

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., 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. Крейндель М.Ю., Литвинов Е.А., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазменно-наполненном диоде // Физика плазмы. – 1991. – Т. 17. – № 12. – С. 1425–1431.
3. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетических 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 зарядовых нейтрализаций 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 достаточные 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

пучков с длительностью импульса до десятков микросекунд и  $p < 13,3$  Па [4]. Ниже рассматривается формирование плазменного канала при инъекции пучка в цилиндрическую трубу дрейфа, заполненную аргоном низкого давления, в присутствии сильного внешнего магнитного поля  $B_0$  (пучок замагничен),  $B_0^2 \gg 8\pi n_b m_e c^2 \gamma$ . Исследования проводятся в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  с осью  $z$ , направленной вдоль оси трубы дрейфа. Газ аргон был выбран потому, что он широко используется в установках, является инертным газом и не взаимодействует с поверхностью мишени.

### Основные уравнения модели

Ионизация газа в пространстве дрейфа происходит как за счет ионизации молекул или атомов газа быстрыми электронами пучка, так и за счет полей, наводимых на фронте пучка. В зависимости от давления, геометрии камеры дрейфа и параметров пучка будут изменяться параметры плазменного канала, такие как плотность электронов, температура и проводимость плазмы. Это приведет в свою очередь к появлению плазменного тока, изменению токовой нейтрализации пучка и условиям его транспортировки. Возникновение плазменного тока изменяет магнитное поле пучка, и этот ток необходимо учитывать при расчетах векторного потенциала.

Пусть электронный пучок радиуса  $r_b$  инжектируется в плоскости  $z=0$  вдоль оси трубы дрейфа радиуса  $R_c$ . Поскольку время пролета пучка по трубе дрейфа значительно меньше длительности фронта пучка, то основная неоднородность связана с распределением пучка и плотностью плазмы по радиусу. Поле пучка и плазмы в цилиндрической системе координат, симметричное по азимуту и однородное по  $z$ , описывается уравнением Пуассона:

$$(1/r)(\partial/\partial r)(r \partial A_z/\partial r) = (-4\pi/c)(j_{bz} + j_{pz}), \quad (1)$$

где  $A_z$  – векторный потенциал поля, удовлетворяющий граничным условиям  $(\partial A_z/\partial r)|_{r=0}=0$ ,  $A_z|_{r=R_c}=0$  и определяющий напряженность электрического поля, индуцированного на фронте пучка  $E_z = (-1/c)(\partial A_z/\partial t)$  и магнитное поле  $B_\theta = \text{rot} A_z$ , связанное с полным током в системе; плотность полного тока равна  $j_{\text{п}} = j_{bz} + j_{pz}$ ;  $j_{bz} = ev_b n_b$  – плотность тока пучка;  $j_{pz}$  – плотность тока плазмы;  $c$  – скорость света в вакууме;  $e$  – заряд электрона;  $v_b$  – скорость пучка;  $n_b$  – плотность пучка. В уравнении (1) не учитываются холловские токи  $j_{p\theta}$ ,  $j_{p\theta} \ll j_{pz}$  и высокочастотные возмущения, пропорциональные  $\partial^2 A_z/\partial t^2$ , которые оказываются заметными только на малых расстояниях порядка радиуса пучка от фронта и для параметров, удовлетворяющих условию  $(v_{ef}^2/\omega_p^2)(c^2/r_b^2 \omega_p^2) \ll 1$  (где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e/m_e$  – квадрат плазменной частоты), ими можно пренебречь. Полагаем идеальную проводимость стенок трубы дрейфа.

Связь плотности тока плазмы с напряженностью электрического поля и проводимостью плазмы определяется уравнением:

$$(1/v_{ef})(\partial j_{pz}/\partial t) = -j_{pz} + \sigma E_z, \quad (2)$$

где  $\sigma = n_e e^2/m_e v_{ef}$  – проводимость плазмы;  $m_e$  – масса электронов;  $n_e$  – плотность электронов плазмы;  $v_{ef} = 1,3 \cdot 10^9 p T_e + 2,86 \cdot 10^{-3} n_i T_e^{-1,5}$  – эффективная частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами;  $n_i$  – плотность ионов;  $T_e$  – температура электронов плазмы.

Связь температуры электронов плазмы с напряженностью электрического поля, включающую как упругие, так и неупругие столкновения электронов плазмы с тяжелыми частицами, представлено уравнением:

$$\partial T_e/\partial t + \chi_e v_{ef}(T_e - T_a) = (2/3)(e^2 E_z^2/m_e c^2)(c^2/v_{ef}), \quad (3)$$

где  $\chi_e$  – средний коэффициент передачи энергии при столкновениях;  $T_a$  – температура газа.

В уравнении (3) все параметры, кроме  $\chi_e$ , известны ( $T_e \gg T_a$ ). Для определения  $\chi_e$  воспользуемся эмпирической формулой для характеристической энергии электронов плазмы  $\varepsilon_e \approx T_e$ :  $\varepsilon_e = 2,8 \cdot (E_z/p)^{0,25}$  эВ, где  $[E_z] = \text{В/см}$  [5]. В стационарном состоянии ( $\partial T_e/\partial t = 0$ ) из уравнения (3), при подстановке в него  $E_z$  (выраженное из эмпирической формулы), следует:

$$\chi_e = (2/3)(e^2/m_e c^2)(T_e/2,8)^8 (p^2/T_e)(c^2/v_{ef}^2).$$

Баланс заряженных частиц без учета диффузии представлен следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \partial n_i^{(1)}/\partial t = & \sigma_i v_b n_g n_b + n_e K_i n_g - K_k n_i^{(1)} n_g^2 - \\ & - \alpha_{r1} n_i^{(1)} n_e^2 - \alpha_{r2} n_i^{(1)} n_e n_g - \alpha_{r3} n_i^{(1)} n_e, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\partial n_i^{(2)}/\partial t = K_k n_i^{(1)} n_g^2 - \alpha_{rd} n_i^{(2)} n_e, \quad (5)$$

где  $\sigma_i$  – сечение ионизации быстрыми электронами;  $n_g$  – плотность газа;  $K_i$  – коэффициент лавинной ионизации;  $K_k$  – коэффициент конверсии атомарных ионов в молекулярные;  $\alpha_{r1} = 4,7 \cdot 10^{-26} T_e^{-9/2}$ , см<sup>6</sup>/с – ударно-радиационная трехчастичная электрон-ионная ( $n_i^{(1)}$ ) рекомбинация;  $\alpha_{r2} = 1,09 \cdot 10^{-30} T_e^{-5/2}$ , см<sup>6</sup>/с – ударно-радиационная трехчастичная рекомбинация электрон-нейтрал-ион ( $n_i^{(1)}$ );  $\alpha_{r3} = 2,7 \cdot 10^{-13} T_e^{-3/4}$ , см<sup>3</sup>/с – фоторекомбинация ( $A^+ + e = A + \hbar\omega$ );  $\alpha_{rd} = 9,1 \cdot 10^{-7} (T_e/0,026)^{-0,61}$ , см<sup>3</sup>/с – диссоциативная рекомбинация;  $n_i^{(1)}(r, t)$ ,  $n_i^{(2)}(r, t)$  – плотности однозарядных атомарных и молекулярных ионов соответственно. Плотность электронов плазмы вычисляется по формуле  $n_e = n_i - n_b$ , где  $n_i = n_i^{(1)} + n_i^{(2)}$ . Из-за большой массы относительно электронов ионы считаем неподвижными и рассматриваем только движение электронов пучка и плазмы.

Модель, основанная на уравнениях (1)–(5) с нулевыми граничными условиями, описывает транспортировку пучка в газе при  $p < 13,3$  Па в условиях полной зарядовой нейтрализации пучка. Чтобы определить время начала работы модели (1)–(5), необходимо дополнительно исследовать ионизацию газа до момента полной зарядовой нейтрализации пучка и получить начальные условия.

### Начальные условия

В отсутствии зарядовой нейтрализации при инъекции электронного пучка с током  $I(t)$  вдоль оси  $z$  он удерживается внешним магнитным полем  $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{z}$  (где  $\mathbf{z}$  – единичный вектор). На  $z$ -границах трубы

дрейфа потенциал равен нулю. При этом вблизи плоскости инжекции пучок тормозится за счет образования виртуального катода (ВК). Далее проходит только ток, равный предельному току в вакууме, который, с учетом степени зарядовой нейтрализации, имеет вид:

$$I_{\text{пр}} = (2/9) I_{\text{а0}} \beta^3 [1 + (4/3) \ln(R_c/r_b)]^{-3/2} / (1-f).$$

Для энергий пучка  $\varepsilon_b = 20 \dots 30$  кэВ предельный ток равен 20...35 А. Этот ток обеспечивает начальную ионизацию в пространстве дрейфа, которая приводит к появлению зарядовой нейтрализации пучка  $f(t) = n_i(t)/n_b(t)$ . Потенциал ВК максимален для всей трубы и равен кинетической энергии пучка. В результате появляющиеся электроны плазмы ускоряются под действием потенциала ВК и движутся к правой границе трубы. В силу быстрого пролета этих электронов трубы дрейфа (длина трубы  $L = 20 \dots 30$  см, время пролета  $\sim 2 \dots 3$  нс), можно считать, что их скорость растет линейно и к концу трубы равна скорости электронов пучка  $v_b$ . Электроны уходят через правую границу и для поддержания квазинейтральности проходящий ток пучка увеличивается. Когда предельный ток сравнивается с током инжектируемого пучка (момент времени  $\tau_k$ ), ВК исчезает, и ток пучка начинает проходить полностью. Зарядовая нейтрализация в момент исчезновения ВК неполная ( $f_k = f(\tau_k) < 1$ ). Как будет показано ниже, время между исчезновением ВК и достижением полной зарядовой нейтрализации ( $f(\tau_n) = 1$ ) пренебрежимо мало.

Указанный механизм принимается в качестве начального условия модели ионизации газа сильноточным электронным пучком при низких давлениях. До достижения полной зарядовой нейтрализации основными процессами наработки плазменного канала являются ударная ионизация электронами пучка и вновь образующимися электронами плазмы:

$$dn_i(t)/dt = \sigma_{ib} n_g(t) j_b(t) / e + \sigma_{ie} n_g(t) n_i(t) v_e,$$

где  $\sigma_{ib}$ ,  $\sigma_{ie}$  – сечения ионизации электронами пучка и плазмы соответственно;  $v_e$  – скорость электронов плазмы;  $j_b$  – плотность тока пучка.

До исчезновения ВК имеет место следующее неравенство:

$$I_b n_b(t) \geq I_{\text{пр}} / (1-f(t)) = \pi r_b^2 j_b(t),$$

где  $f(t) = n_i(t) I_{\text{а0}} \pi r_b^2 \beta r_0 / I_b n_b(t)$ ,  $I_{\text{а0}}$  – ток Альфена;  $\beta$  – относительная скорость электронов пучка;  $r_0$  – классический радиус электрона;  $n_b(t)$  – временной профиль пучка (рис. 1).

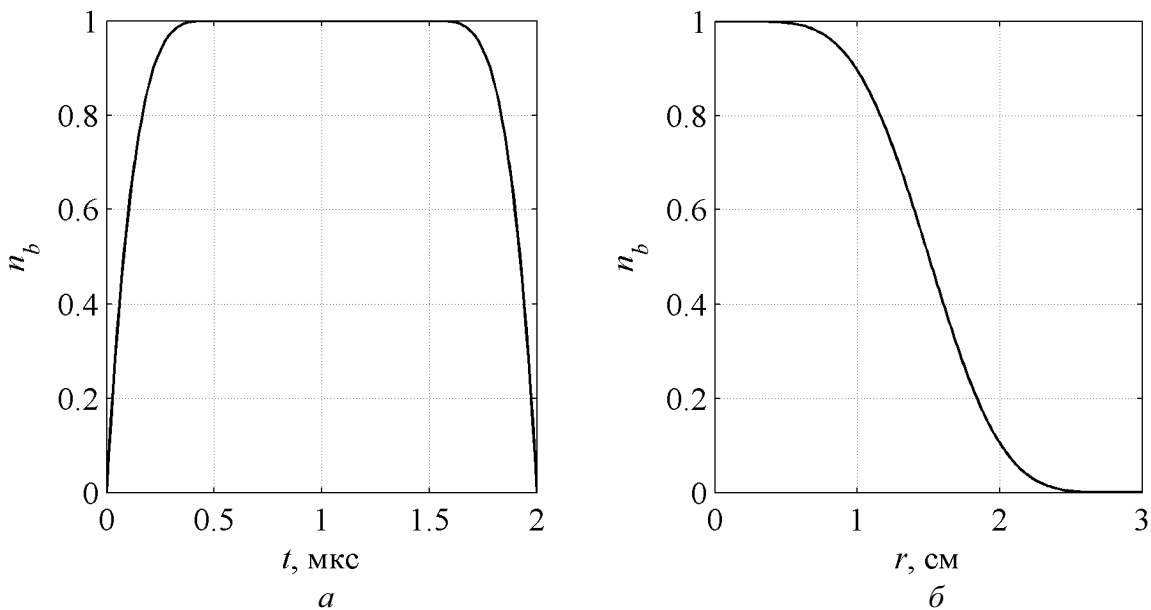
### Результаты

В таблице приведены времена исчезновения виртуального катода при различных давлениях газа и параметрах пучка:  $r_b = 3$  см,  $R_c = 9$  см,  $\varepsilon_b = 20$  кэВ,  $I_b = 15$  кА,  $\tau = 2$  мкс. Видно, что при давлении  $\sim 0,133$  Па это время соизмеримо с длительностью импульса пучка, а при более высоких давлениях – много меньше длительности импульса. В момент исчезновения ВК зарядовая нейтрализация практически полная и этот момент времени можем рассматривать как время полной зарядовой нейтрализации.

**Таблица.** Времена исчезновения ВК при различных давлениях газа

$p$ , Па	$\tau_k$ , мкс	$n_i(\tau_k)$ , $10^{11}$ см $^{-3}$	$f_k$
0,133	1,994	0,1909	0,9717
0,266	1,888	2,5899	0,9979
1,330	0,408	4,0588	0,9987
2,660	0,199	3,5264	0,9985
13,30	0,029	0,8624	0,9937
26,60	0,011	0,3350	0,9838

Для интегрирования системы уравнений (1)–(5) по времени использовался многошаговый метод



**Рис. 1.** Временной (а) и радиальный (б) профили плотности пучка

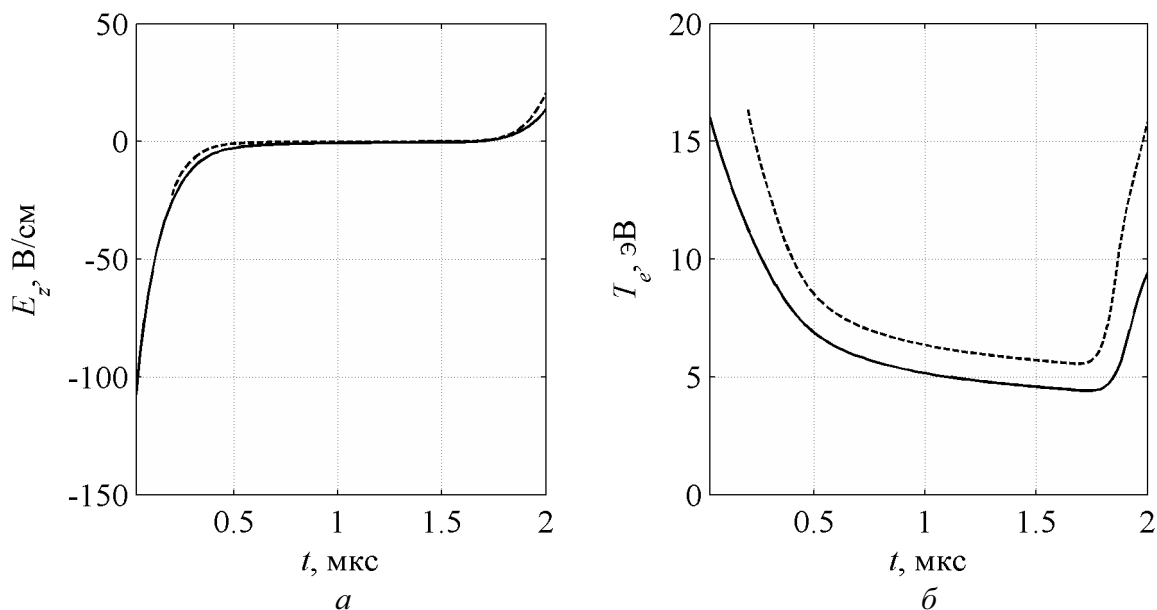


Рис. 2. Зависимости  $E_z$ (а) и  $T_e$ (б) от времени на оси пучка для давлений газа 13,3 Па (сплошная) и 2,66 Па (пунктирная)

Гира. Производные по радиусу от векторного потенциала аппроксимировались кубическими сплайнами [6].

На рис. 2–5 представлены результаты решения системы (1)–(5) при различных давлениях газа и указанных выше параметрах пучка. В качестве начальных моментов времени были выбраны времена полной зарядовой нейтрализации, соответствующие временам исчезновения виртуального катода: для давления 13,3 Па –  $t_0=0,03$  мкс и для 2,66 Па –  $t_0=0,2$  мкс, таблица.

На переднем фронте пучка ( $\tau_{\phi 1}=\tau/5$ ) напряженность электрического поля направлена против движения пучка (рис. 2, а), компенсируя заряд электронами плазмы. Постепенно напряженность падает и при выходе пучка на стационарный уровень становится близкой к нулю, т. к. необходимость в компенсации заряда отпадает. На заднем фронте пучка ( $\tau_{\phi 2}=\tau-\tau_{\phi 1}$ ) напряженность меняет направление в сторону движения пучка, вновь компенсируя недостаток заряда, который появляется из-за уменьшения плотности пучка.

Температура плазмы зависит от напряженности электрического поля и на переднем фронте пучка спадает (рис. 2, б). На заднем фронте пучка, когда электроны плазмы начинают ускоряться по направлению движения пучка, температура плазмы растет. При большем давлении температура плазмы меньше, т. к. из-за меньшей плотности газа электроны плазмы могут пролететь большее расстояние без соударений и набрать большую энергию.

На рис. 3 видно, что максимум магнитного поля полного тока наблюдается не на границе пучка, а внутри него в точке  $r \approx 1,6$  см. Это связано с радиальным распределением плотности электронов пучка. На оси пучка магнитное поле отсутствует и можно считать, что растет линейно по радиусу

до своего максимума. Это связано с тем, что вблизи центра пучка плотность электронов пучка практически однородна. В начальный момент времени магнитное поле минимально.

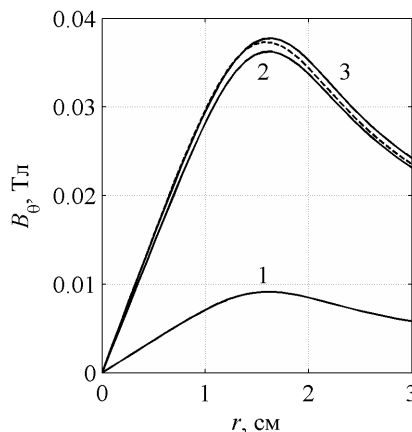


Рис. 3. Зависимости  $B_\theta$  от радиуса для различных давлений газа: в начальный момент времени при  $p=13,3$  Па (1) и  $p=2,66$  Па (2), в конце импульса при  $p=13,3$  Па (3) и  $p=2,66$  Па (пунктирная линия)

Из рис. 4 видно, что ионизация газа на оси пучка в конце импульса при давлении 13,3 Па составляет 5,8 %, а при давлении 2,66 Па – 5,6 %. Появление молекулярных ионов заметно при повышении давления газа. Так, при давлении 13,3 Па отношение  $n_i^{(2)}/n_i^{(1)} \approx 5 \cdot 10^{-7}$  на оси в конце импульса, а при давлении 2,66 Па  $\approx 7,5 \cdot 10^{-8}$ . Рекомбинация слабо влияет на ионизацию, а в центре пучка основной вклад вносит ударная ионизация электронами пучка, первое слагаемое в уравнении (4).

Вместе с плотностью ионов растет и проводимость плазмы (рис. 5, а). На проводимость также оказывает влияние и эффективная частота стол-

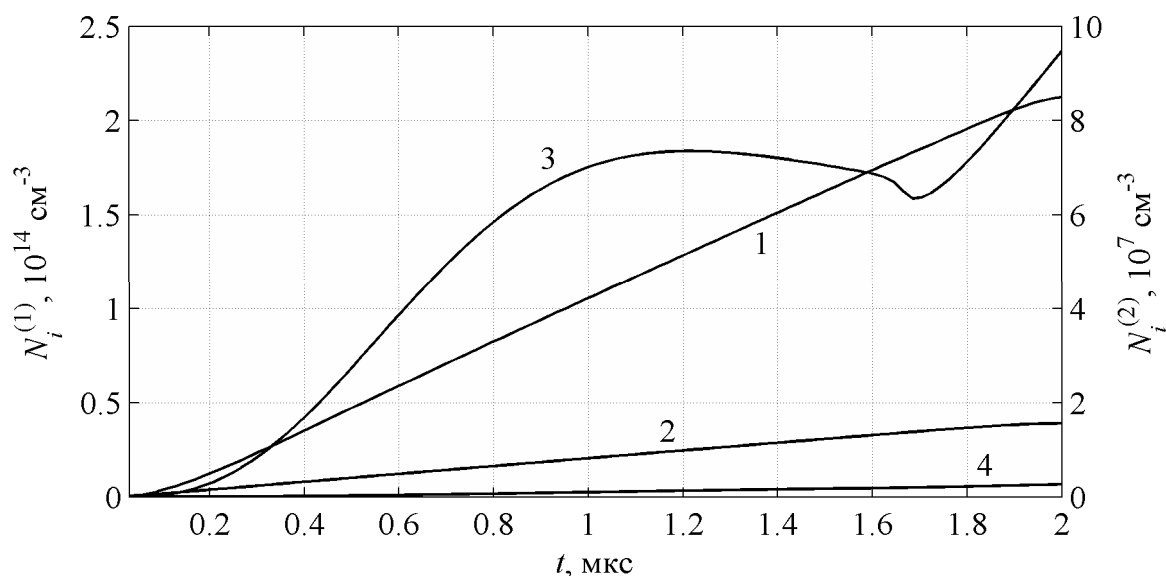


Рис. 4. Зависимости от времени на оси пучка для различных давлений газа:  $n_i^{(1)}$  при  $p=13,3$  Па (1) и  $p=2,66$  Па (2),  $n_i^{(2)}$  при  $p=13,3$  Па (3) и  $p=2,66$  Па (4)

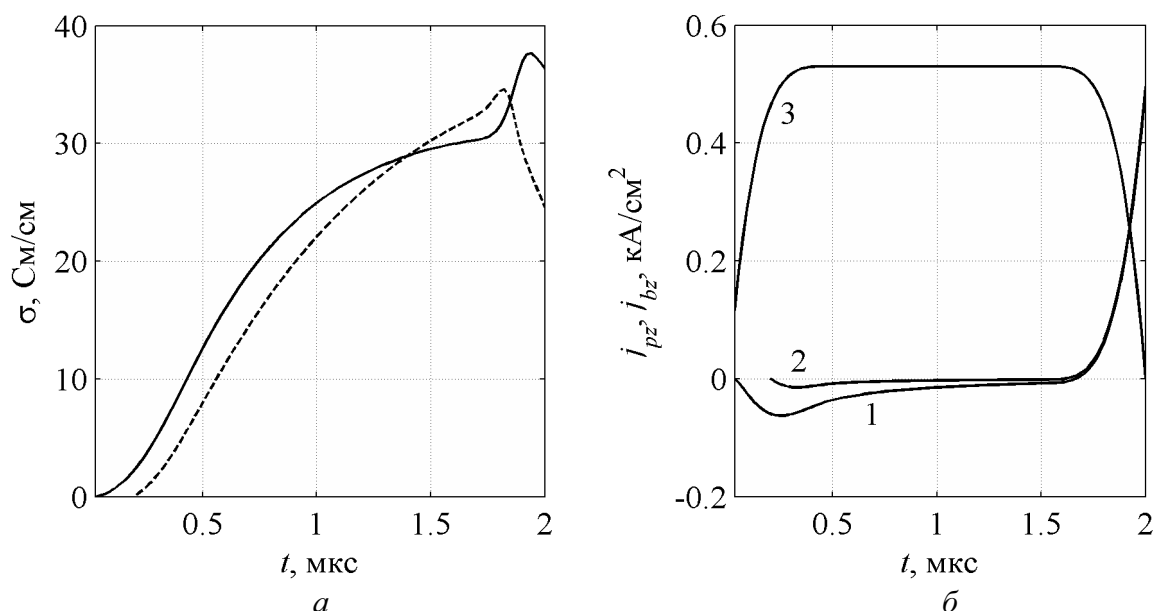


Рис. 5. Зависимости от времени на оси пучка для различных давлений газа: а)  $\sigma$  при  $p=13,3$  Па (сплошная) и  $p=2,66$  Па (пунктирная), б)  $j_{pz}$  при  $p=13,3$  Па (1) и  $p=2,66$  Па (2),  $j_{bz}$  (3)

кновений электронов плазмы с тяжелыми частицами, которая, в свою очередь, существенно зависит от температуры плазмы, поэтому график проводимости отличается от прямой. На переднем фронте пучка проводимость плазмы низкая, потому что низкая плотность плазмы. Когда проводимость становится достаточно высокой, напряженность поля становится маленькой. Быстрые изменения плотности тока пучка приводят к росту напряженности, поэтому на переднем и заднем фронтах она высока. Большой рост плазменного тока (рис. 5, б) на заднем фронте импульса тока пучка обусловлен тем, что при высокой напряженности электрического поля проводимость плазмы также высока из-

за большой плотности плазмы. При смене направления электрического поля плазменный ток тоже меняет направление в сторону движения пучка и начинает быстро расти, поддерживая полный ток.

#### Выводы

1. Предложена математическая модель зарядовой нейтрализации электронного пучка и формирования плазменного канала при инжекции низкоэнергетического сильноточного электронного пучка с импульсом длительностью несколько мкс в объем, заполненный аргоном. Исследования проводились для давлений 2,66...13,3 Па во

- внешнем магнитном поле напряженностью выше 1 кГс.
- Показано, что из-за наличия внешнего магнитного поля границы плазменного канала практически совпадают с границами пучка, и степень ионизации аргона в течение импульса тока пучка не превышает 10 %.
  - При давлениях ниже 13,3 Па преобладает образование атомарных ионов над молекулярными – отношение их плотностей не превышает  $2 \cdot 10^6$ . С увеличением давления происходит нелинейный рост плотности молекулярных ионов, что повышает их отношение.
  - Токовая нейтрализация электронного пучка на переднем фронте импульса тока незначительна из-за низкой проводимости плазменного канала. На заднем фронте импульса тока пучка плазменный ток существенно возрастает; наблюдается усиление полного тока (плотности до  $500 \text{ А/см}^2$ ).
  - На переднем фронте импульса магнитное поле полного тока слабо искажается – происходит его понижение за счет образования плазменного тока, слабо нейтрализующего ток пучка. На заднем фронте происходит усиление, и индукция магнитного поля может достигать 0,04 Т.
  - При давлениях 2,66...13,3 Па температура на фронтах на оси пучка порядка 16 эВ из-за большого индуцированного поля. На плоской части импульса тока пучка поле  $E_z$  мало, имеет место релаксация температуры.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 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 // *Техническая физика*. – 2008. – Т. 53. – № 1. – С. 99–104.
- Матсоукас З., Рассел М. Заряженные частицы в плазме низкого давления // *Прикладная физика*. – 1995. – Т. 77. – № 9. – С. 4285–4292.
- Рэнд Р.Е., Лампел М.К., Ванг Д.Ю. Транспортировка низкоэнергетических электронных пучков с постоянным током через газы низких давлений // *Прикладная физика*. – 1987. – Т. 62. – № 5. – С. 1639–1654.
- Григорьев В.П., Поташев А.Г., Шулаев Н.С. Численное моделирование формирования плазменного канала при инжекции мощного электронного пучка в нейтральный газ // *Физика плазмы*. – 1979. – Т. 5. – № 2. – С. 376–382.
- Захаров А.В. Исследование влияния параметров газа на транспортировку сильноточного электронного пучка в отсутствие внешних полей: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Томск, 1987. – 126 с.
- Григорьев В.П., Звигинцев И.Л., Козловских А.В. Метод сплайновой интерполяции для решения уравнения векторного потенциала в задаче транспортировки электронных пучков // *Известия Томского политехнического университета*. – 2009. – Т. 314. – № 5. – С. 40–43.

*Поступила 24.05.2011 г.*