2. Domnich V., Reynaud S., Haber R.A., Chhowalla M. Boron Carbide: Structure, Properties, and Stability under Stress // J. Am. Ceram. Soc. – 2011. – Vol. 94. – №. 11. – P. 3605-3628.

3. Андриевский Р.А. Микро- и наноразмерный карбид бора: синтез, структура и свойства // Успехи химии. – 2012. – Т. 81. – № 6. – С. 549-559.

4. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов / Под ред. В.Е. Панина.- Новосибирск: Наука, 1995.-Т.1. – 298 с.

5. Наноинженерия поверхности. Формирование неравновесных состояний в поверхностных слоях материалов методами электронно-ионно-плазменных технологий / Отв. ред. Н.З. Ляхов, С.Г. Псахье; Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Институт физики прочности и материаловедения. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2008. – 276 с.

6. Модификация структуры и свойств эвтектического силумина электронно-ионно-плазменной обработкой / А.П. Ласковнев [и др.]; под ред. А.П. Ласковнева, Минск, «Беларус. навука», 2013. – 287 с.

7. Rotshtein V., Ivanov Yu., Markov A. Surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams. Charter 6 in Book “Materials surface processing by directed energy techniques”. - P. 205-240. Ed. by Y. Pauleau: Elsevier. – 2006. – 763 p.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫСОКОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*Е.С. Вагин, ассистент*
*В.П. Григорьев, д.ф.-м.н., профессор*
*Томский политехнический университет, 634050, г.Томск, пр.Ленина,30, тел.(3822)-606-138*
E-mail: VaginEvS@yandex.ru

**Введение.** Повышенный интерес к прикладному использованию сильноточных электронных пучков (СЭП) предопределен их уникальными возможностями по транспортировке энергий высокой плотности на достаточно большие расстояния без существенных потерь, а также эффективной передачи этой энергии объекту воздействия. Большой интерес представляет использование электронных пучков с такими параметрами в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов.

Эффективная транспортировка пучков с высокими плотностями тока и низкими энергиями (десятки кэВ) электронов возможна только при обеспечении практически полной зарядовой нейтрализации [1]. Для этого транспортировку низкоэнергетических СЭП осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления (10–1…10–2 Па). Кроме того, собственное магнитное поле может вызывать самопинчевание пучка, тем самым препятствуя эффективной транспортировке электронов. Для подавления данного эффекта необходима

достаточно высокая токовая нейтрализация пучка. Чтобы обеспечить указанные условия транспортировка происходит в присутствии внешнего продольного магнитного поля.

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

В данной работе представлена математическая модель, уравнений модели и результаты численного исследования эффективности транспортировки низкоэнергетических СЭП в предварительно созданной плазме во внешнем магнитном поле.

**Основные уравнения физической модели.** 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 $J_z >> J_r$, $J_\theta$;
- 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:

$$\begin{cases} \dfrac{d\left(\gamma_\alpha \dot{z}\right)}{dt} = -\dfrac{e}{m_0}\left(\dot{r}\,B_\theta + E_z\right) - \nu_{ef}\,\dot{z} \\ \dfrac{d\left(\gamma_\alpha \dot{r}\right)}{dt} = -\dfrac{e}{m_0}\left(r\,\dot{\theta}\,B_z^* - \dot{z}\,B_\theta + E_r\right) + \gamma_\alpha r\,\dot{\theta}^2 - \nu_{ef}\,\dot{r}\,, \\ \dfrac{1}{r}\dfrac{d\left(\gamma_\alpha r^2\dot{\theta}\right)}{d\,t} = \dfrac{e}{m_0}\left(\dot{r}\,B_z^*\right) - \nu_{ef}\,r\,\dot{\theta} \end{cases} \tag{1}$$

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

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

Плотности заряда и тока пучка связаны уравнением непрерывности:

$$\operatorname{div}\mathbf{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0\,. \tag{2}$$

Суммарная плотность заряда описывается соотношением:

$$\rho = \rho_b + \left(\rho_i + \rho_e\right), \tag{3}$$

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 $10^{-1}$-$10^{-2}$ Па. Поэтому определим плотность заряда ионов плазмы как $\rho_i = e\, n_0$.

Начальное условие для плотности заряда электронов пучка задано как $\rho_b\big|_{t=0} = 0$, 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:

$$J_z = j_{bz} + j_{pz}, \tag{4}$$

$$j_{bz} = \rho_b v_z, \; j_{pz} = \rho_e v_{pz}, \tag{5}$$

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 $z=L$):

$$\left.\frac{\partial A_z}{\partial r}\right|_{r=0} = \left.\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right|_{r=0} = 0 \qquad \Phi\big|_{r=R} = A_z\big|_{r=R} = 0, \tag{6}$$

$$\Phi\big|_{z=0} = \Phi\big|_{z=L} = 0 \quad \left.\frac{\partial A_z}{\partial z}\right|_{z=0} = \left.\frac{\partial A_z}{\partial z}\right|_{z=L} = 0.$$

Компоненты полей пучка вычисляются по формулам дифференцирования потенциалов:

$$E_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial t}, \; E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}, \; B_\theta = -\frac{\partial A_z}{\partial r}. \tag{7}$$

**Исследование эффективности транспортировки.** При решении модельной задачи параметры пучка и плазмы выбирались подобными экспериментальным [4]: энергия электронов пучка $W_0$=20 кэВ, ток пучка $I_0$=15 кА, температура плазмы 2 эВ, давление газа $p=10^{-1}$ Па, степень ионизации газа 10 %, плотность плазмы $n_0=10^{10}$-$10^{12}$ см$^{-3}$, индукция магнитного поля $B_z^*$=0-3 кГс. Исследования проводились для камеры с параметрами: $L$=20 см, $R$=10 см; радиус пучка: $R_b$=4,3 см. 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 1а. Анализ полученных результатов показывает, что высокая эффективность транспортировки пучка достигается при плотности плазмы равной или большей плотности пучка, оценённой по формуле:

$$n_{b0} = \frac{I_B}{I_A}\frac{1}{S_b r_e \beta_{z0}}, \tag{8}$$

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 плотность однородного пучка составляет $n_b \sim 2\cdot10^{11}$ см$^{-3}$.

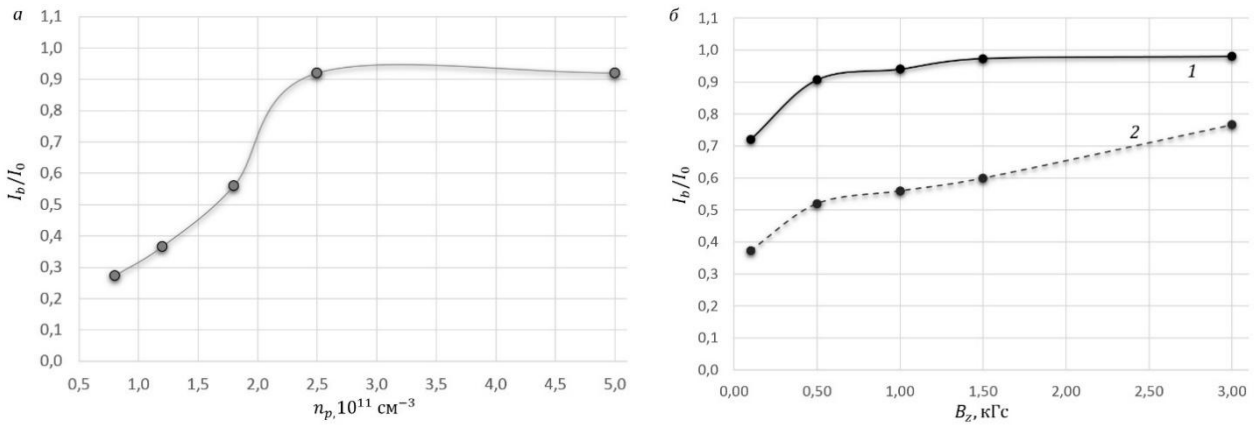


Рис. 1. Зависимость $I_b/I_0$ от плотности плазмы (а) и величины внешнего магнитного поля (б, кривая 1 - $n_0$=*2.5 10*$^{11}$ см$^{-3}$, 2 - $n_0$=*1.8 10*$^{11}$ см$^{-3}$).

Недостаточная эффективность транспортировки при меньшей плотности плазмы объясняется недостаточной зарядовой нейтрализации пучка, что приводит к образованию виртуального катода на входе трубы дрейфа (рис. 2). Образование виртуального катода происходит в момент, когда ток импульса, соответствующий плотности пучка, превысит плотности плазмы в трубе дрейфа.

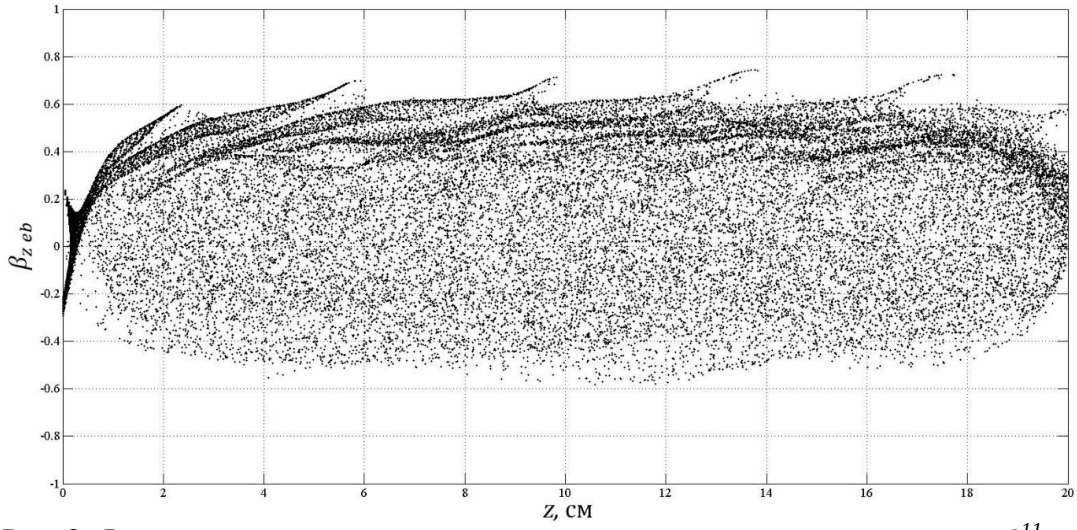


Рис. 2. Фазовый портрет электронов пучка при плотности плазмы $n_0$=*1.2 10*$^{11}$ см$^{-3}$.

Рисунок 1 *б* отражает зависимость эффективности транспортировки пучка от величины напряжённости внешнего магнитного поля, при фиксированных значениях плотности плазмы (кривая 1 - $n_0$=*2.5 10*$^{11}$ см$^{-3}$, кривая 2 - $n_0$=*1.8 10*$^{11}$ см$^{-3}$) и фронта импульса ($\tau_Ф$=300 нс). Достаточно высокая эффективность транспортировки достигается при выполнении условия $B_z/B_b \geq 1$, где $B_b$ напряженность собственного магнитного поля пучка, определяемое соотношением:

$$B_b = \frac{1}{4\pi}\frac{2I_b}{cr_b}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \quad (9)$$

где $r_b$ – радиус пучка.

Величина собственного магнитного поля для исходных параметров пучка составила $B_b$ = 0.06 Тл. Меньшее значение напряженности внешнего магнитном поле приводит к недостаточному ослаблению собственного магнитного поля и как следствие самопинчеванию пучка.

**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.

Таким образом, для обеспечения эффективной транспортировки СЭП необходимо соблюсти несколько условий: 1) плотность плазмы заполняющей трубу дрейфа должна соответствовать или превышать плотность пучка ($n_0/n_b \geq 1$), 2) напряженность внешнего магнитного поля должна превышать величину собственного магнитного поля пучка ($B_z/B_b \geq 1$).

**Список литературы:**

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. Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. // Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде // Физика плазмы, 1991, Т. 17, № 12, С. 1425–1431.

4. Назаров Д.С., Озур Г.Е, Проскуровский Д.И. // Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Известия вузов. Физика, 1994, Т. 37, № 3, С. 100–114.

## ПОЛУЧЕНИЕ PT-RH НАНОПОРОШКОВ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКА

*А.В. Коршунов, д.х.н., профессор,*
*М.Н. Власюк, А.В. Пустовалов, С.П. Журавков*
*Томский политехнический университет, 634050, г.Томск, пр.Ленина, 30,*
E-mail: pustovalov@tpu.ru

В настоящее время проблема разработки новых износостойких конструкционных материалов, обладающих высокой термостойкостью, в ряде