-00255), CRDF (проект Annex ВРЗС06), Президентской программой поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-355.2008.2) и программой поддержки молодых докторов наук (проект МД-1884.2007.2), а также ФНП „Династия“.

Список литературы

- [1] *Granatstein V.L., Alexeff I.* High Power Microwave Sources. Artech House Microwave Library, 1987.
- [2] *Дубинов А.Е., Селемир В.Д.* // РЭ. 2002. V. 47. P. 575.
- [3] *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по СВЧ электронике для физиков. М.: Физматлит, 2003. 2004.
- [4] *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
- [5] *Kostov K.G., Nikolov N.A.* // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. N 4. P. 1034.
- [6] *Kostov K.G., Yovchev I.G., Nikolov N.A.* // Electron Letters. 1999. V. 35. P. 1647.
- [7] *Jiang W., Kitano H., Huang L., Masugata K., Yatsui K.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. P. 187.
- [8] *Морозов М.Ю., Храмов А.Е.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 7. С. 610–619.
- [9] *Hramov A.E., Koronovskii A.A., Morozov M., Mushtakov A.V.* // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 876.
- [10] *Tsimring Shulim E.* // Electron beams and microwave vacuum electronics. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, Inc., 2007.
- [11] *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma physics, via computer simulation. NY: McGraw-Hill, 1985.
- [12] *Рошаль А.С.* Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979.