

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СИСТЕМЫ ПО ОСИ Z НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В АРГОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

И.Л. Звигинцев, В.П. Григорьев
Томский политехнический университет
Zvigintsev@yandex.ru

Введение

Широкое использование низкоэнергетических (10-30 кэВ) высокоточных (до 25 кА) электронных пучков (СЭП) в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов, требует решения проблемы повышения эффективности транспортировки пучка и передачи его энергии объекту воздействия. При этом особенностью технологических систем является использование электронных пучков с длительностью импульса до десятков микросекунд и давления газа $p < 13.3$ Па [2]. Решение этой проблемы невозможно без обеспечения практически полной зарядовой нейтрализации виртуального катода на входе в пространство дрейфа при указанных энергиях. Кроме того, необходимо подавить самопинчевание электронного пучка в собственном магнитном поле [2]. Для этого транспортировку низкоэнергетических СЭП обычно осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления ($10^{-1}..10^{-2}$ Па) в сильном внешнем магнитном поле.

Ниже рассматривается формирование плазменного канала при инжекции электронного пучка в цилиндрическую трубу дрейфа, заполненную ионизованным аргоном низкого давления, во внешнем магнитном поле. Модель пригодна для любых газов, а газ аргон был выбран потому, что он широко используется в установках, является инертным газом и не взаимодействует с поверхностью мишени. Исследования проводятся в цилиндрической системе координат (r, θ, z) с осью z , направленной вдоль оси трубы дрейфа.

Уравнения

Основные уравнения модели, описывающие динамику ионизации газа при инжекции электронного пучка вдоль оси цилиндрической трубы дрейфа с идеально проводящими стенками имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{c} (j_{bz} + j_{pz}), \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sigma_i v_b n_g n_b + n_e K_i n_g + \text{div}(D_{A\perp} \text{grad}(n_i)) - \alpha_{r1} n_i n_e^2 - \alpha_{r2} n_i n_e n_g - \alpha_{r3} n_i n_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{E_0 r_0}{m_e v_{ef}} \left(E_z^2 - p^2 \left(\frac{T_e}{11.65} \right)^8 \right), \quad (4)$$

где A_z – векторный потенциал поля; E_z – напряженность электрического поля полного тока; $j_{bz} = ev_b n_b$ – плотность тока пучка; j_{pz} – плотность тока плазмы; c – скорость света в вакууме; e – элементарный заряд; v_b – скорость пучка; n_b – плотность пучка; $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_{ef}}$ – проводимость

плазмы; m_e – масса электрона; $n_e = n_i - n_b$ – плотность электронов плазмы; v_{ef} – эффективная частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами; r_0 – классический радиус электрона; n_i – плотность атомарных ионов; E_0 – энергия покоя электрона, эВ; T_e – температура электронов плазмы, эВ; $n_g = 3.5 \cdot 10^{16} p - n_i$ – плотность атомов газа, p – давление газа, Торр; σ_i – сечение ионизации быстрыми электронами пучка [3]; K_i – коэффициент лавинной ионизации; $\alpha_{r1}, \alpha_{r2}, \alpha_{r3}$ – коэффициенты ударно-радиационной, трехчастичной и излучательной рекомбинаций соответственно; $D_{A\perp}$ – коэффициент амбиполярной диффузии.

Векторный потенциал поля определяет напряженность электрического поля, индуцированного на фронте пучка $E_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}$, и магнитное поле $B_\theta = \text{rot} A_z$, связанное с полным током в системе. Векторный потенциал поля удовлетворяет граничным условиям $A_z(r = R_c) = \frac{\partial A_z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0$.

Граничные условия для плотности ионов и коэффициента амбиполярной диффузии аналогичны.

Уравнение 2 устанавливает связь плотности тока плазмы с напряженностью электрического поля и проводимостью плазмы. Изменение плотностей атомарных ионов представлено уравнением 3. Связь температуры электронов плазмы с напряженностью электрического поля, включающая как упругие, так и неупругие столкновения электронов плазмы с тяжелыми частицами, описывается уравнением 4.

Модель, основанная на уравнениях (1)-(4) с нулевыми граничными условиями описывает транспортировку пучка в ионизованном газе при $p < 13.3$ Па в условиях полной зарядовой нейтрализации пучка.

■ Результаты

В данной работе представлены результаты для следующих параметров: давления газа $p = 0.02..0.2$ Па, энергия пучка $\varepsilon_b = 30$ кэВ, максимум силы тока пучка $I_{b0} = -15$ кА, длительность импульса $\tau = 3$ мкс, радиус пучка $r_b = 4.25$ см, радиус трубы дрейфа $R_c = 10.3$ см, длина трубы дрейфа $L = 20$ см, пучок однородный, внешнее магнитное поле $B_0 = 1.5$ кГс, начальная ионизация газа 17 %. Временной профиль пучка был взят из работы 4.

В таком сильном внешнем магнитном поле диффузия практически отсутствует и ее влияние на результат незаметно.

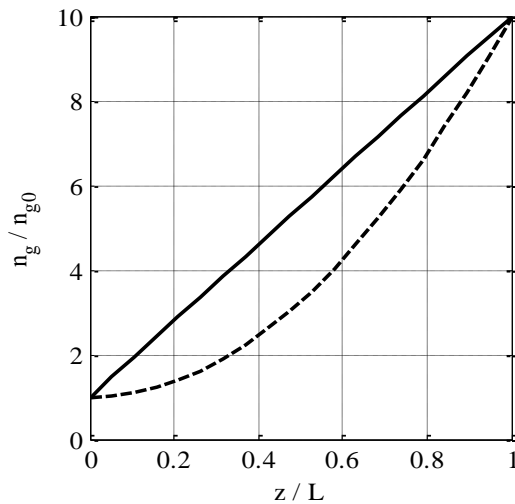


Рис. 1. Профиль распределения плотности газа вдоль трубы дрейфа: сплошная – линейный, штриховая – квадратичный. На левом торце трубы дрейфа $p = 0.02$ Па.

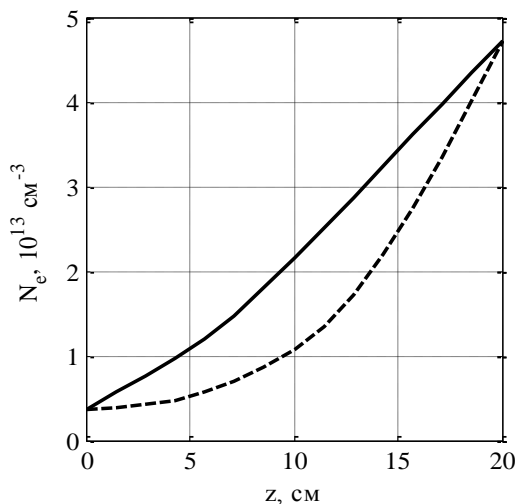


Рис. 2. Зависимость плотности электронов плазмы от z на оси в конце импульса при линейном (сплошная) и квадратичном (штриховая) градиенте давления

Из рисунков 2 и 3 видно, что плотность электронов плазмы и напряженность электрического поля на торцах не зависят от градиента давления в трубе дрейфа (рис. 1), а зависят от величины плотности газа на торцах. На правом торце трубы дрейфа плотность газа в 10 раз выше, чем на левом

Не на торцах напряженность электрического поля имеет зависимость от градиента давления (рис. 3), что приводит к зависимости плотности электронов от распределения давления вдоль трубы дрейфа. В результате при линейном градиенте давления имеем нелинейную зависимость плотности электронов плазмы от координаты z (рис. 2).

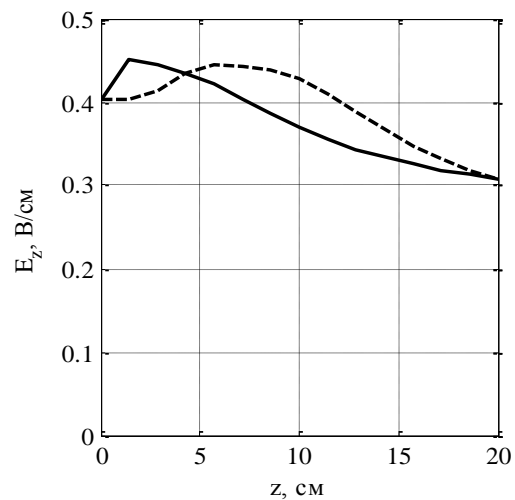


Рис. 3. Зависимость напряженности электрического поля полного тока от z на оси в конце импульса при линейном (сплошная) и квадратичном (штриховая) градиенте давления

■ Литература

1. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А., "Основы физики плазмы", М.:Атомиздат,1977,384 с.
2. Захаров А.В., "Исследование влияния параметров газа на транспортировку сильноточного электронного пучка в отсутствии внешних полей", дис. канд. физ.-мат. наук, Томск, 1987, 126 с.
3. М. Gryzinski, "Classical theory of atomic collisions. I. Theory of Inelastic Collisions", Physical Review, v. 138, no. 2A, pp. 336-358, 1965.
4. В.П. Григорьев, Т.В. Коваль, Г.Е. Озур, "Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонаполненном диоде во внешнем магнитном поле", ЖТФ, т. 80, № 1, с. 103-109, 2010.