

УДК 537.333

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДОВОЙ И ТОКОВОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ

В.П. Григорьев, Е.С. Вагин, В.В. Офицеров

Томский политехнический университет

E-mail: grig@am.tpu.ru

Рассмотрена задача моделирования процесса транспортировки электронного пучка в камере, заполненной плазмой низкого давления с учетом токовой и зарядовой нейтрализации пучка. Приведено описание численной модели, разработанной в среде MatLab. Приведены результаты моделирования.

Ключевые слова:

Физика плазмы, электронный пучок, уравнение Пуассона, метод макрочастиц, транспортировка пучка электронов, зарядовая нейтрализация, токовая нейтрализация.

Key words:

Plasma physics, electron beam, Poisson's equation, particle-in-cell simulation method, electron beam transportation, charge neutralization, current neutralization.

Низкоэнергетические сильноточные электронные пучки (с токами в десятки кА и энергиями электронов в десятки кэВ) привлекают внимание своей способностью, переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния и эффективно передавать ее объекту воздействия [1–3]. Поэтому большой интерес представляет использование электронных пучков с такими параметрами в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов. При низких энергиях и высоких плотностях токов транспортировка сильноточных электронных пучков (СЭП) к мишени представляет значительные трудности из-за необходимости обеспечения практически полной зарядовой нейтрализации, а также достаточной высокой токовой нейтрализации.

Введение

Высокая степень зарядовой нейтрализации с одной стороны уменьшает поперечные силы пространственного заряда пучка, а с другой, позволяет избежать ограничение предельного тока, вызванного образованием виртуального катода, практически полностью запирающего пучок на входе в пространство дрейфа. Для этого транспортировку низкоэнергетических СЭП осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления ($10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па). Что касается токовой нейтрализации, то это необходимо для подавления самопинчевания электронного пучка в собственном магнитном поле. Чтобы обеспечить указанные условия транспортировка пучка происходит в присутствии внешнего продольного магнитного поля. Кроме того, внешнее магнитное поле позволяет удерживать пучок от рассеивания при низкой зарядовой нейтрализации в переходных режимах.

Формирование пучка с заданными параметрами, а также его транспортировка без существенных потерь, представляет сложную задачу. Создание

оптимальных условий для переноса энергии пучка к мишени и осуществления управления его параметрами требует самосогласованного изучения вопросов нейтрализации заряда и тока электронного пучка при его транспортировке в плазме и внешнем магнитном поле.

В предыдущих работах авторов [4, 5] была представлена модель нейтрализации заряда пучка при его инжекции в плазму. В данной работе, кроме зарядовой нейтрализации, учитывается и токовая нейтрализация пучка, обусловленная ускорением электронов плазмы, индуцированное полем на фронте пучка. Представлены результаты исследования зарядовой и токовой нейтрализации при инжекции низкоэнергетических СЭП в предварительно созданную плазму во внешнем магнитном поле.

Основные уравнения физической модели

При транспортировке интенсивного пучка электронов происходит взаимодействие пучка с плазмой. Инжекция пучка приводит к образованию потенциала в области пучка, что заставляет электроны плазмы покидать область инжекции. При этом ионы плазмы из-за высокой относительной массы (обычно это однозарядные ионы аргона) остаются в области и обеспечивают зарядовую нейтрализацию транспортируемого пучка, в результате чего на основную часть импульса действует только фокусирующие силы со стороны собственного и внешнего магнитных полей. За счет нейтрализации пространственного заряда уменьшается провисание потенциала, появляется возможность избежать образования виртуального катода и запирающие пучка. Это позволяет транспортировать самофокусированные пучки с токами выше, чем те, которые возможно достичь при транспортировке пучка в вакуумных каналах. Если при нарастании тока пучка индуцируемая им вихревая ЭДС достаточно высока, то это ведет к возбужде-

нию тока в плазме, направленного противоположно току пучка на переднем фронте пучка. В зависимости от проводимости плазмы вихревое электрическое поле может приводить к эффективной токовой нейтрализации и, следовательно, к компенсации собственного магнитного поля в системе.

Математическая модель самосогласованной динамики пучка в поле пространственного заряда пучка и магнитных полей при его транспортировке в пространстве дрейфа (рис. 1), заполненного плазмой с однородной плотностью n_0 , разработана на основе описания электронов пучка и плазмы макрочастицами [6]. Здесь L и R – длина и радиус трубы дрейфа; R_b – радиус пучка; J_z – плотности тока в пространстве дрейфа; B_z^* – внешнее магнитное поле; V_z – скорость электронов пучка; r, z, θ – компоненты цилиндрической системы координат. Модель построена для области, совпадающей с областью камеры, и имеет размерность 2,5 (трехмерная по динамике, двумерная по полям).

При построении модели предполагалась аксиальная симметрия процессов $\partial/\partial\theta=0$, преобладание продольного тока пучка $J_z \gg J_r, J_\theta$ и неподвижность ионов (концентрация ионов плазмы считается однородной и постоянной $n_i=n_0$).

Динамика электронов пучка и плазмы описывается системой релятивистских уравнений в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \frac{d(\gamma_\alpha \dot{z})}{dt} = -\frac{e}{m_0} (\dot{r} B_\theta + E_z) \\ \frac{d(\gamma_\alpha \dot{r})}{dt} = -\frac{e}{m_0} (r \dot{\theta} B_z^* - \dot{z} B_\theta + E_r) + \gamma_\alpha r \dot{\theta}^2, \\ \frac{1}{r} \frac{d(\gamma_\alpha r^2 \dot{\theta})}{dt} = \frac{e}{m_0} (\dot{r} B_z^*) \end{cases} \quad (1)$$

где m_0 – масса покоя электрона; e – элементарный заряд; E_z, E_r, B_θ – компоненты собственного элект-

ромагнитного поля пучка; $B_z^* = \text{const}$ – компонента внешнего магнитного поля; γ_α – релятивистский фактор частиц α ; α – электроны пучка и плазмы.

Собственное поле пучка описывается уравнениями Пуассона для скалярного потенциала Φ и продольной компоненты векторного потенциала A_z :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -\mu_0 J_z, \quad (3)$$

где ϵ_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные; ρ, J_z – плотности заряда и тока в пространстве дрейфа, зависящие от уровня полей.

Плотности заряда и тока пучка в уравнениях (2), (3) связаны уравнением непрерывности:

$$\text{div} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (4)$$

Суммарная плотность заряда в уравнении (2) описывается соотношением:

$$\rho = \rho_b + (\rho_i + \rho_e), \quad (5)$$

где ρ_b, ρ_e – плотности заряда электронов пучка и плазмы. Плотность ионов плазмы с большой степенью точности можно считать постоянной. Это связано с тем, что при достаточно высокой степени ионизации газа в области давлений $10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па ионизация газа электронами пучка практически поддерживает плотность плазмы на постоянном уровне, компенсируя рекомбинацию, поэтому определим плотность заряда ионов плазмы как $\rho_i = n_0 e$.

Начальное условие для плотности заряда электронов пучка задано как $\rho_b|_{t=0}=0$, что соответствует отсутствию пучка в трубе дрейфа.

Плотность тока J_z рассчитывается как сумма плотностей тока электронов пучка j_{bz} и плазмы j_{pz} , определяемые соотношениями:

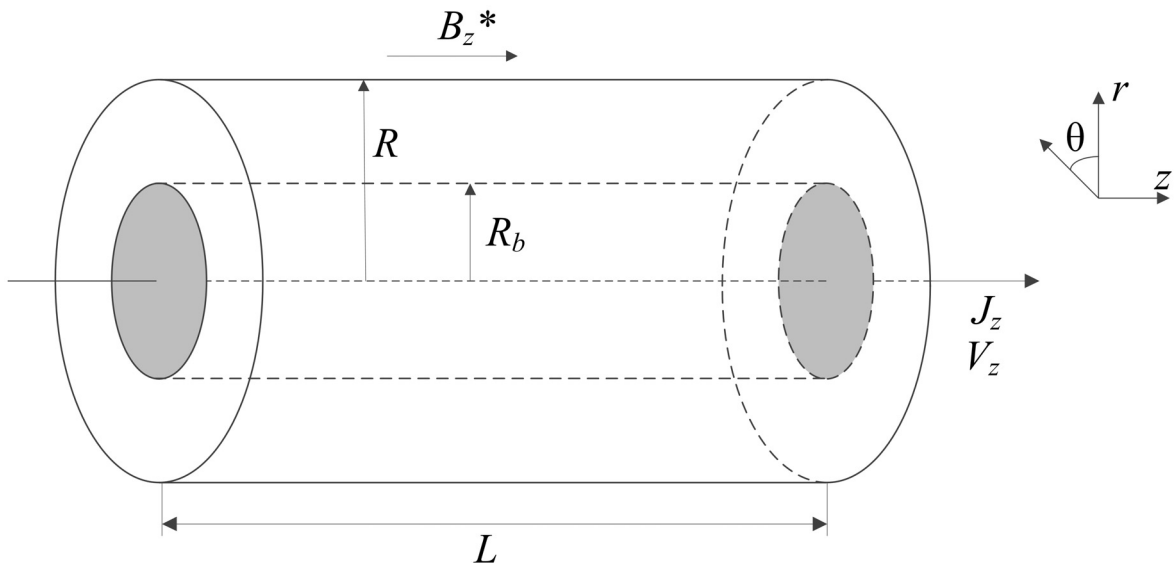


Рис. 1. Труба дрейфа частиц пучка

$$J_z = j_{bz} + j_{pz}, \quad (6)$$

$$j_{bz} = \rho_b \dot{z}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{v_{ef}} \frac{\partial j_{pz}}{\partial t} = -j_{pz} + \sigma E_z, \quad (8)$$

где v_{ef} – эффективная частота упругих столкновений электронов плазмы с нейтральными атомами и ионами; σ – проводимость плазмы:

$$\sigma = \frac{n_e c^2}{m_e v_{ef}},$$

$$v_{ef} = v_{ei} + v_{ea},$$

$$v_{ei} = 0,286 \cdot 10^{-4} \frac{n_i}{T_e^{3/2}} \left(\frac{L}{10} \right),$$

$$L = 23,4 - 1,15 \cdot \lg n_i + 3,45 \cdot \lg T_e,$$

$$v_{ea} = 4,08 \cdot 10^{-8} n_a T_e,$$

где v_{ea} и v_{ei} – частоты упругих столкновений электронов плазмы с нейтральными атомами и ионами; c – скорость света; n_a , n_i и n_e – концентрация нейтральных атомов, ионов и электронов плазмы; T_e – температура электронов.

Граничные условия для потенциалов задаются исходя из условий идеальной проводимости поверхности стенок трубы ($r=R$) и условия непрерывности потенциалов на оси трубы ($r=0$) и на торцах трубы ($z=0$ и $z=L$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_z}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \Phi \Big|_{r=R} = A_z \Big|_{r=R} = 0, \\ \Phi \Big|_{z=0} = \Phi \Big|_{z=L} = 0, \quad \frac{\partial A_z}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial A_z}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Компоненты полей пучка вычисляются по формулам дифференцирования потенциалов:

$$E_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial t}, \quad E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad B_\theta = -\frac{\partial A_z}{\partial r}. \quad (10)$$

Численные расчеты и анализ результатов

Моделирование самосогласованной динамики пучка проводится путем численного решения системы уравнений (1)–(10). Уравнения движения (1) интегрируются методом Рунге–Кутты второго порядка точности. По распределению макрочастиц в расчетной области вычисляются сеточные плотности заряда и тока по формулам (4)–(8). Далее итерационным методом решаются уравнения Пу-

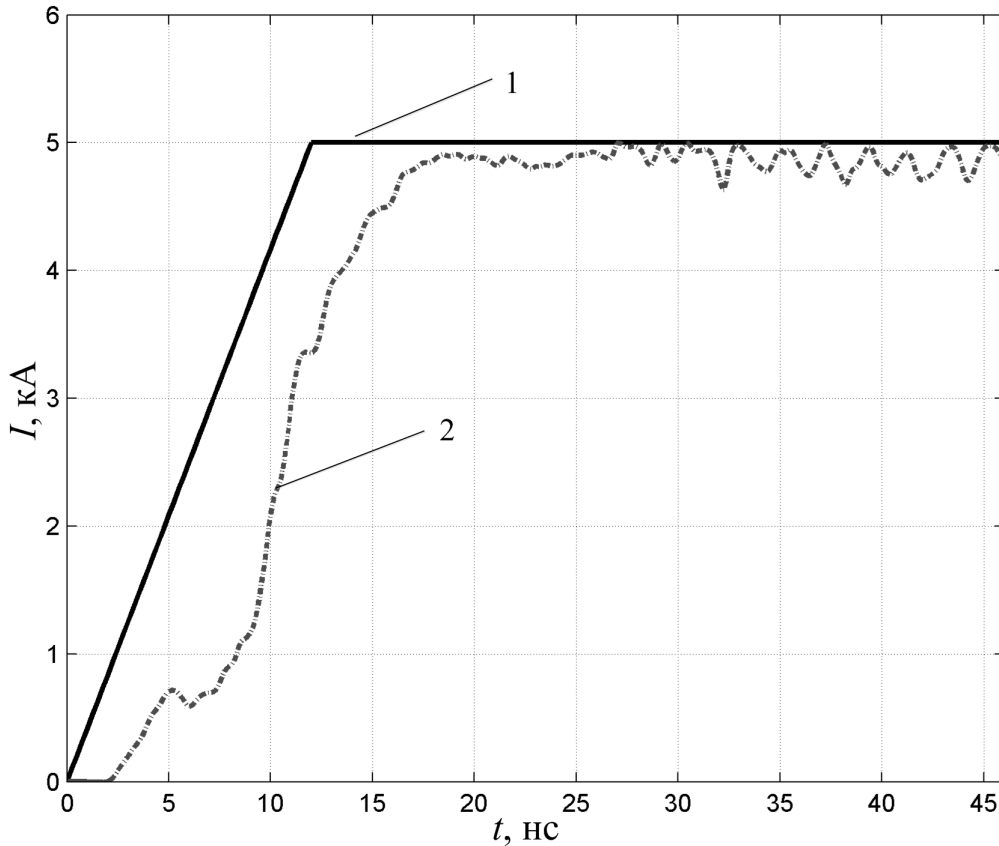


Рис. 2. Импульс тока на входе (1) и транспортируемый ток пучка (2)

ассона (2), (3), (9) для потенциалов, и по формулам численного дифференцирования вычисляются компоненты собственных полей (10). Алгоритм решения реализован в среде MatLab.

При моделировании параметры пучка и плазмы выбирались подобными экспериментальным по транспортировке сильноточных пучков в плазмоннаполненных трактах транспортировки [2–3]: энергия электронов пучка $W_0=10\ldots 40$ кэВ, ток пучка $I_0=1\ldots 10$ кА, температура плазмы 2 эВ, давление газа $p=10^{-1}$ Па, степень ионизации газа 10 %, плотность плазмы $n_0=10^{10}\ldots 10^{12}$ см $^{-3}$, индукция магнитного поля $B_z^*=0,1\ldots 10$ кГс. Исследования проводились для камеры с параметрами: $L=20$ см, $R=5$ см; радиус пучка: $R_p=2,5$ см.

Инжектируемый ток пучка изменяется во времени по закону:

$$I(t)=\begin{cases} I_0(t/\tau_\phi) & \text{при } 0 < t < \tau_\phi, \\ I_0 & \text{при } t > \tau_\phi. \end{cases}$$

Здесь τ_ϕ , I_0 – длительность фронта импульса тока и его амплитуда.

На рис. 2–9 приведены результаты численного эксперимента при $I_0=5$ кА, $n_0=2\cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $B_z^*=3$ кГс, $\tau_\phi=12$ нс.

По общей картине эволюции пучка видно, как в процессе транспортировки пучок проходит переходный режим, выходя в стационарное состояние транспортировки за время $\sim 10\ldots 15$ нс (рис. 2).

Переходный режим транспортировки соответствует периоду времени, когда электроны плазмы (рис. 3, а, 4, а) постепенно (за время $\sim 10\ldots 15$ нс) покидают область дрейфа пучка в направлении торцов трубы, выталкиваемые образовавшимся электрическим потенциалом. Электроны плазмы покидают область в сторону входа и выхода в среднем, примерно, в равном соотношении (рис. 5, б). Различие в выходе выражено небольшой задержкой (~ 3 нс), вызванной более близким расположением плоскости инъекции к входу и временем, необходимым для наработки потенциала. Покидающие область электроны плазмы увеличивают роль ионов в компенсации заряда пучка (рис. 7, а, б).

Однородность профиля пучка по радиусу (рис. 3, б и 4, б) обеспечивается внешним магнитным полем, удерживающим пучок от распыливания по радиусу.

В переходном режиме в области пучка происходят колебания плотности заряда пучка, что приводит к образованию локальных периодических виртуальных катодов, которые разбивают пучок на отдельные сгустки (рис. 3, б). При этом потери пучка составляют до 25 % (рис. 5, а).

Степень и однородность зарядовой нейтрализации возрастает с течением времени по мере выхода на стационарный режим (рис. 7, б), что соответствует более полному выходу электронов плазмы из области транспортировки (рис 4, а). Локальные

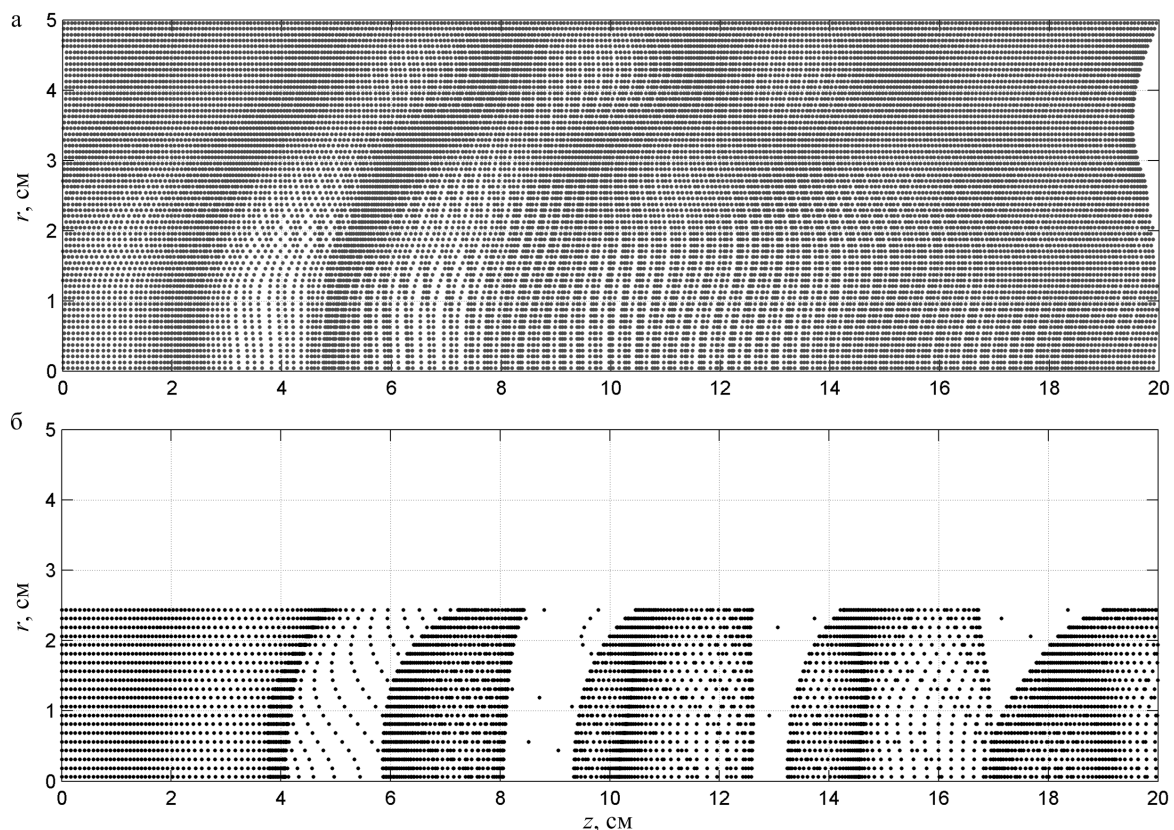


Рис. 3. Конфигурационные портреты электронов плазмы (а) и пучка (б) в плоскости $\{r, z\}$ в момент времени 3 нс

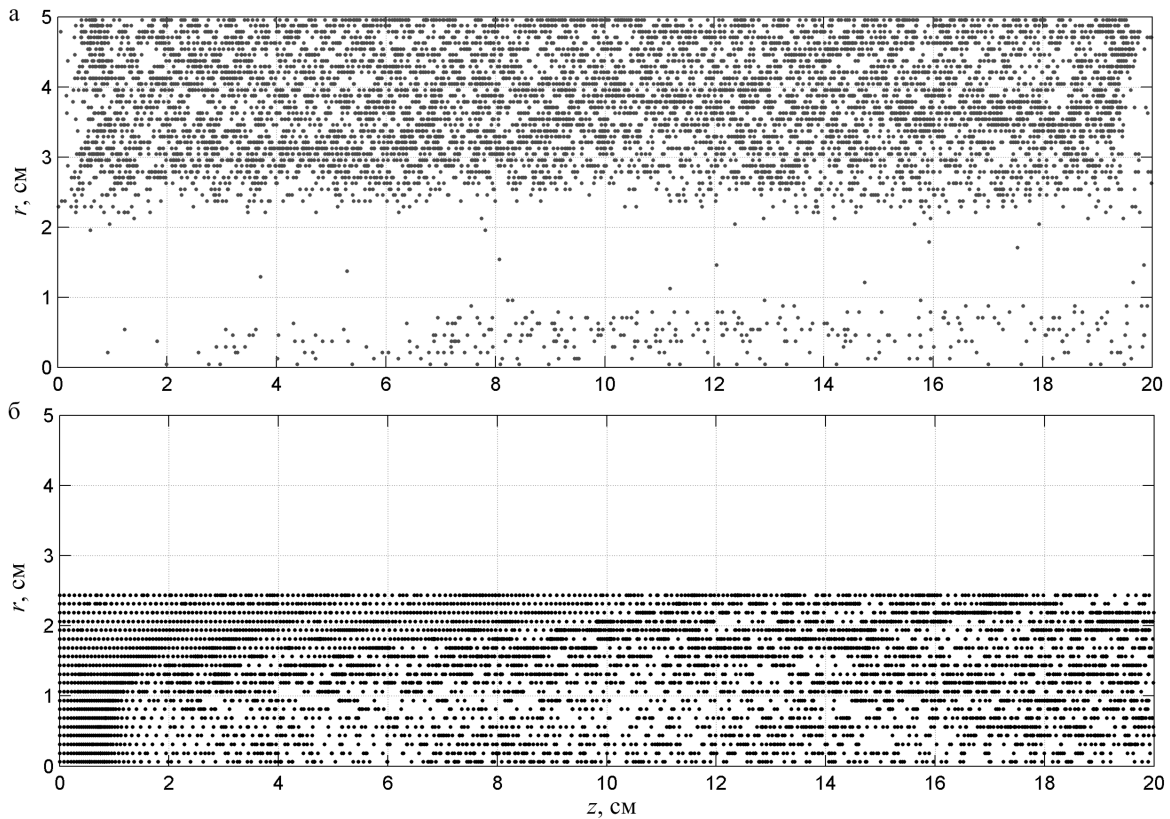


Рис. 4. Конфигурационные портреты электронов плазмы (а) и пучка (б) в плоскости $\{r, z\}$ в момент времени 14 нс

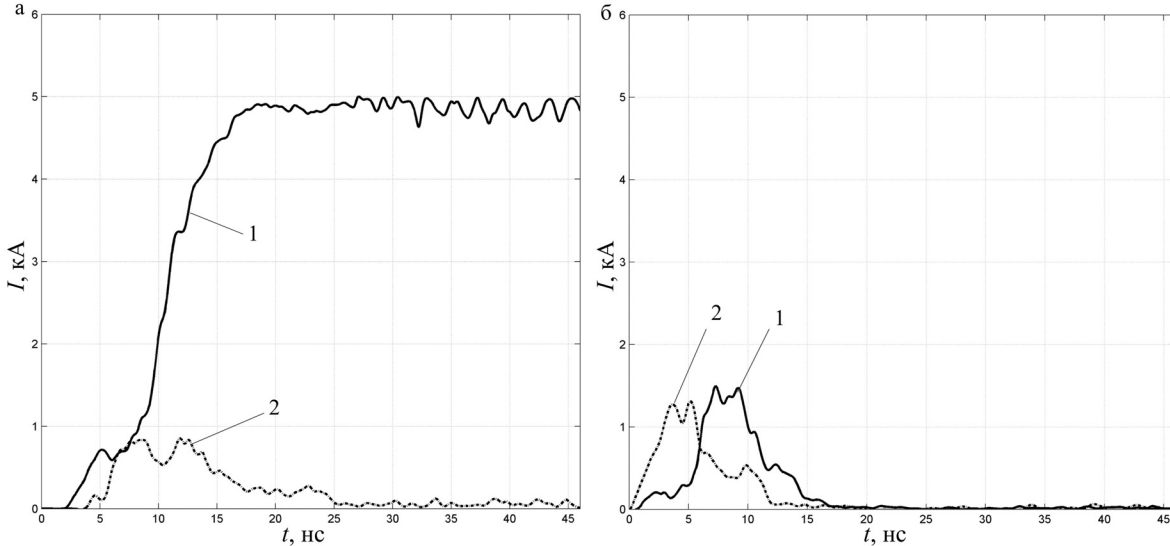


Рис. 5. Зависимость тока пучка (а) и плазмы (б) от времени на торцах трубы на входе (2) и выходе (1)

возмущения плотности заряда согласуются с неоднородностями пучка и плазмы.

Образование вихревого электрического поля в переходном режиме $E_z = (\partial A / \partial t)$ (рис. 9, а, б, кривая 2) приводит к частичной токовой нейтрализации и, следовательно, к компенсации собственного магнитного поля в системе. Однако, из-за конечной проводимости плазмы, индукционные токи со временем затухают (рис. 8, б, кривая 2).

Заключение

Определена роль переходного процесса в формировании стационарного режима транспортировки сильнооточного электронного пучка в плазме низкого давления, от которого зависит время выхода тока на стационарный режим, развитие неустойчивостей и транспортируемый ток пучка.

Показано, что в переходном режиме в результате возмущений полей формируются локальные

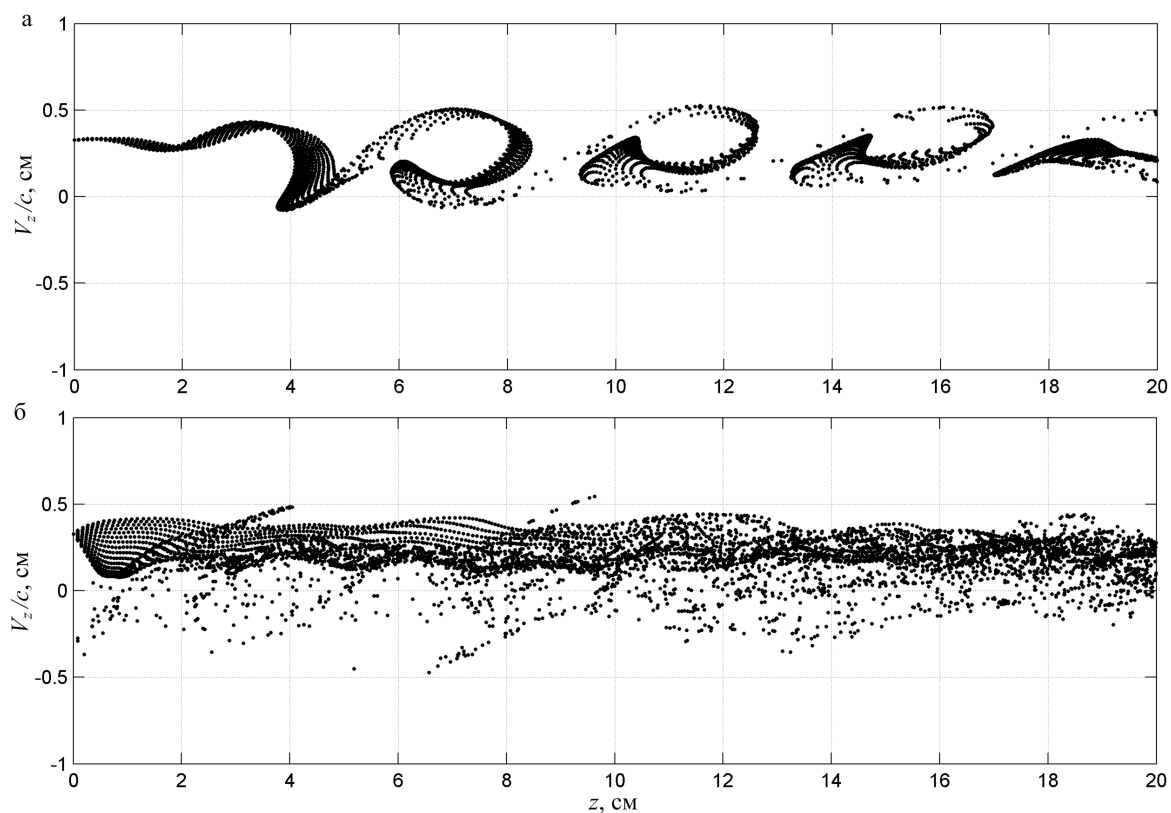


Рис. 6. Фазовый портрет пучка в моменты времени 3 нс (а) и 14 нс (б)

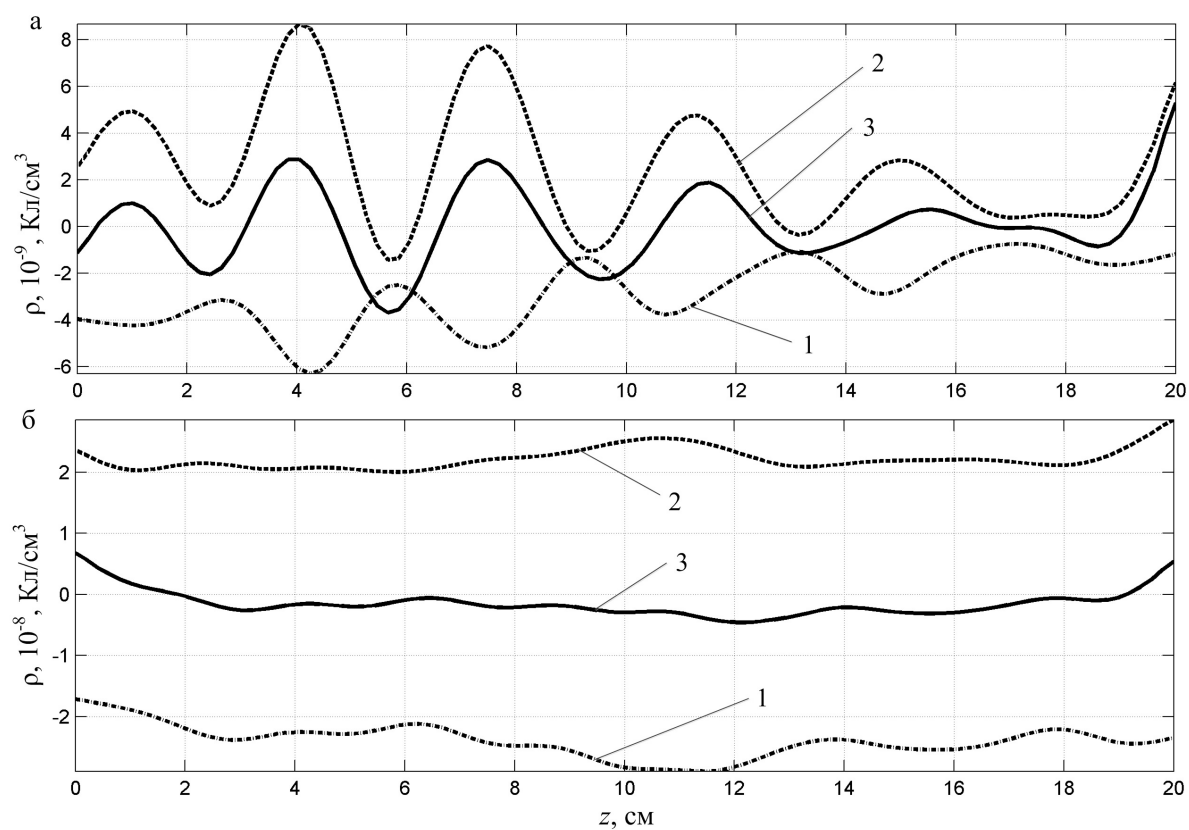


Рис. 7. Плотность заряда пучка (1), плазмы (2) и результирующая сумма (3) в моменты времени 3 нс (а) и 14 нс (б)

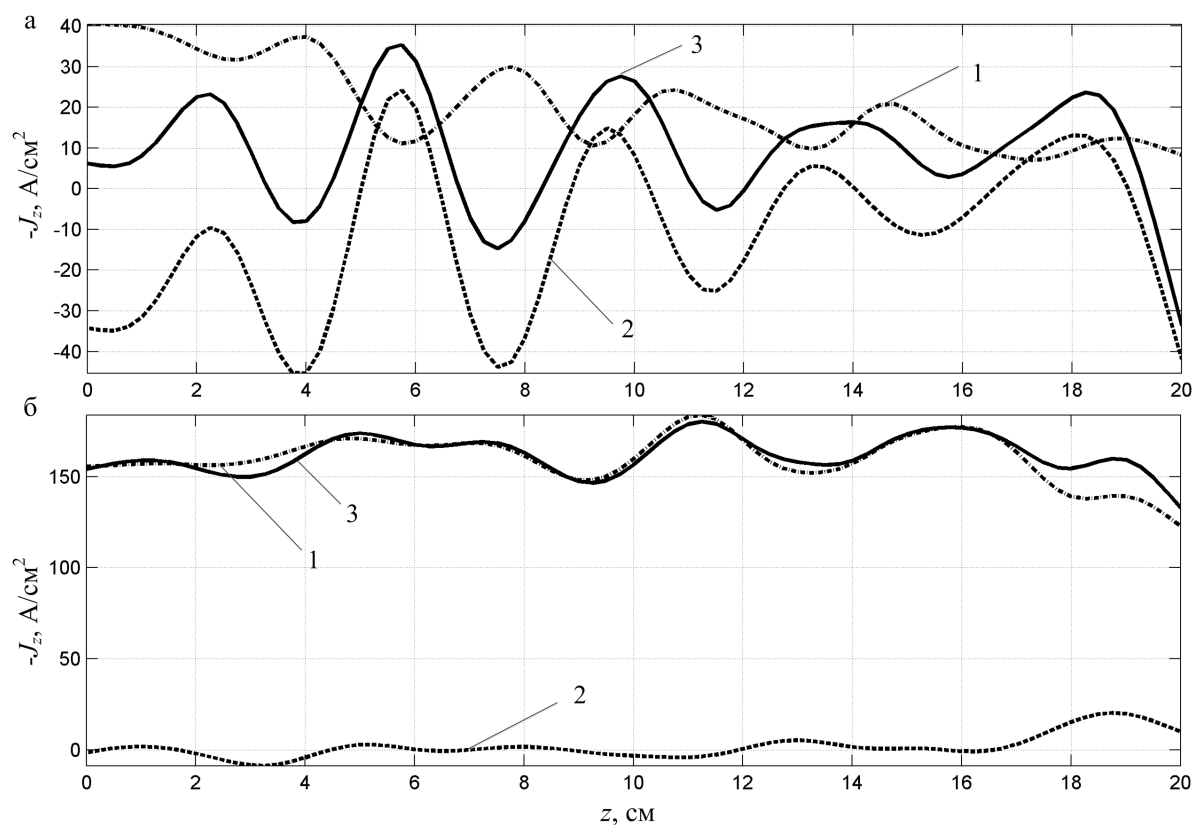


Рис. 8. Плотность тока пучка (1), индукционного тока (2) и результирующая сумма (3) в моменты времени 3 нс (а) и 14 нс (б)

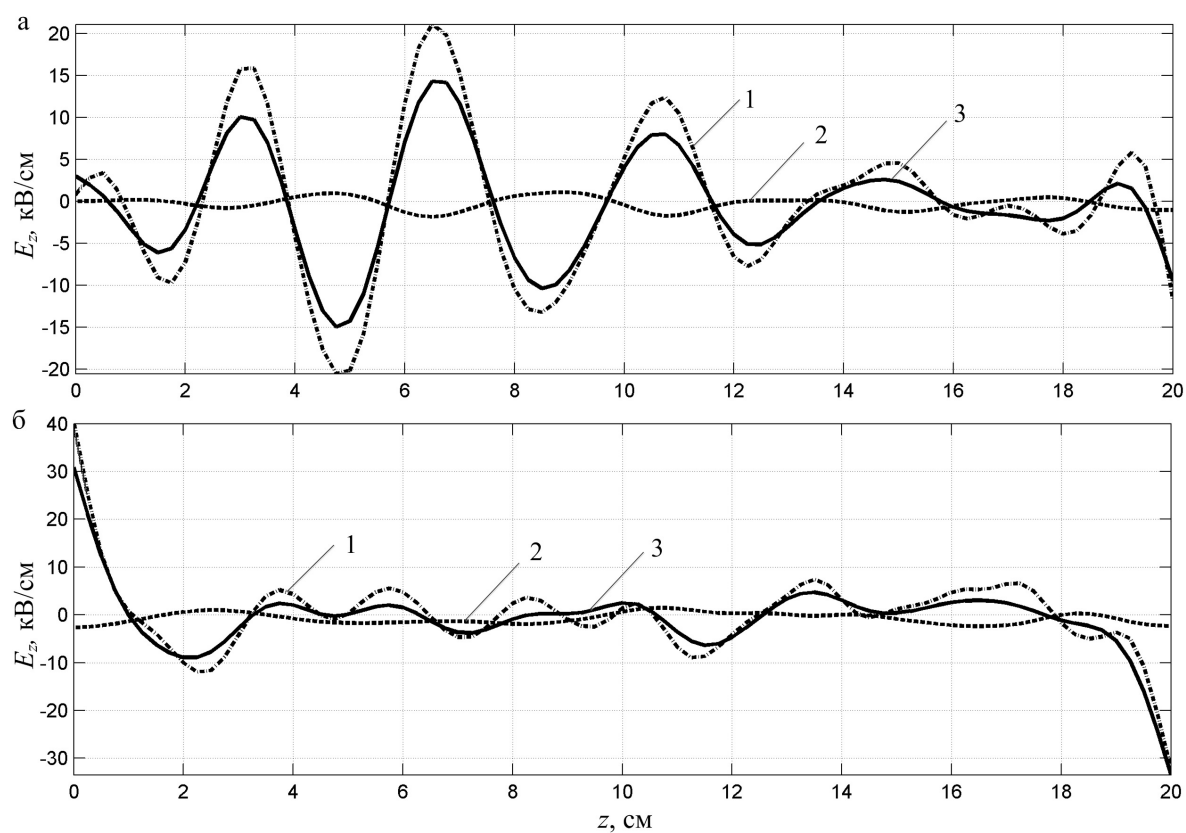


Рис. 9. Значения компонент электрического поля вдоль оси z для $-(\partial\Phi/\partial z)$ (1), $-(\partial A_z/\partial t)$ (2) и результирующая сумма E_z (3) в моменты времени 3 нс (а) и 14 нс (б)

виртуальные катоды, это приводит к торможению электронов пучка и частичному отражению электронов в сторону плоскости инжекции.

Доказано, что определяющими для переходного режима являются зарядовая нейтрализация пучка. Минимизацию потерь транспортируемого тока можно обеспечить за счет подбора параметров пучка и плазмы, влияющих на зарядовую нейтрализа-

цию: тока пучка, плотности плазмы, длительность фронта тока пучка.

Учет токовой нейтрализации позволяет обеспечить в переходном периоде более устойчивое состояние пучка, за счет компенсации собственного магнитного поля. Это позволяет сократить время выхода пучка на стационарный режим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Кухта В.Р., Рахарджо П., Умура К. Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого давления // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78. – № 1. – С. 104–108.
2. Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазменно-наполненной диоде // Физика плазмы. – 1991. – Т. 17. – № 12. – С. 1425–1431.
3. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низковольтных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Известия вузов. Физика. – 1994. – Т. 37. – № 3. – С. 100–114.
4. Григорьев В.П., Вагин Е.С., Офицеров В.В. Модель макрочастиц зарядовой нейтрализации электронного пучка при инжекции в плазму низкого давления // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 316. – № 2. – С. 85–89.
5. Григорьев В.П., Вагин Е.С., Офицеров В.В. Моделирование зарядовой нейтрализации электронного пучка при инжекции в плазму низкого давления // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 11/2. – С. 91–95.
6. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

Поступила 28.12.2010 г.

УДК 681.31:533.95

МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ В АРГОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В.П. Григорьев, И.Л. Звигинцев

Томский политехнический университет
E-mail: 8b20@sibmail.com

Представлена модель образования плазменного канала при транспортировке низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в аргоне низкого давления. Рассмотрены процессы ионизации в условиях полной и неполной зарядовой нейтрализации пучка при наложении сильного внешнего магнитного поля. Рассчитаны времена полной зарядовой нейтрализации пучка. Определена зависимость плазменного тока от времени на переднем и заднем фронтах импульса тока инжектируемого пучка.

Ключевые слова:

Пучок, плазма, плазменный канал, аргон.

Key words:

Beam, plasma, plasma channel, argon.

Введение

Одним из основных применений низкоэнергетических сильноточных электронных пучков является модификация поверхностных слоев материалов. Привлекательность таких пучков заключается в их способности переносить энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния и эффективно передавать ее объекту воздействия. Трудности, возникающие при транспортировке пучка, связаны с образованием виртуального катода при неполной нейтрализации пучка, который запирает пучок на входе в пространство дрейфа. При полной же зарядовой нейтрализации опасность по-

тери тока вызывает самопинчевание пучка в собственном магнитном поле. Поэтому при транспортировке стараются добиться полной зарядовой нейтрализации пучка, а эффект самопинчевания ослабить за счет внешнего магнитного поля [1].

Существующие модели транспортировки электронных пучков в газе и плазме нельзя применить, так как они ориентированы либо на сравнительно высокие плотности плазмы, давления газа $p > 13,3$ Па и короткие импульсы тока, либо на низкие давления и низкие токи электронного пучка (до 10 А) [2, 3]. Кроме того, особенностью технологических систем является использование электронных