

Для профилей трасс низкочастотные фильтры.

На обеих радарограммах наблюдается картина, характерная для отражения от подземного объекта типа трубы (куполообразные волновые картины). Особенно отчетливо картина отражения видна на второй трассе, где вершина купола находится в 20м. от начала трассы, а на первой радарограмме вершина купола находится в 12м. Следовательно, труба проходит по косою к взлетно-посадочной полосе [1-4]. На радарограммах наблюдаются кратные волны, для борьбы с кратными волнами при обработке сигналов георадара используется вейвлет анализ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кабанихин С.И., Искаков К.Т., Оралбекова Ж.О. Анализ измерений подповерхностных покрытий с использованием георадара // Тезисы докладов международной конференции «Актуальные проблемы современной математики, информатики и механики», посвященной 20-летию Независимости Республики Казахстан. - Алматы, 2011. - С. 319-320.
2. Искаков К.Т., Муканова Б.Г., Оралбекова Ж.О. Применение георадара в задачах идентификации подповерхностных покрытий // Третья международная молодежная научная школа-конференция «Теория и численные методы решения обратных и некорректных задач». - Новосибирск, 2011. - С. 24-25.
3. Kabanikhin S.I., Iskakov K.T., Oralbekova Z.O. Analysis of the measurements of subsurface coatings using Georadar // The 8th international congress of the ISAAC. - Moscow, 2011. - P. 291.
4. Zhartybayeva M., Oralbekova Z., Iskakov K. The interpretation of the radarograms on the base of experimental data // Acta Physica Polonica A. Special Issue of the International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2014). - no 2B, vol. 128. - August, 2015. – P. B-467-B-468.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ HE И AR НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Звигинцев И.Л., Григорьев В.П.
(г. Томск, Томский политехнический университет)
Zvigintsev@yandex.ru*

PLASMA CHANNEL FORMATION IN INERT GASES HE AND AR BY LOW-ENERGY ELECTRON BEAM

*I.L. Zvigintsev, V.P. Grigoriev
(Tomsk, Tomsk Polytechnic University)*

To effective use of low-energy electron beams for technological purposes it is necessary to transport them to the target. For this a previously created plasma channel is used or the beam is injected in a neutral gas and creates independently the plasma channel. A longitudinal external magnetic field is often used for more stable beam movement. In this work, we consider the question of plasma channel formation by the low-energy electron beam when a drift tube filled with argon or helium. A mathematical model of plasma channel formation is developed with the passage of the high-current electron beam in low-pressure inert gases in the presence or absence of the external magnetic field. This model is a system of nonlinear partial differential equations. Based on the proposed model are given preliminary numerical calculations of plasma channel parameters. The current neutralization of the low-energy electron beam in the low-pressure gas can be obtained.

Keywords: electron beam; argon; helium; plasma channel formation, leading edge erosion

Основные уравнения. Ионизация газа в пространстве дрейфа происходит как за счет ионизации 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.

Ниже рассматривается модель, описывающая транспортировку пучка в газе при давлениях $p < 0.1$ Торр в условиях полной зарядовой нейтрализации пучка. Для получения результатов до момента полной зарядовой нейтрализации используется дополнительная модель начальных условий.

Пусть электронный пучок радиуса r_b инжектируется в плоскости $z = 0$ вдоль оси (координата z) 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. Поля пучка и плазмы в цилиндрической системе координат описываются нелинейным уравнением:

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

где A_z – векторный потенциал поля, удовлетворяющий граничным условиям $A_z(r = R_c) = \partial A_z / \partial r|_{r=0} = 0$ и определяющий напряженность электрического поля, индуцированного на фронте пучка $E_z = -(1/c)(\partial A_z / \partial t)$ и магнитное поле $B_\theta = -\partial A_z / \partial r$, связанное с полным током в системе; $j_{bz} = ev_b n_b$ – плотность тока пучка; j_{pz} – плотность тока плазмы; c – скорость света в вакууме; e – элементарный заряд; v_b – скорость пучка; n_b – плотность пучка. Полагаем идеальную проводимость стенок трубы дрейфа. Плазменный ток в начальный момент времени принимаем равным нулю и из (1) получаем начальные условия для векторного потенциала.

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

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

где $\sigma = e^2 n_e / (m_e v_{ef})$ – проводимость плазмы; m_e – масса электрона; n_e – плотность электронов плазмы; $v_{ef} = v_{ea} + v_{ei}$ – эффективная частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами; v_{ea} – частота столкновений электронов плазмы с атомами газа; $v_{ei} = 1.45 \cdot 10^{-6} n_i T_e^{-3/2} \ln(2.4 \cdot 10^2 T_e^3 / n_i)$ – частота столкновений электронов плазмы с ионами; n_i – плотность ионов; T_e – температура электронов плазмы, эВ [1]. Для аргона $v_{ea} = 3.7 \cdot 10^{-8} n_g T_e$, для гелия $v_{ea} = 4.4 \cdot 10^{-8} n_g T_e^{0.5}$, где $n_g = 3.5 \cdot 10^{16} p - n_i$ – плотность атомов газа [2].

Баланс заряженных частиц описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \langle \sigma_{ib} v_b \rangle n_b n_g + \langle \sigma_{ie} v_e \rangle n_e n_g - \alpha_{r1} n_i n_e^2 - \alpha_{r2} n_i n_e n_g - \alpha_{r3} n_i n_e + \text{div}(D_{A\perp} \text{grad } n_i),$$

$$n_e = n_i - n_b,$$

где σ_{ib} , σ_{ie} – сечения ионизации электронами пучка и плазмы [3]; v_e – скорость электронов плазмы; α_{r1} , α_{r2} , α_{r3} – коэффициенты ударно-радиационной, с нейтральным третьим телом и излучательной рекомбинаций соответственно; $D_{A\perp}$ – коэффициент амбиполярной диффузии. Граничные условия для плотности ионов и коэффициента амбиполярной диффузии аналогичны граничным условиям векторного потенциала. Коэффициенты рекомбинаций

для атомов аргона определяются по формулам: $\alpha r_1 = 4.7 \cdot 10^{-26} \text{ Te}^{-9/2} \text{ см}^6/\text{с}$, $\alpha r_2 = 1.09 \cdot 10^{-30} \text{ Te}^{-5/2} \text{ см}^6/\text{с}$, $\alpha r_3 = 2.7 \cdot 10^{-13} \text{ Te}^{-3/4} \text{ см}^3/\text{с}$. Коэффициенты рекомбинаций для атомов гелия определяются по формулам: $\alpha r_1 = 3.6 \cdot 10^{-27} \text{ Te}^{-9/2} \text{ см}^6/\text{с}$, $\alpha r_2 = 1.07 \cdot 10^{-30} \text{ Te}^{-5/2} \text{ см}^6/\text{с}$, $\alpha r_3 = 6.45 \cdot 10^{-14} \text{ Te}^{-3/4} \text{ см}^3/\text{с}$ [4, 5]. Коэффициент амбиполярной диффузии вычисляется по формуле:

$$D_{A\perp} = \frac{c^2}{\frac{\Omega_e^2 + v_{ea}^2}{v_{ea}} + \frac{m_i}{m_e} \frac{4\Omega_i^2 + v_{ia}^2}{2v_{ia}}} \frac{T_e + T_i}{E_0},$$

где T_i – температура ионов, эВ; Ω_e , Ω_i – циклотронные частоты электронов и ионов плазмы; m_i – масса иона; $v_{ia} = 4.6 \cdot 10^{-10} n_g T_i^{0.5}$ – частота столкновений ионов плазмы и атомов газа [1].

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

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

где $k = 11.65$ для аргона и $k = 18$ для гелия [2]; r_0 – классический радиус электрона; E_0 – энергия покоя электрона, эВ. Начальные значения температуры электронов плазмы будем брать равными 5 эВ.

Так как изложенная модель описывает транспортировку пучка в условиях полной зарядовой нейтрализации, то необходимо определить начальные условия для плотности плазмы при различных режимах инжекции пучка.

Начальные условия. При инжекции электронного пучка в нейтральный газ основными процессами наработки плазменного канала являются ионизация проходящим током пучка и ионизация образующимися электронами плазмы в поле пространственного заряда пучка:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sigma_{ib} n_g \frac{j_q}{e} + \sigma_{ie} n_g v_e n_e,$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_i}{dt} - \frac{n_e}{\tau_e},$$

где j_q – плотность проходящего тока пучка, $\tau_e = L / v_e$ – среднее время выхода плазменных электронов из трубы дрейфа, L – длина трубы дрейфа.

При входе пучка в нейтральный газ отсутствует компенсация пространственного заряда пучка. В достаточно сильном внешнем магнитном поле B_z пучок удерживается от поперечного разлета и потери транспортируемого тока пучка связаны с образованием виртуального катода при

$$I_b \geq I_{pr}, \quad (2)$$

где I_b – ток пучка на входе трубы дрейфа, I_{pr} – ток пучка на выходе трубы дрейфа. Виртуальный катод образуется вблизи плоскости инжекции на расстоянии $d = 1.5 \cdot 10^{-3} U^{3/4} / j_b^{0.5}$, где j_b – плотность тока инжектируемого пучка, U – напряжение ВК. При этом по трубе дрейфа проходит только часть тока инжектируемого пучка, не превышающая предельный ток, который с учетом компенсации пространственного заряда равен

$$I_{pr} = I_{pr}^{(0)} / (1 - f),$$

$$I_{pr}^{(0)} = \frac{2}{9} I_A^{(0)} \beta^3 \left(1 + \frac{4}{3} \ln \left(\frac{R_c}{r_b} \right) \right)^{-3/2}, \quad (3)$$

где $I_{pr}^{(0)}$ – предельный ток в вакууме [6], $f = ni / nb$ – зарядовая нейтрализация пучка, nb – плотность электронов пучка, $IA(0)$ – ток Альфвена, β – относительная скорость электронов. Формула (3) дает удовлетворительные результаты при изменении R_c / r_b от 1 до 10. ВК исчезает, когда неравенство (2) перестает выполняться и ток пучка начинает проходить полностью.

Проходящие электроны пучка производят ионизацию газа, в результате чего степень зарядовой нейтрализации пучка растет со временем, что приводит к увеличению проходящего тока. Полная зарядовая нейтрализация достигается в момент времени, когда f становится равной единице. Значения параметров пучка и плазмы в этот момент времени берутся в качестве начальных условий.

Здесь описаны начальные условия при наличии сильного внешнего магнитного поля. Приведенная модель начальных условий, учитывающая переходной режим, входит отдельным блоком в общую программу ионизации и формирования плазменного канала. Аналогичная модель для сильноточных пучков в отсутствие внешнего магнитного поля представлена в работе [7].

Результаты моделирования. Рассмотрим инжекцию однородного пучка с параметрами, соответствующими эксперименту [8], в трубу дрейфа, заполненную нейтральным газом: $r_b = 2$ см, $R_c = 4.1$ см, $L = 20$ см. Профиль пучка с током -300 А, длительностью импульса 145 мкс и передним фронтом в 20 мкс представлен на рисунке 1а.

Из анализа численных расчетов следует, что полная зарядовая нейтрализация для аргона достигается достаточно быстро, в то время как для гелия она достигается к середине переднего фронта пучка. Плазменный ток реагирует на изменение тока пучка медленнее при меньших амплитудных значениях тока пучка. Так при импульсе тока пучка в -300 А плазменный ток достигает значения в 75 А (25%), а при импульсе в -5 кА, ток плазмы достигает значения 2.6 кА (52%). Максимальных значений ток плазмы достигает раньше, чем ток пучка. На полочке импульса инжектируемого тока плазменный ток практически отсутствует. Это связано с тем, что длина импульса достаточно большая и достаточно быстро происходит затухание плазменного тока. На заднем фронте плазменный ток меняет направление и увеличивает полный ток.

На рисунке 2 показаны области значений параметров, при которых виртуальный катод не образуется. При меньших энергиях пучка его плотность становится больше, и требуется увеличивать давление газа, чтобы увеличить скорость ионизации и сократить время размытия ВК.

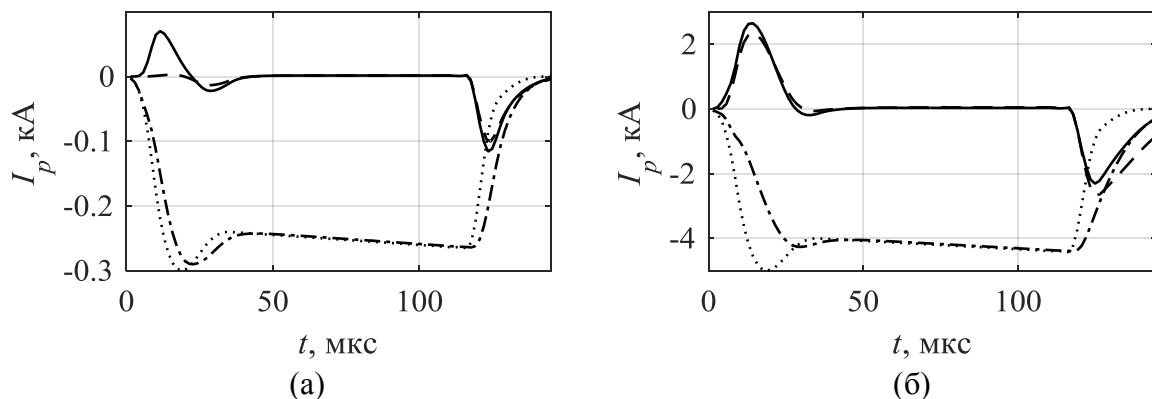


Рис. 1. Зависимость плазменного тока (сплошная – Ar, штриховая – He), тока пучка (пунктирная) и полного тока (штрих-пунктирная) от времени при $I_{b0} = -300$ А, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ Торр (а) и $I_{b0} = -5$ кА, $p = 5 \cdot 10^{-3}$ Торр (б). $\varepsilon_b = 10$ кэВ, $B_z = 1.5$ кГс.

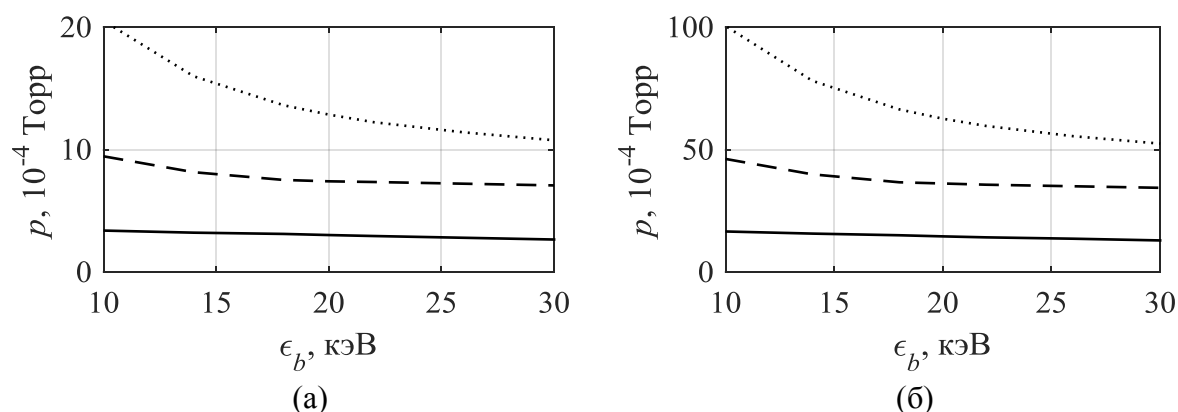


Рис. 2. Кривые разбиения областей образования и необразования виртуального катода в зависимости от тока пучка, давления газа и энергии пучка. Сплошная – $I_{b0} = -300$ А, штриховая – $I_{b0} = -5$ кА, пунктирная – $I_{b0} = -15$ кА. Ar (а), He (б), $B_z = 1.5$ кГс. Выше кривых ВК не образуется, ниже – образуется.

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.
3. Gryzinski M. Classical theory of atomic collisions. I. Theory of Inelastic Collisions // Phys. Rev. – 1965. – Т. 138. – № 2А. – С. 336-358.
4. Газовые лазеры / Под ред. Мак-Даниель И., Нигэн У. – М.: Мир, 1986. – 550 с.
5. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 497 с.
6. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977. – 280 с.
7. Звигинцев И.Л., Григорьев В.П. Leading Edge Erosion of Low-energy Electron Beam During Transport into Neutral Gas // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10-3. – С. 460-462.
8. Grigoryev S.V., Astrelin V.T., Devjatkov N.V., Kandaurov I.V., Koval N.N., Kozyrev A.V., Moskvina P.V. and Teresov A.D. Generation of Submillisecond Electron Beam in the Diode with the Grid Plasma Cathode and the Plasma Anode Generated by the Asymmetrical Reflective Discharge // 16th International Symposium on High Current Electronics: Proceedings. – 2010. – С. 19-22.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПЕДАНСА ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В ДИФФУЗИОННОМ РЕЖИМЕ

В.П. Зимин

(г. Томск, Томский политехнический университет)

e-mail: zimmin@tpu.ru

INVESTIGATION OF IMPEDANCE CESIUM PLASMA THERMIONIC CONVERTER IN THE DIFFUSION MODE

V.P. Zimin

(Tomsk, Tomsk Polytechnic University)

Experimental impedance of the plasma gap thermionic energy converter exhibits both inductive and capacitive properties. On the basis of the non-stationary models of processes in low tem-