

Численное исследование транспортировки низкоэнергетического электронного пучка в плазменном канале

Т. В. Коваль, Ле Ху Зунг

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050 Россия, Томск
e-mail: tvkoval@mail.ru

Проведено численное исследование транспортировки низкоэнергетического электронного пучка в трубе дрейфа в зависимости от плотности пучковой плазмы и величины внешнего магнитного поля. Показано, что в слабом магнитном поле энергетические потери при токопрохождении пучка в трубе дрейфа связаны с потерями тока как на стенке трубы дрейфа, так и с формированием виртуального катода (ВК). Токопрохождение электронного пучка в плазменном канале в сильном магнитном поле и при отрицательном напряжении на коллекторе существенно зависит от плотности пучковой плазмы. Эффективная транспортировка интенсивного электронного пучка (с токами до 1 кА) без внешнего магнитного поля возможна при формировании неоднородного плазменного канала.

Введение

Применение интенсивных низкоэнергетических электронных пучков для научных и технологических целей требует разработки эффективных методов генерации и транспортировки пучка в газе низкого давления. В настоящее время большой интерес проявляется к источникам электронов с плазменным катодом, которые постоянно совершенствуются [1–3].

Для описания процессов в пучково-плазменных системах используются различные физические и математические модели. В работе [4] исследуется динамика пучковой неустойчивости в ограниченном объеме плазмы при слабом магнитном поле, которая приводит к росту потенциала плазмы, занятой пучком и сильному нагреву электронов в приосевой области. В работе [5] численно исследуется влияние токовой нейтрализации на транспортировку низкоэнергетического пучка в плазменном канале. В работах [6–7] проводится моделирование колебательных процессов в пучково-плазменных системах при формировании виртуального катода (ВК).

В данной работе проводится компьютерное моделирование взаимодействия пучка с плазмой в модели, соответствующей условиям эксперимента [2]. Исследуется влияние слабого магнитного поля, плотности плазмы и отрицательного потенциала коллектора на токо-

прохождение интенсивного низкоэнергетического пучка в трубе дрейфа. Плазма и пучок моделировались в рамках PIC-метода, с использованием кода «Карат». Исследование проводится без учета процессов ионизации и рекомбинации.

Транспортировка пучка в слабом магнитном поле

Транспортировка интенсивного электронного пучка ($I_b = 50\text{--}200$ А) в слабом магнитном поле ($B_z = 3\text{--}30$ мТ) при давлениях рабочего газа ($p = 1\text{--}3$) $\times 10^{-2}$ Па сопровождается значительными энергетическими потерями [2, 3]. При слабых внешних продольных магнитных полях B_z снимается лишь самопинчевание пучка, приводящее к ограничению тока за счет собственного магнитного поля B_ϕ , сравнимого с B_z , но не устраняется самофокусировка [8]. В этом режиме плотность плазмы, создаваемой пучком, существенно влияет на его токопрохождение через трубу дрейфа.

Расчетная область, эквивалентная экспериментальной, представлена на рис. 1. С левого торца трубы дрейфа инжектируется пучок электронов радиусом 2 см с энергией 15 keV и током $I_b = 200$ А. Рассмотрим область давлений нейтрального газа $p = (1\text{--}3)\times 10^{-2}$ Па, которой соответствует концентрация плазмы $n_p = (1\text{--}3)\times 10^{10}$ см⁻³ при ионизации газа электронным пучком. Фронт импульса тока пучка в расче-

тах взят значительно меньше экспериментального из-за необходимости в счете уменьшить время выхода процесса на стационарное состояние. На поверхности трубы дрейфа и торцах расчетного пространства, задавалось условие полного поглощения частиц.

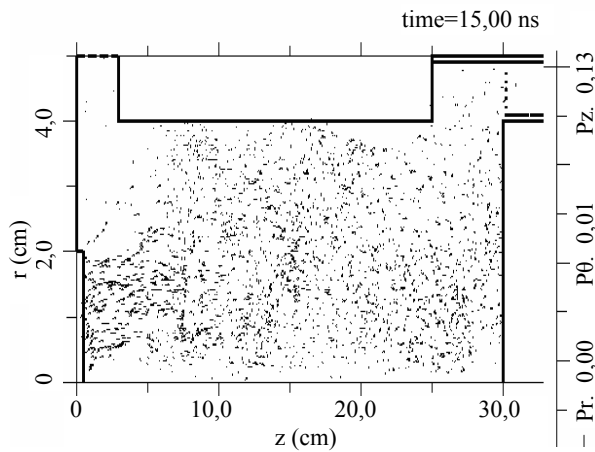


Рис. 1. Расчетная область и конфигурационный портрет пучка в плоскости (r, z)

Из теории плазменно-пучкового взаимодействия следует, что изучаемая система представляет собой плазменный резонатор, в котором при взаимодействии пучка с плазмой возбуждаются колебания электронов пучка и плазмы с частотой $\omega \approx \omega_{pe}$ с продольным волновым числом $k_z \approx \omega/v_b$ [9], где v_b – скорость электронов пучка, $\omega_{pe} = (4\pi n_p e^2/m)^{1/2}$ – ленгмюровская частота электронов плазмы.

Для разных значений плотности плазмы n_p на рис. 2 представлены фазовые портреты электронного пучка, на которых можно выделить области с различным энергетическим распределением электронов пучка. В области за первым кроссовером z_c ([8], см. ниже) $z > z_c = 10$ см движение электронов пучка принимает хаотический характер, с отражением части электронов. Плазменные сгустки имеют пространственную периодичность $\Lambda = 2\pi/k_z$, а пучковые сгустки движутся относительно плазмы со скоростью v_b . Частота ВЧ колебаний поля $f = \omega/2\pi$, а также частота колебаний тока на коллекторе увеличиваются с ростом плотности плазмы: так при изменении n_p от 2×10^{10} до $n_p = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ частота f увеличивается с 1,5 до 1,9 GHz.

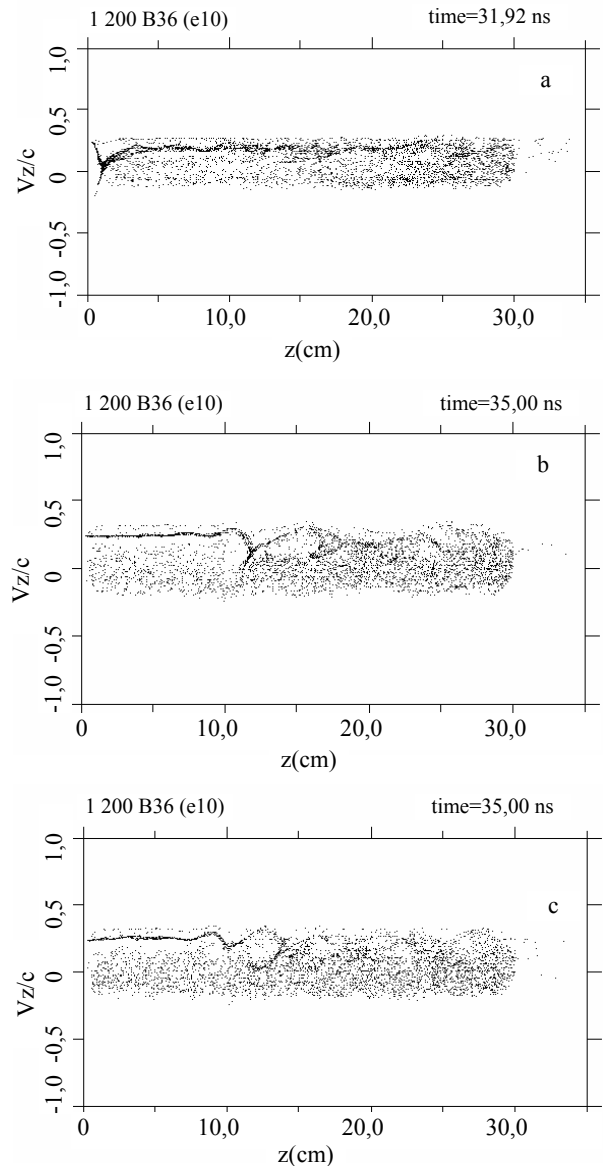


Рис. 2. Фазовые портреты электронов пучка при разной плотности плазмы: $a - 10^{10}$; $b - 2 \times 10^{10}$; $c - 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

В случае $n_p = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, когда концентрация плазмы меньше концентрации пучка $n_p < n_b$, формируется виртуальный катод вблизи плоскости инжекции, и основные потери тока (около 50 %) происходят в начале трубы дрейфа, а также за счет ограничения тока пространственным зарядом в области ВК. С увеличением плотности плазмы электроны плазмы вносят дополнительный вклад как в ток на коллектор, так и в ток на трубу дрейфа.

На рис. 3 показано радиальное распределение плотности электронов пучка n_b в разных сечениях трубы. На рис. 4 приведено распределение потенциала вдоль координаты z на разных радиусах.

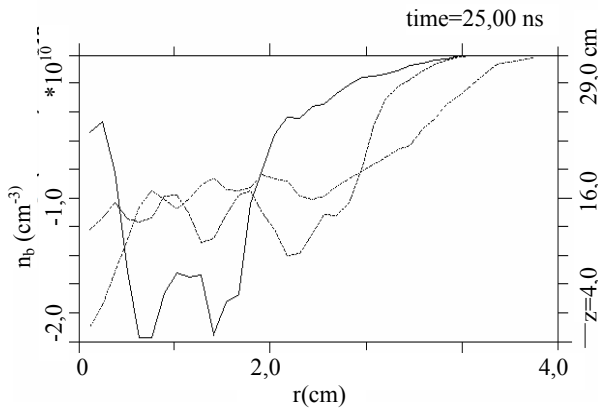


Рис. 3. Распределение плотности пучка по радиусу

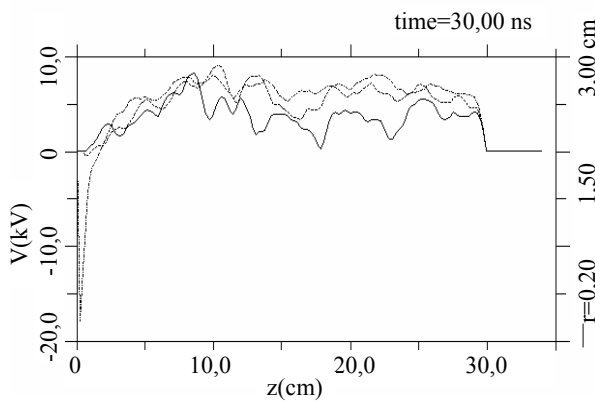


Рис. 4. Распределение потенциала вдоль трубы дрейфа

В численных экспериментах при увеличении плотности плазмы наблюдалось уменьшение потерь на трубе дрейфа и конце канала транспортировки.

Таким образом, в слабых магнитных полях ($B_z \leq B_\phi$) энергетические потери при токопрохождении электронного пучка в пространстве дрейфа при $n_p \leq n_b$ связаны в основном с потерями тока на трубе дрейфа, а при $n_p > n_b$ — с ограничением тока пространственным зарядом и потерями в начале трубы дрейфа.

Транспортировка пучка в сильном магнитном поле

В сильном магнитном поле ($B_z \gg B_\phi$) самофокусировка пучка подавляется [8]. Рассмотрим транспортировку пучка с током $I_b = 120$ А (собственное магнитное поле пучка $B_\phi = 1,2$ мТ) в плазменном канале длиной 25 см в магнитном поле 30 мТ. На рис. 5 представлены фазовые портреты пучка при разных концентрациях плазмы.

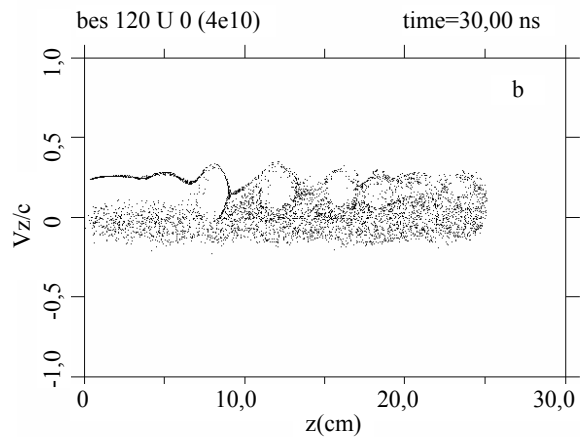
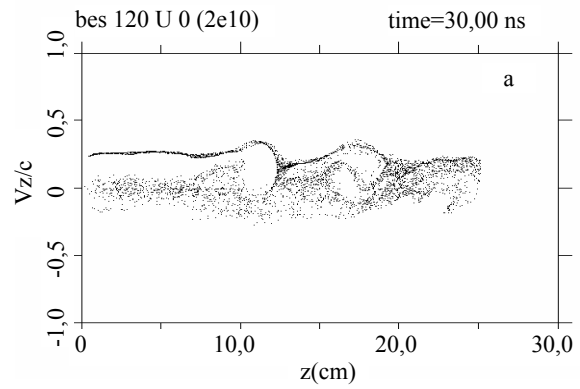


Рис. 5. Фазовые портреты электронов пучка при разной плотности плазмы: *a* — 2×10^{10} , *b* — 4×10^{10} cm^{-3}

При прохождении пучка электронов в плазменном канале происходит рост потенциала в области, занятой пучком (см. рис. 4). Рост потенциала вызван увеличением энергии электронов плазмы и соответствующим увеличением разности потоков электронов и ионов к границам области взаимодействия.

В такой системе мощность транспортируемого электронного пучка должна обеспечиваться электронами, преодолевшими потенциальный барьер у коллектора, а дополнительная ионизация газа — за счет электронов плазмы. Рассмотрим транспортировку пучка при отрицательном потенциале коллектора U_C . Численные эксперименты были проведены для $U_C = -1000$ В при значениях плотности плазмы $n_p = (1-4) \times 10^{10}$ cm^{-3} .

На рис. 6 показаны распределения импульса скоростей p/mc электронов плазмы в области коллектора для $U_C = 0$ и $U_C = -1000$ В. Можно видеть обострение распределения импульса электронов плазмы в тормозящем поле коллектора.

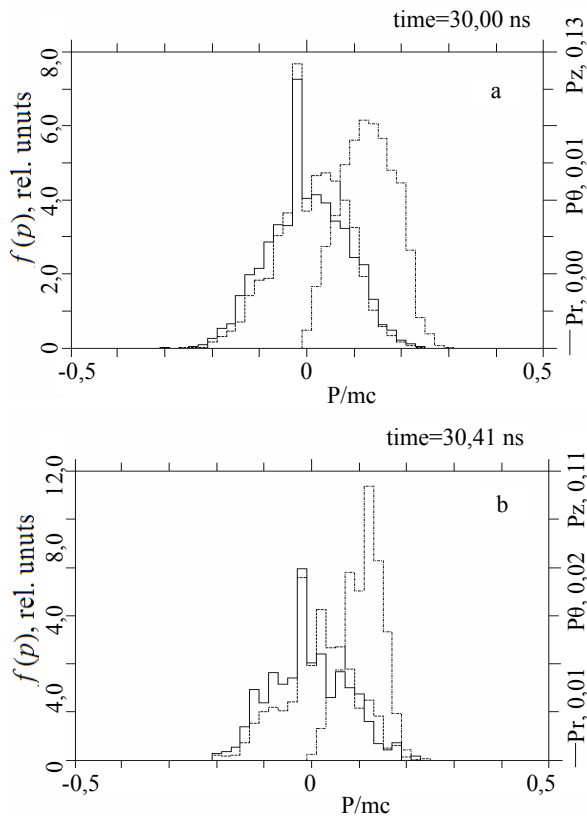


Рис. 6. Распределение импульса электронов пучка плазмы (а) при $U_C = 0$ и $U_C = -1000$ В (б)

На рис. 7 в режиме установившихся колебаний показано изменение во времени электрического поля в середине трубы дрейфа.

В численных экспериментах для $U_C = 0$ при увеличении плотности плазмы наблюдалось уменьшение тока пучка на коллектор и увеличение тока обратных электронов и потерь тока на трубу дрейфа. При отрицательном потенциале коллектора ток пучка на коллектор зависит от величины потенциала U_C и внешнего магнитного поля. При параметрах данного численного эксперимента ток уменьшился на $\sim 15\%$.

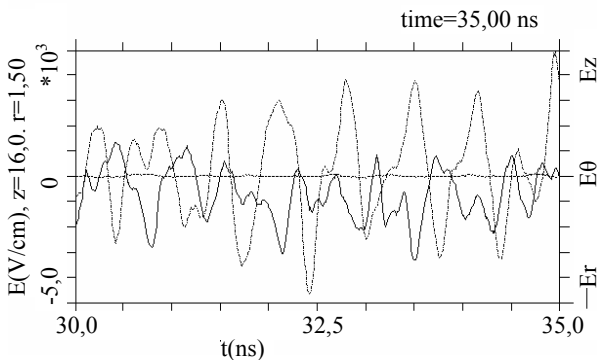


Рис. 7. Зависимость электрического поля от времени

При $U_C < 0$ уменьшается число высокоэнергетических электронов плазмы и увеличивается число электронов с энергией, достаточной для процесса ионизации нейтрального газа, который осуществляется как за счет электронов плазмы, так и за счет электронов пучка. Кроме того, вторичная ионно-электронная эмиссия с поверхности эмиссионного электрода может оказывать существенное влияние на токопрохождение пучка.

Транспортировка пучка без внешнего магнитного поля

Одним из интересных вопросов является возможность транспортировки интенсивного электронного пучка (> 1 кА) в отсутствие магнитного поля B_z . При $B_z = 0$ положение кроссовера z_c на оси z и глубина модуляции пучка в области кроссовера r_c исходя из равенства $n_p = n_b$ имеют вид [8]

$$z_c \cong r_b \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \left[\frac{I}{I_A} \gamma \beta_z \right]^{1/2}, \quad r_c = \left[\frac{1}{\pi r_k n_p} \frac{I}{I_A} \frac{1}{\beta_z} \right]^{1/2},$$

где $I_A = 17$ кА; $\beta_z = v_b / c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $r_k = e^2 / mc^2 = 2,8 \times 10^{-13}$ см – классический радиус. Так, для пучка радиусом 7 см током 1000 А и энергией 15 keV: $z_c \cong 16$ см и $r_c \cong 4$ см. Если $z_c / l > 1$, где l – расстояние от плоскости инжекции пучка до левого края трубы дрейфа, то в плазменном объеме $z_c \times l$ при формировании плазменного канала произойдет сжатие пучка до радиуса 4,5 см. При вытеснении ВК из пространства взаимодействия сформируется неоднородное по радиусу распределение плотности плазмы.

В системах, в которых пучок транспортируется в газе низкого давления, в зависимости от параметров образованной пучково-плазменной системы результирующее пучково-плазменное поле может оказывать существенное влияние на динамику пучков заряженных частиц в канале транспортировки. Параметры пучка на выходе из системы во многом зависят от процесса формирования плазменного канала. Процесс образования канала связан с формированием виртуального катода, благодаря которому происходит интенсивная ионизация нейтрального газа электронами пучка. Так как скорости ухода электронов плазмы из

области ионизации существенно выше скорости ухода ионов, то некомпенсированный положительный заряд ионов вызывает зарядовую нейтрализацию пространственного заряда ВК и соответствующее смещение ВК по направлению движения пролетных электронов.

Время вытеснения ВК или время жизни ВК τ зависит от сорта и давления нейтрального газа, а также от величины надкритичности тока пучка. В литературе [6, 7] приводятся теоретические оценки τ , которые лежат в интервале от нескольких сотен до тысячи наносекунд. Используя данные работы [6], $\tau \sim 700$ ns. Оценка времени переходного процесса накопления медленных электронов и ликвидация потенциальной ямы $\tau = (n_b v_b n_g \sigma_i)^{-1}$ для аргона при давлении газа; $p = 10^{-2}$ Па дает близкое значение $\tau = 700$ ns, n_g – плотность нейтральных частиц газа, σ_i – сечение ионизации нейтральной частицы быстрой заряженной частицей пучка.

При движении виртуального катода вдоль пространства взаимодействия часть ионов может быть захвачена в потенциальную яму ВК. Эффект коллективного ускорения ионов в поле движущегося ВК может обусловить пространственную неоднородность распределения положительного пространственного заряда в трубе дрейфа.

Пространственная неоднородность ионного фона может быть обусловлена также неоднородностью давления нейтрального газа.

Все эти процессы могут оказать существенное влияние на распределение плотности тока пучка в плазменном канале и соответственно на энергетическое распределение пучка на коллекторе (мишени).

В настоящей работе не рассматривались процессы формирования плазменного канала, поэтому исследовалось токопрохождение в заданном неоднородном плазменном канале. На рис. 8 для распределения плотности

$$n_p = \begin{cases} 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}, & r < 4 \text{ cm} \\ 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}, & 4 \text{ cm} \leq r \leq 7 \text{ cm} \end{cases}$$

показан конфигурационный портрет пучка, на рис. 9 – радиальное распределение плотности электронов, которое имеет явно выраженный максимум в центре пучка. При энергии элект-

тронов на входе 60 keV ток составляет на коллекторе 766 А, на стенки трубы дрейфа 155 А, а при энергии 15 keV, соответственно 464 и 364 А.

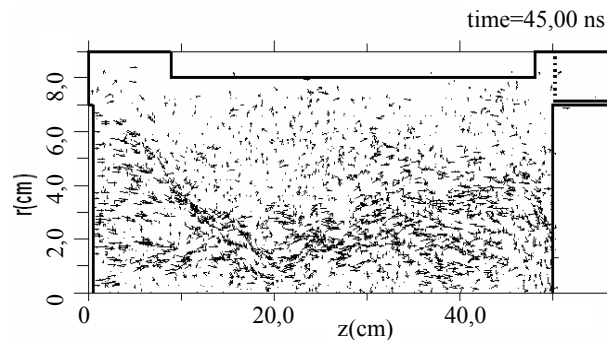


Рис. 8. Конфигурационный портрет пучка

На рис. 10 показан фазовый портрет ионов плазмы. Градиент потенциала определяет ускорение потока ионов по нормали к оси системы.

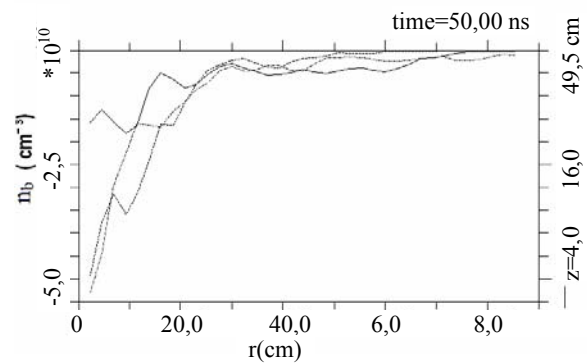


Рис. 9. Распределение плотности электронов пучка по радиусу

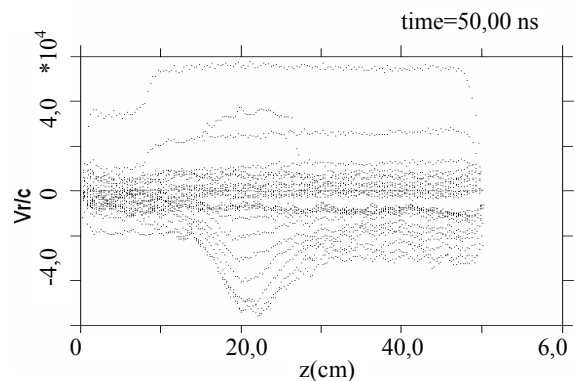


Рис. 10. Фазовый портрет ионов плазмы

При увеличении энергии электронов пучка увеличивается ток на коллекторе. Токопрохождение пучка в пространстве дрейфа зависит от величины и конфигурации плотности плазмы.

Заключение

Проведено численное исследование транспортировки низкоэнергетического электронного пучка по трубе дрейфа в зависимости от плотности плазмы и внешнего магнитного поля.

В слабом магнитном поле транспортировка электронного пучка существенно зависит от плотности плазмы. Энергетические потери при токопрохождении пучка в трубе дрейфа при $n_p \leq n_b$ связаны в основном с потерями тока на стенках трубы дрейфа, а при $n_p > n_b$ потери обусловлены ограничением тока пространственным зарядом при формировании ВК, а также потерями в начале трубы дрейфа.

При отрицательном напряжении коллектора токопрохождение электронного пучка в плазменном канале в сильном магнитном поле сопровождается уменьшением «сверхтеплого хвоста» функции распределения энергии электронов плазмы и обострением функции распределения по энергии электронов пучка на коллекторе.

Транспортировка интенсивного электронного пучка без внешнего магнитного поля возможна при формировании неоднородного плазменного канала. Геометрия системы и градиент давления рабочего газа определяют неоднородность плазменного канала, в котором происходит обострение функции распределения плотности пучка по его сечению.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-08-00251-а.

Литература

1. Коваль Н. Н., Щанин П. М., Девятков В. Н. и др. // ПТЭ. 2005. № 1. С. 135.
2. Григорьев С. В., Девятков В. Н., Коваль Н. Н., Тересов А. Д. // Письма ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 23–31.
3. Astrelin V. T., Burdakov A. V., Grigoriev S. V., Kandaurov I. V., Koval N. N., Teresov A. D. // Proc. 16th Symp. on High Current Electronics. Tomsk: Publishing House of the IAO SB RAS, 2010. P. 15–18.
4. Тараканов В. П., Шустин У. Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 2. С. 151–158.
5. Григорьев В. П., Вагин Е. С., Офицеров В. В. // Изв. ТПУ. 2011. Т. 310. № 2. С. 81–88.
6. Филатов Р. А., Храмов А. Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 429–443.
7. Барабанов В. Н., Дубинов А. У., Лойко М. В., Сайков С. К., Селемир В. Д., Тараканов В. П. // Физика плазмы. 2011. Т. 38. № 2. С. 189–199.
8. Григорьев В. П., Коваль Т. В., Кухта В. Р., Рахарджо П., Уемура К. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 1. С. 104–108.
9. Незлин М. В. Динамика пучков заряженных частиц. М.: Энергоиздат, 1982. 262 с.