

Список литературы:

1. Щедровицкий Я. С. Высококремнистые ферросплавы. – Свердловск: Свердловск. отд. ГНТИ Лит. по черн. и цвет. мет., 1961. – 256 с.
2. Пивинский Ю. Е., Ромашин А. Г. Кварцевая керамика. – М.: Металлургия, 1974. – 264 с.
3. Айлер Р. Химия кремнезема. – М.: Мир, 1982. – 460 с.
4. Volokitin O. G., Skripnikova N. K., Shekhovtsov V. V. Technology for Plasma Treatment of Molybdenum Ore Tailings // Applied Mechanics and Materials. – 2014. – V. 682. P. 515–518.
5. Bondareva N. S., Volokitin O. G., Morozova O. O., Sheremet M. A. Unsteady regimes of hydrodynamics and heat transfer at production of high-temperature silicate melts // Thermophysics and Aeromechanics. – 2013. – No. 20, P. 621–629.
6. Volokitin O.G., Volokitin G.G., Skripnikova N.K., Shekhovtsov V.V. Definition of nanostructural characteristics melting product of quartz sand // International conference on physical mesomechanics of multilevel systems 2014. – No. 1623. – P. 655–658.
7. Volokitin O. G., Shekhovtsov V. V., Maslov E. A. Plasma treatment technology for silicate melt used in mineral fiber production // Advanced materials research. – 2014. – No. 880 – P. 233–236.
8. Патент 2503628 Российской Федерации. С03 В37/04. Плазменная установка для получения тугоплавкого силикатного расплава.
9. Волокитин Г. Г., Скрипникова Н. К., Волокитин О. Г., Шеховцов В. В. Электродуговые и электроплазменные устройства для переработки силикатсодержащих отходов // Известия ВУЗов. Физика. Январь. – 2014. – № 3/3. – С. 114–119.

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ОБРАЗОВАНИЕ
ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА ПРИ ЕГО ТРАНСПОРТИРОВКЕ В АРГОНЕ
НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ**

*И.Л. Звигинцев, ассистент,
В.П. Григорьев, д.ф.-м.н., профессор
Томский политехнический университет, 634034, г.Томск, ул.Советская,84/3,
тел.(906)-950-31-62
E-mail: Zvigintsev@yandex.ru*

Введение. Низкоэнергетические (10-30 кэВ) сильноточные (до 20 кА) электронные пучки (СЭП) находят широкое применение в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов. Привлекательность низкоэнергетических СЭП обусловлена их способностью переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния и эффективно передавать ее объекту воздействия.

Однако при низкой энергии электронов транспортировка СЭП к мишени представляет значительные трудности из-за необходимости обеспечения

практически полной зарядовой нейтрализации. Поэтому повышение эффективности использования низкоэнергетических СЭП требует изучения процессов, сопровождающих их инжекцию в предварительно созданную плазму или нейтральный газ при низком давлении. Один из них – нейтрализация заряда пучка на переднем фронте импульса тока. Этот процесс предшествует установлению режима самофокусировки и является важным для моделирования формирования плазменного канала при инжекции пучка в нейтральный газ и осуществления транспортировки пучка к мишени.

Исследованию динамики зарядовой нейтрализации на фронте сильноточных электронных пучков посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ. Однако все исследования проводились для релятивистских пучков (> 300 кэВ) с длительностью импульса десятки наносекунд [1, 2]. В случае низкоэнергетических СЭП имеются существенные особенности, обусловленные образованием на входе в трубу дрейфа виртуального катода. Действительно, при отсутствии зарядовой нейтрализации такой электронный пучок в результате образования виртуального катода практически полностью запирается на входе в трубу дрейфа, и проходит ток, равный предельному вакуумному, который для типичных параметров установок не превышает 40 А. В релятивистских пучках этот эффект практически не проявляется, а в низкоэнергетических он является доминирующим.

Уравнения. Основными процессами наработки плазменного канала являются ионизация проходящим током пучка и ионизация образующимися электронами плазмы в поле пространственного заряда пучка:

$$\frac{dn_i}{dt} = \left[\langle \sigma_{ib} v_b \rangle n_q + \langle \sigma_{ie} v_e \rangle n_e \right] n_{g0} (1-k). \quad (1)$$

Изменение плотности электронов плазмы описывается уравнением:

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_i}{dt} - \frac{n_e}{\tau_e}. \quad (2)$$

В (1) и (2) n_i , n_e – плотности ионов и электронов плазмы; σ_{ib} , σ_{ie} – сечения ионизации электронами пучка и плазмы; v_b , v_e – скорости электронов пучка и плазмы; $\langle \rangle$ – усреднение по энергиям; n_q – плотность проходящего пучка; $n_{g0} = 3.5 \cdot 10^{16} p$ – начальная плотность газа; p – давление газа, Торр; $k = n_i / n_{g0}$; $\tau_e = L / v_e$ – время выхода плазменных электронов из 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 превышении током пучка I_b предельного тока I_{pr} ($I_b \geq I_{pr}$). Виртуальный катод (ВК) образуется вблизи плоскости инжекции на расстоянии $d = \sqrt{2.33 \cdot 10^{-6} U^{3/2} / j_b}$. При этом по трубе дрейфа проходит только часть тока инжектируемого пучка, не превышающая предельный ток. Остальная часть электронов пучка отражается от ВК на стенки трубы дрейфа.

Предельный ток с учетом компенсации пространственного заряда равен

$$I_{pr} = I_{pr}^{(0)} / (1-f), \quad (3)$$

где

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

– предельный ток в вакууме [3], $f = n_i / n_b$ – зарядовая нейтрализация пучка, I_b – ток инжектируемого пучка, n_b – плотность электронов пучка, $I_A^{(0)}$ – ток Альфвена, β – относительная скорость электронов, j_b – плотность тока инжектируемого пучка, U – потенциал ВК. Формула (4) дает удовлетворительные результаты при изменении R_c / r_b от 1 до 10. ВК исчезает, когда предельный ток с учетом компенсации пространственного заряда начинает превышать ток инжектируемого пучка.

Проходящие электроны пучка производят ионизацию газа, в результате чего степень зарядовой нейтрализации пучка растет со временем, что приводит к увеличению проходящего тока. Выход плазменных электронов на торцы трубы дрейфа учитывается в уравнении (2). Кроме того, в процессе ионизации участвуют образующиеся плазменные электроны, выходящие из трубы дрейфа под действием потенциала ВК. В результате, если ионизация будет происходить достаточно быстро, то ВК может не образоваться. Это зависит от таких параметров пучка как энергия пучка E_b , крутизна переднего фронта пучка, а также давления и сорта газа. Поэтому имеет смысл определить граничные значения этих параметров в наиболее интересной области их изменения.

Результаты. Будем рассматривать однородный пучок с радиусом $r_b = 2$ см, инжектируемый в трубу дрейфа радиуса $R_c = 4.1$ см в сильном внешнем магнитном поле, достаточном для полного удержания пучка от разлета. Энергию плазменных электронов E_e примем как $E_b/2$, где E_b – энергия электронов пучка. В диапазоне энергий $E_b = 10..30$ кэВ $\langle \sigma_{ie} v_e \rangle$ больше, чем $\langle \sigma_{ib} v_b \rangle$.

Профиль тока пучка по времени вычисляется по формуле:

$$\frac{I_b(t)}{I_{b0}} = \begin{cases} t / \tau_f & , \quad t < \tau_f \\ 1 & , \quad t \geq \tau_f \end{cases}.$$

Данный модельный импульс характерен тем, что после того как ВК исчезнет, он больше не будет образовываться. Кроме того, ВК может образоваться только на переднем фронте. Так как если к моменту выхода тока пучка на полочку ВК не образовался, значит предельный ток с учетом нейтрализации больше тока пучка, а на полочке ток пучка не изменяется, в то время как предельный ток растет. Если ВК образуется раньше, то он исчезает позже.

Из рисунка 1 видно, что с ростом давления время полной зарядовой нейтрализации уменьшается. При меньших энергиях время полной зарядовой нейтрализации увеличивается.

Из рисунка 2 видно, что с ростом максимума тока пучка время полной зарядовой нейтрализации увеличивается. С ростом длительности переднего фронта время полной зарядовой нейтрализации уменьшается. Если ВК исчезает на полочке, то наблюдается практически линейная зависимость времени полной зарядовой нейтрализации от величины максимума тока пучка.

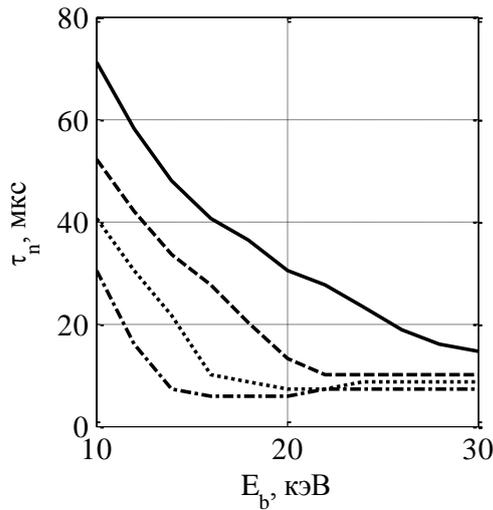


Рис. 1. Зависимость времени полной зарядовой нейтрализации от энергии пучка при $\tau_f = 20$ мкс и $I_{b0} = -300$ А. Сплошная – $p = 1.5 \cdot 10^{-4}$ Торр, штриховая – $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр, пунктирная – $p = 2.5 \cdot 10^{-4}$ Торр, штрих-пунктирная – $p = 3 \cdot 10^{-4}$ Торр.

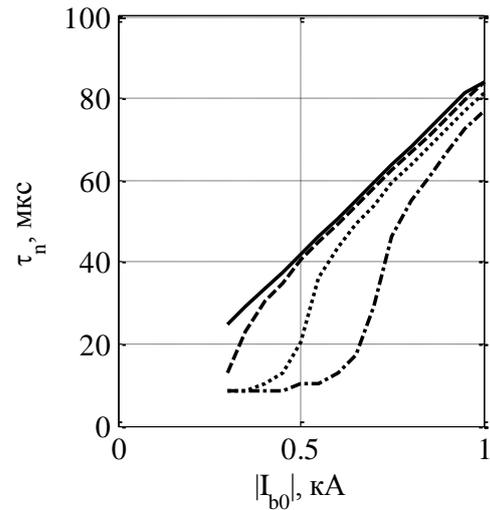


Рис. 2. Зависимость времени полной зарядовой нейтрализации от величины максимума тока пучка при $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр и $E_b = 20$ кэВ. Сплошная – $\tau_f = 10$ мкс, штриховая – $\tau_f = 20$ мкс, пунктирная – $\tau_f = 30$ мкс, штрих-пунктирная – $\tau_f = 40$ мкс.

Из рисунка 3 видно, что пока меньший ток пучка не вышел на полочку, проходящий ток остается одинаковым для обоих случаев. Затем в случае меньшего тока пучка проходящий ток увеличивается быстрее за счет того, что степень зарядовой нейтрализации увеличивается быстрее, т.к. плотность проходящего тока не изменяется в первом случае, а во втором случае продолжает расти.

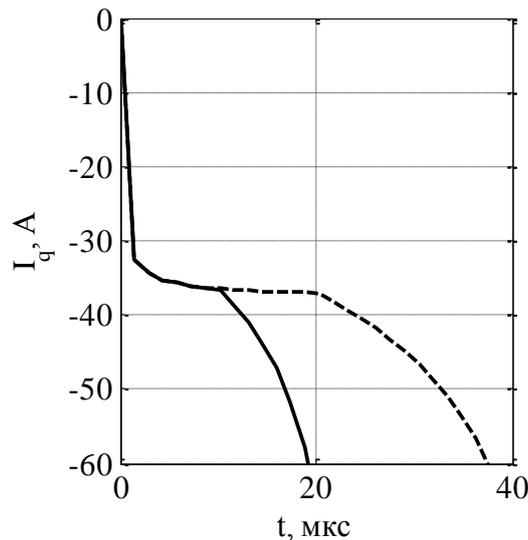


Рис. 3. Зависимость проходящего тока от времени при одинаковой крутизне переднего фронта, $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр, $E_b = 20$ кэВ. Сплошная – $\tau_f = 10$ мкс, $I_{b0} = -300$ А, штриховая – $\tau_f = 20$ мкс, $I_{b0} = -600$ А.

При одинаковой крутизне переднего фронта и разных его длительностях, ВК образуется в один и тот же момент времени, т.к. на переднем фронте скорость возрастания тока одинакова.

На рисунках 4 и 5 представлены граничные значения параметров, при которых ВК не образуется. В любой точке выше граничной линии ВК не образуется. В любой точке ниже граничной линии ВК образуется, и чем ближе точка к граничной линии, тем меньше длительность существования ВК. Например, при $E_b = 20$ кэВ, $\tau_f = 20$ мкс, $I_{b0} = -10$ кА и давлении газа $5 \cdot 10^{-3}$ Торр ВК образуется, а при большем давлении перестает образовываться (рис. 4).

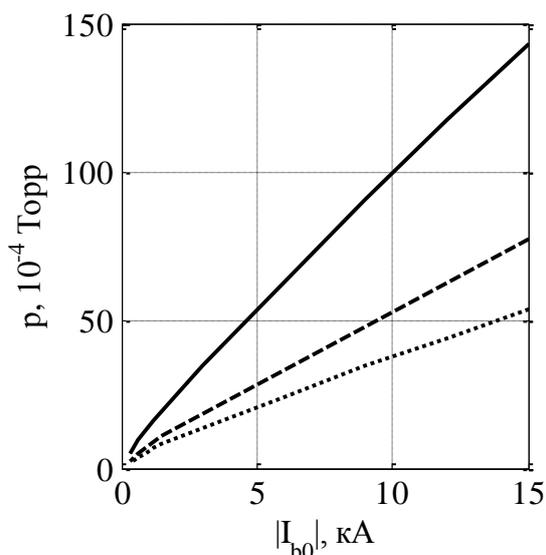


Рис. 4. Граничные значения параметров p и I_{b0} , при которых ВК не образуется; $E_b = 20$ кэВ. Сплошная – $\tau_f = 10$ мкс, штриховая – $\tau_f = 20$ мкс, пунктирная – $\tau_f = 30$ мкс.

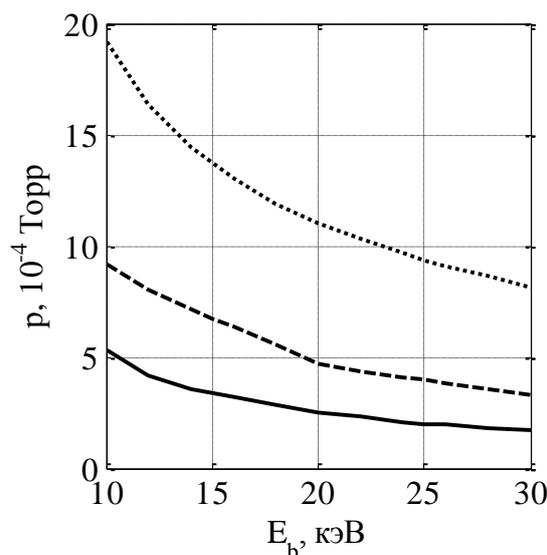


Рис. 5. Граничные значения параметров p и E_b , при которых ВК не образуется; $\tau_f = 20$ мкс. Сплошная – $I_{b0} = -300$ А, штриховая – $I_{b0} = -600$ А, пунктирная – $I_{b0} = -1500$ А.

Работа поддержана грантами РФФИ (12-08-00251-а и 12-08-00213-а).

Список литературы:

1. Глазычев Л.В., Норман Г.Е., Сорокин Г.А. Приближенная оценка темпа эрозии РЭП // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15, № 1. – С. 3–7.
2. Глазычев Л.В., Сорокин Г.А. Эрозия РЭП в канале с высокой проводимостью // Физика плазмы. – 1990. – Т. 16, № 3, С. 370–375.
3. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977, – 280 с.