УДК 004.94:537.533

И.Ю. Бакеев, А.В. Медовник, А.В. Казаков

Моделирование распространения электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником на основе дугового разряда

Разработана модель распространения широкоапертурного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником электронов на основе дугового разряда, описывающая поведение электронов пучка и частиц, образующихся при ионизации электронами молекул остаточного газа (пучковой плазмы). В результате моделирования определена роль механизмов, отвечающих за изменение распределения плотности тока широкоапертурного сильноточного пучка в форвакуумной области давлений: его сжатие обусловлено действием собственного магнитного поля, в то время как взаимодействие с остаточным газом вызывает рассеяние пучка. Ключевые слова: электронный пучок, форвакуум, моделирование.

В настоящее время импульсные электронные пучки находят широкое применение для поверхностной обработки различных материалов [1-4]. При этом пучки, генерируемые форвакуумными источниками электронов, позволяют осуществлять поверхностную обработку диэлектриков (различных марок керамики, полимеров и др.) [5]. При генерации широкоапертурных пучков форвакуумными источниками на основе дугового разряда [6], как и для источников электронных пучков традиционного диапазона давлений, встает вопрос об обеспечении однородности плотности тока по сечению пучка для равномерной обработки поверхности изделий. Использование перераспределяющего электрода [7] в разрядном промежутке источника на основе дугового разряда позволяет улучшить равномерность радиального распределения концентрации плазмы вблизи эмиссионной границы и вследствие этого обеспечить генерацию однородного по сечению пучка. Одна из причин, приводящая к изменению распределения сильноточного электронного пучка при его распространении в традиционном диапазоне давлений, как отмечено в [7], состоит в сжатии пучка под действием собственного магнитного поля. В то же время, как утверждают авторы [8], в форвакуумном диапазоне давлений рассеяние электронов на молекулах остаточного газа приводит к обратному эффекту, его уширению. Таким образом, вопрос о сохранении однородности плотности тока широкоапертурного сильноточного пучка при его распространении в форвакуумном диапазоне давлений остается открытым. Цель настоящей работы состояла в моделировании распространения широкоапертурного сильноточного электронного пучка и поведения частиц образованной пучковой плазмы для выявления процессов, определяющих радиальное распределение плотности тока пучка по мере его распространения в форвакуумной области давлений.

Модель. Для решения задачи используется имитационный метод: на каждом временном шаге Δt осуществляется обработка поведения частиц на основании математического описания: движение электронов пучка под действием магнитного и электрического полей; образование заряженных частиц при ионизации молекул остаточного газа электронами пучка; движение заряженных частиц пучковой плазмы под действием электрического поля.



распространения пучка: z, r - координаты; $\Delta z - толщина слоя$

Для решения задачи область распространения электронного пучка разбивается на слои малой толщины Δz перпендикулярно направлению пучка (рис. 1). В каждом слое рассматриваются радиальная составляющая электрического, азимутальная компонента магнитного поля и движение частиц плазмы в радиальном направлении.

Для описания электронов пучка используется метод крупных частиц [9], т.е. рассматривается распространение конечного (небольшого) числа групп, характеризующихся общими параметрами: координатами *z*, *r*; проекциями скорости *v*_z (обусловленной ускоряющим напряжением) и *v*_r. Перемещение каждой группы осущест-

вляется по двум координатам, причем при подсчете радиального ускорения, вызванного магнитным полем, для упрощения принимается, что электроны пучка распространяются вдоль оси *z*:

$$\begin{cases} z = z_0 + v_z \cdot \Delta t, \\ r = r_0 + v_{r0} \cdot \Delta t + \frac{a_r \cdot (\Delta t)^2}{2}, \\ v_r = v_{r0} + a_r \cdot \Delta t, \\ a_r = \frac{e}{m_e} (E + v_z \cdot B), \end{cases}$$
(1)

где z_0 , r_0 , v_{r0} – координаты и радиальная проекция скорости в предыдущий момент времени соответственно; z, r, v_r , v_z – координаты и проекции скорости в текущий момент времени соответственно; a_r – радиальное ускорение; e, m_e – заряд и масса электрона соответственно; E – напряженность электрического поля; B – индукция магнитного поля.

Помимо действия электрического и магнитного полей, направления скоростей у электронов пучка изменяются при рассеянии на молекулах остаточного газа. Моделирование отклонения в радиальном и азимутальном направлениях (рис. 2, *a*) при рассеянии осуществляется методом Монте-Карло [8] согласно формуле Резерфорда

$$\frac{dN(\theta)}{N_0} = na \left(\frac{2Ze^2}{m_e v^2}\right) \frac{2\pi \sin(\theta)d\theta}{4\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)},$$
(2)

где $dN(\theta)$ – число электронов, отклоненных на угол θ ; N_0 – общее число частиц; n – концентрация молекул остаточного газа; a – пройденный электронами путь; Z – зарядовое число; v – скорость электрона.

Каждый рассматриваемый слой разбивается на кольцевые области (рис. 2, δ). Каждая такая область характеризуется значением потенциала φ (напряженности *E*) электрического поля, индукции магнитного поля *B*, количеством частиц электронов и ионов плазмы в данной области.



с. 2. Схема рассеяния электронов пучка на молекулах остаточного газа и схема деления слоев на кольцевые области (б)

Число ионизованных электронами пучка молекул N_i (образованных электронов и ионов пучковой плазмы) при прохождении пучком толщины слоя Δz определяется исходя из эффективного сечения ионизации σ_i :

$$N_i = \sqrt{2} \cdot \Delta z \cdot N_e \cdot n \cdot \sigma_i , \qquad (3)$$

где N_e – число прошедших электронов пучка.

Распределение потенциала в каждом слое определяется уравнением Пуассона в цилиндрической системе координат. Индукция магнитного поля *В* определяется, исходя из теоремы о циркуляции вектора магнитной индукции.

Перемещение частиц плазмы осуществляется согласно формуле

$$r = r_0 + \mu \cdot E \cdot \Delta t , \qquad (4)$$

где µ – подвижность.

Помимо движения частиц плазмы под действием электрического поля, учитывается их тепловое расширение, для чего частицам задаются скорости согласно распределению Максвелла:

$$\Delta N = N \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T}} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v_r^2}{2 \cdot k \cdot T}\right) \Delta v , \qquad (5)$$

Слой v_{r1} · Δt v_{r2} · Δt v_{r3} · Δt

Рис. 3. Перемещение частиц плазмы за счет теплового расширения

где
$$\Delta N$$
 – количество частиц, обладающих скоростью v_r ; m – масса
частицы; k – постоянная Больцмана; T – температура частиц плаз-
мы; v_r – средняя тепловая скорость частиц; Δv – шаг разбиения по
скоростям. При этом максимально возможной тепловой скоростью
считается скорость, соответствующая значению функции плотно-
сти вероятности, равному 0,1% от максимума распределения.

Считается что движение частиц, обладающих скоростью v_r , происходит равномерно во все стороны. Из каждой области строятся окружности радиусом $v_r \cdot \Delta t$ (рис. 3). Число частиц N_S , перемещаемых в соседние области, равно

$$N_S = \Delta N \frac{l_S}{l},\tag{6}$$

где l_S – длина дуги, пересекающая площадь области, в которую происходит перемещение, l – длина дуги.

Результаты моделирования и сравнение с экспериментом. На рис. 4, а представлены расчетные радиальные распределения потенциала на уровне экстрактора в различные моменты времени. В начальный момент времени распределение потенциала обусловлено лишь имеющимися электронами пучка. По мере их распространения в области движения образуются ионизованные газовые молекулы и медленные электроны, причем медленные электроны под действием электрического поля выталкиваются на периферию, чем обеспечивается накопление положительных ионов. С течением времени (спустя десятки наносекунд) накопление ионов в области распространения пучка приводит к нейтрализации электрического заряда электронов пучка, т.е. образуется пучковая плазма. Высокое значение потенциала плазмы относительно стенок камеры обусловлено наличием вытолкнутых на периферию медленных электронов. Дальнейший разлет медленных электронов и попадание их на стенки камеры приводят к снижению потенциала плазмы. За счет тепловых скоростей частиц происходит медленное расширение пучковой плазмы в радиальном направлении, причем плазма отделяется от остального пространства потенциальным барьером величиной порядка 4 В. Радиальное распределение индукции магнитного поля (рис. 4, δ) с течением времени не меняется и зависит лишь от радиального распределения плотности тока пучка. Таким образом, в форвакуумной области давлений радиальное распределение плотности тока электронного пучка по мере его распределения определяют лишь сила Лоренца, направленная к центру пучка, и рассеяние электронов на молекулах остаточного газа.



Рис. 4. Радиальные распределения потенциала φ на уровне экстрактора в различные моменты времени *t* после начала приложения импульса (*a*) (ток пучка $I_b = 45$ A, радиус пучка $R_b = 40$ мм, распределение плотности тока пучка равномерное) и радиальное распределение индукции магнитного поля *B*, создаваемого электронным пучком на уровне экстрактора (*б*): $1 - t = 5 \cdot 10^{-8}$ с; $2 - t = 5 \cdot 10^{-7}$ с; $3 - t = 3 \cdot 10^{-6}$ с

Эксперименты по измерению параметров пучка по мере его распространения проведены на макете электронного источника, описание конструкции которого и методика экспериментов изложены в [10]. Сопоставление расчетных и экспериментальных распределений плотности тока показано на рис. 5. Как можно заметить, сжатие пучка происходит по мере его распространения (рис. 5, a), причем сжатие усиливается с возрастанием тока пучка (рис. 5, δ). При сравнении экспериментальных и расчетных данных обнаруживается удовлетворительное совпадение.



Рис. 5. Радиальные распределения плотности тока пучка *j* на различных расстояниях *z* от экстрактора $(a - I_b = 30 \text{ A}, P = 8 \text{ Па}, \text{ускоряющее напряжение } U_a = 8 \text{ кB})$ и при различных токах пучка I_b $(6 - z = 275 \text{ мм}, P = 8 \text{ Па}, \text{ускоряющее напряжение } U_a = 8 \text{ кB})$: 1 - z = 0 мм; 2, 5 - z = 75 мм; 3, 6 - z = 170 мм; 4, 7 - z = 275 мм; $8, 11 - I_b = 15 \text{ A}$; $9, 12 - I_b = 30 \text{ A}$; $10, 13 - I_b = 45 \text{ A}$; 1 - 4, 8 - 10 – расчетные результаты; 5 - 7, 11 - 13 – экспериментальные данные

Заключение. Впервые разработана модель распространения широкоапертурного электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником электронов на основе дугового разряда, описывающая поведение электронов пучка и частиц, образующихся при ионизации электронами молекул остаточного газа (пучковой плазмы). Как показали экспериментальные и расчетные данные, однородность пучка заметно ухудшается при распространении в форвакуумной области давлений: на расстоянии 275 мм от экстрактора пучок значительно сужается и имеет выраженный максимум распределения плотности тока на оси пучка. В результате моделирования определена роль механизмов, отвечающих за изменение распределения плотности тока: его сжатие обусловлено действием собственного магнитного поля. В то же время на пучок оказывает существенное влияние рассеяние электронов на молекулах остаточного газа. При сравнении расчетных и экспериментальных данных обнаруживается удовлетворительное совпадение, что свидетельствует о справедливости положений модели. Разработанная модель позволяет более обоснованно подходить к конструированию и применению форвакуумных источников электронов на основе дугового разряда.

Литература

1. Pulsed electron-beam technology for surface modification of metallic materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur et al. // J. Vac. Sci. Technol. – 1998. – A 16 (4). – P. 2480–2488.

2. Surface alloying by pulsed intense electron beams / G. Mueller, V. Engelko, A. Weisenburger, A. Heinzel // Vacuum. – 2005. – Vol. 77. – P. 469–474.

3. Bacterial Inactivation Using Low-Energy Pulsed-Electron Beam / P.R. Chalise, M.S Rahman, H. Ghomi et al. // IEEE Transactions on plasma science. – 2004. – Vol. 32, № 4. – P. 1532–1539.

4. Murray J.W. Repair of EDM induced surface cracks by pulsed electron beam irradiation / J.W. Murray, A.T. Clare // Journal of Materials Processing Technology. – 2012. – Vol. 212. – P. 2642–2651.

5. Surface structure of alumina ceramics during irradiation by a pulsed electron beam / V.A. Burdovitsin, E.S. Dvilis, A.V. Medovnik et al. // Tech. Phys. – 2013. – Vol. 58, № 1. – P. 111–113.

6. A Forevacuum Pulse Arc-Discharge-Based Plasma Electron Source / A.V. Kazakov, V.A. Burdovitsin, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Instruments and Experimental Techniques. -2013 - Vol. 56, No 6. -P. 659-662.

7. Devyatkov V.N. Generation and transport of high-current, low-energy electron beam in a system with a gas filled diode / V.N. Devyatkov, N.N. Koval, P.M. Shchanin // Tech. Phys. – 1998. – Vol. 43, $N_{\odot} 1. - P. 39-43$.

8. Золотухин Д.Б. Моделирование методом Монте-Карло упругого и неупругого рассеяния электронного пучка в газе / Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин // Доклады ТУСУРа. – 2012. – № 2(26), ч. 2. – С. 55–58.

9. Birdsall C.K. Plasma Physics via Computer simulation / C.K. Birdsall, A.B. Langdon. – McGraw-Hill Book Company, 1985 – 504 p.

10. Распределение плотности тока электронного пучка, генерируемого импульсным форвакуумным плазменным источником электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 11–3. – С. 68–72.

Бакеев Илья Юрьевич Мл. науч. сотрудник, аспирант каф. физики ТУСУРа Тел.: 8-953-953-17-26 Эл. почта: bakeeviyu@mail.ru

Медовник Александр Владимирович

Канд. техн. наук, доцент каф. физики ТУСУРа Тел.: 8-913-802-94-86 Эл. почта: medovnikav@mail.ru

Казаков Андрей Викторович

Мл. науч. сотрудник, аспирант каф. физики ТУСУРа Тел.: 8-923-413-39-95 Эл. почта: kazakov89@sibmail.com

Bakeev I.Yu., Medovnik A.V., Kazakov A.V. Modeling of the propagation of electron beam generated by a forevacuum-pressure plasma electron source based on a cathodic arc

The model for the propagation of large-radius electron beam generated by a forevacuum-pressure plasma electron source based on a cathodic arc is presented. This model describes the behavior of the electron beam and the particles produced in electron ionization of residual gas molecules, i.e. beam plasma. The simulation has defined the role of the mechanisms responsible for changes in the current density distribution of the beam while it is spread. The compression of the beam is caused by electron beam own magnetic field. On the other hand the beam affects the scattering of electrons in the molecules of the residual gas. **Keywords:** electron beam, forevacuum, modeling of beam propagation.

170