

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫСОКОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ТРУБЕ ДРЕЙФА ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ И НАПРЯЖЕННОСТИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Е.С. Вагин, В.П. Григорьев

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

[VaginEvS@yandex.ru](mailto:VaginEvS@yandex.ru)

Уникальные возможности сильноточных электронных пучков (СЭП) по транспортировке энергий высокой плотности на достаточно большие расстояния без существенных потерь вызывает повышенный интерес к их прикладному использованию в технологических процессах связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов.

Эффективная транспортировка пучков с высокими плотностями тока (десятки кА) и низкими энергиями (десятки кэВ) электронов возможна только при обеспечении практически полной зарядовой нейтрализации [1] и достаточно высокой токовой нейтрализации. Чтобы обеспечить указанные условия транспортировку низкоэнергетических СЭП осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления ( $10^{-1} \dots 10^{-2}$  Па), кроме того для подавления эффекта самопинчевания пучка транспортировка происходит в присутствии внешнего продольного магнитного поля.

Таким образом, транспортировка низкоэнергетического СЭП без существенных потерь, представляет сложную задачу.

Математическая модель самосогласованной динамики пучка в поле пространственного заряда и магнитных полях при его транспортировке в пространстве дрейфа, заполненного плазмой с однородной плотностью  $n_0$ , разработана на основе описания электронов пучка и плазмы макрочастицами [2]. Модель построена для области, совпадающей с областью цилиндрической камеры, и имеет размерность 2,5 (трехмерная по динамике, двумерная по полям) [3]. Примем  $L$  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;  $r, z, \theta$  – компоненты цилиндрической системы координат.

При построении модели предполагалась:

- аксиальная симметрия процессов  $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ ;
- преобладание продольного тока пучка  $J_z \gg J_r, J_\theta$ ;
- 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:

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

где  $m_0$  – масса покоя электрона;  $e$  – элементарный заряд;  $E_z, E_r, B_\theta$  – компоненты собственного электромагнитного поля пучка;  $B_z^* = \text{const}$  – компонента внешнего магнитного поля;  $\gamma_\alpha$  – релятивистский фактор частиц  $\alpha$ ;  $\alpha$  – электроны пучка и плазмы;  $v_{ef}$  – эффективная частота столкновений.

Собственное поле пучка описывается уравнениями Пуассона для скалярного потенциала  $\Phi$  и продольной компоненты векторного потенциала  $A_z$ .

Плотности заряда и тока пучка связаны уравнением непрерывности. Суммарная плотность заряда описывается соотношением:

$$\rho = \rho_b + (\rho_i + \rho_e), \quad (2)$$

где  $\rho_b, \rho_e$  – плотности заряда электронов пучка и плазмы. Плотность ионов плазмы с большой степенью точности можно считать постоянной. Это связано с тем, что ионизация газа электронами пучка может поддерживать плотность плазмы приблизительно на постоянном уровне, компенсируя рекомбинацию. Это возможно при достаточно высокой степени ионизации газа в области давлений  $10^{-1} \dots 10^{-2}$  Па. 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:

$$J_z = j_{bz} + j_{pz}, \quad (3)$$

$$j_{bz} = \rho_b v_z, \quad j_{pz} = \rho_e v_{pz}, \quad (4)$$

где  $v_z$  и  $v_{pz}$  – скорость электронов пучка и плазмы.

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  $z=L$ ).

Компоненты полей пучка вычисляются по формулам дифференцирования потенциалов.

При решении модельной задачи параметры пучка и плазмы выбирались подобными экспериментальным [3]. Инжектируемый ток пучка на фронте ( $\tau_{\phi}$ ) изменяется по линейному закону, за фронтом – задан в виде постоянного тока ( $I_0$ ).

В качестве исследуемых параметров от которых зависит эффективность транспортировки были выбраны плотность плазмы заполняющей трубу дрейфа, напряженности внешнего магнитного поля и время переднего фронта импульса тока пучка. Критерием эффективности транспортировки принималось отношение получаемого тока на выходе из трубы дрейфа к току импульса на входе.

Зависимость эффективности транспортировки от плотности плазмы, при фиксированных значениях внешнего магнитного поля ( $B_z^* = 1$  кГс) и переднего фронта импульса представлена на рисунке 1. Анализ полученных результатов показывает, что высокая эффективность транспортировки пучка достигается при плотности плазмы равной или большей плотности пучка, оценённой по формуле:

$$n_{b0} = \frac{I_b}{I_A} \frac{1}{S_b r_e \beta_{z0}}, \quad (5)$$

где  $I_b$  – ток пучка,  $I_A$  – ток Альфена,  $S_b$  – площадь сечения пучка,  $r_e$  – классический радиус электрона,  $\beta_{z0}$  – скорость электронов пучка при начальной энергии электронов  $W_0$ . Для приведенных параметров пучка, плотность составила  $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Недостаточная эффективность транспортировки при меньшей плотности плазмы объясняется недостаточной зарядовой нейтрализации пучка, что приводит к образованию виртуального катода на входе трубы дрейфа. Образование виртуального катода происходит в момент, когда ток импульса, соответствующий плотности пучка, превысит плотности плазмы в трубе дрейфа.

Рисунок 2 отражает зависимость эффективности транспортировки пучка от величины напряжённости внешнего магнитного поля, при фиксированных значениях плотности плазмы (кривая 1 -  $n_0 = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , кривая 2 -  $n_0 = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) и фронта импульса ( $\tau_{\phi} = 300$  нс). Достаточно высокая эффективность транспортировки достигается при значениях напряженности магнитного поля больших или равных напряженности собственного магнитного поля пучка, которую можно оценить формуле:

$$B_b = \frac{1}{4\pi} \frac{2I_b}{cr_b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, \quad (6)$$

где  $r_b$  – радиус пучка. Величина собственного магнитного поля для исходных параметров пучка составила 0.06 Тл. Меньшее значение

напряженности внешнего магнитного поле приводит к недостаточному ослаблению собственного магнитного поля и как следствие самопинчеванию пучка.

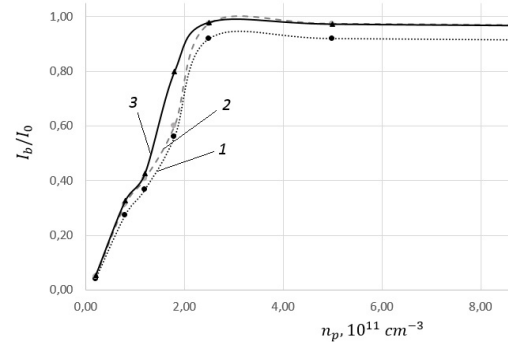


Рис. 1. Зависимость  $I_b/I_0$  от плотности плазмы при  $I_0=15$  кА,  $\tau_{\phi}=300$  нс,  $E_0=20$  кЭв,  $B_z = 1.0$  кГс (1), 1.5 кГс (2), 3.0 кГс (3).

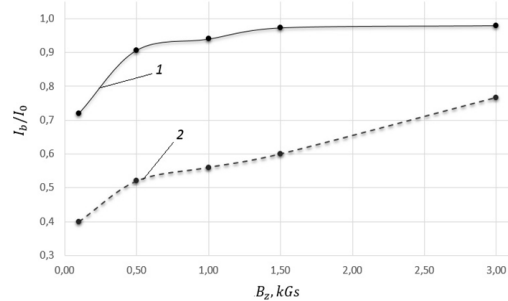


Рис. 2. Зависимость  $I_b/I_0$  величины внешнего магнитного поля при  $I_0=15$  кА,  $\tau_{\phi}=300$  нс,  $E_0=20$  кЭв,  $n_p = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (1),  $1.8 \cdot 10^{11}$  (2).

## Выводы

Недостаточная величина магнитного поля ведет к некоторому сжатию пучка и увеличению плотности заряда. При этом в условиях недостаточно высокой плотности плазмы, это приводит к образованию виртуального катода и имеет место отражение части электронов, в первую очередь на оси пучка.

## Литература

1. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Кухта В.Р., Рахарджо П., Уемура К. Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого давления - Журнал технической физики, 2008, Т. 78, № 1, С. 104–108.
2. 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.
3. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетичных сильнотоковых электронных пучков в пушке с плазменным анодом - Известия вузов. Физика, 1994, Т. 37, № 3, С. 100–114.