

УДК 537.533

## Моделирование транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум с учетом разброса тепловых скоростей электронов

С. В. Денбновецкий, В. И. Мельник, И. В. Мельник, Б. А. Тугай

*На основе теоретического анализа рассмотрен процесс транспортировки короткофокусных электронных пучков, формируемых газоразрядными электронными пушками, из низкого в высокий вакуум. При моделировании транспортировки электронного пучка в эквипотенциальном канале использованы основные электронно-оптические уравнения траекторного анализа, описывающие взаимодействия электронного потока с магнитным полем фокусирующих линз и остаточным газом. Основная особенность разработанной модели — учет разброса тепловых скоростей электронов после прохождения ими области анодной плазмы. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.*

PACS: 41.85.-p

*Ключевые слова:* электронный пучок, электронная пушка, высокий вакуум, магнитное поле, анодная плазма.

### Введение

Электронно-лучевые технологии находят широкое применение во многих отраслях промышленности, и на сегодняшний день область их применения простирается от наноэлектроники и точного приборостроения до тяжелого машиностроения и металлургии. Это связано с высокой общей и удельной мощностью электронных пучков, высоким КПД источников электронов, а также с простотой управления энергетическими и геометрическими параметрами электронных потоков с помощью электрических и магнитных полей.

При выполнении технологических операций в низком и среднем вакууме в среде активных или инертных газов широкое применение нашли источники электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) [1]. Основными преимуществами газоразрядных электронных пушек (ГРЭП) являются относительная простота конструкции, широкий диапазон рабочих давлений, устойчивая работа при низком и среднем вакууме в среде различных газов, включая активные, простота управления мощностью формируемого пучка путем изменения давления в области горения раз-

ряда. В соответствии с физикой горения ВТР в газоразрядных электронных пушках необходимо поддерживать давление в диапазоне единицы—десятки паскаль [2]. Многие технологические операции, например нанесение покрытий сложного химического состава в среде активных газов, выращивание монокристаллов, вакуумная плавка металлов высокой чистоты, осуществляются при более низких давлениях, порядка  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  Па. Учитывая это, необходимо обеспечивать развязку по давлению камеры ГРЭП и области проведения технологической операции. Обеспечение требуемого перепада давлений достигается путем одновременной откачки электронной пушки и технологической камеры установки, при этом область формирования электронного пучка отделяется от технологической камеры каналом транспортировки с ограниченным поперечным сечением [3, 4]. Поэтому при проектировании электронно-лучевого оборудования, в котором используются газоразрядные электронные пушки, важной задачей является исследование транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум в эквипотенциальном канале.

Математические модели транспортировки короткофокусных электронных пучков, формируемых ГРЭП, в эквипотенциальном канале с учетом магнитного поля фокусирующих линз и влияния остаточного газа подробно рассмотрены в работах [3, 4]. Недостатком этих моделей является то, что в них не был учтен разброс тепловых скоростей электронов транспортируемого пучка. С учетом того, что после прохождения анодной плазмы за счет рассеяния на ионах остаточного газа разброс поперечных скоростей электронов составляет по-

Денбновецкий Станислав Борисович, профессор.  
Мельник Виталий Игнатьевич, старший научный сотрудник.  
Мельник Игорь Витальевич, доцент.  
Тугай Борис Андреевич, старший научный сотрудник.  
Киевский политехнический институт.  
Украина, 03056, Киев, Пр. Победы, 37, корпус 12.  
Тел. (38 044) 236-69-13.  
E-mail: imelnik@edd.ntu-kpi.kiev.ua  
Статья поступила в редакцию 18 ноября 2009 г.

рядка нескольких электронвольт [2], начальные тепловые скорости оказывают существенное влияние на геометрические и энергетические параметры пучка, формируемого ГРЭП, при его транспортировке.

В данной работе предложена математическая модель, учитывающая влияние разброса скоростей электронов при транспортировке короткофокусного пучка в эквипотенциальном канале из низкого в высокий вакуум. Результаты моделирования сравниваются с результатами, полученными без учета разброса тепловых скоростей, и с имеющимися экспериментальными данными.

На основании полученных данных моделирования сделаны выводы о характерных изменениях геометрии пучка и о токооседании на стенках канала в зависимости от расстояния дрейфа. Результаты представляют большой интерес для проектировщиков электронно-лучевого технологического оборудования.

### Основные уравнения, описывающие процесс транспортировки пучка

Физико-математическая модель транспортировки короткофокусного электронного пучка из низкого в высокий вакуум основана на системе алгебродифференциальных нелинейных уравнений, включающей:

- уравнения вакуумной техники;
- математические модели коротких магнитных линз;
- систему уравнений, описывающую комплекс физических процессов, связанных с дрейфом электронного потока в разряженном газе;
- уравнения, описывающие влияние тепловых скоростей электронов на геометрические и энергетические параметры пучка в процессе его транспортировки.

Ранее были разработаны математические модели вакуумных процессов для каналов транспортировки пучка, описываемых как поверхности вращения с входным радиусом  $R_1$  и выходным радиусом  $R_2$ . При этом анализировали следующие геометрические формы канала транспортировки:

- цилиндрическая — с радиусом  $R_2$  и входной диафрагмой радиуса  $R_1$ ;
- коническая — с входным радиусом  $R_1$  и выходным радиусом  $R_2$  [5];
- нелинейные системы, в которых геометрия канала транспортировки пучка определяли из соотношения [4]:

$$r(z) = A(z + z_0)^\alpha, \quad \alpha < 1, \quad (1)$$

где  $A$  и  $z_0$  — коэффициенты, вычисляемые через входной радиус канала транспортировки пучка  $R_1$  и его выходной радиус  $R_2$ .

Проведены теоретические исследования потерь тока короткофокусных электронных пучков при их транспортировке в нелинейном канале, геометрия которого описывается соотношением (1) в [3]. В результате был сделан вывод, что незначительное уменьшение потерь тока пучка по сравнению с каналами цилиндрического и конического сечений не оправдывает использования криволинейных каналов транспортировки в промышленном электронно-лучевом технологическом оборудовании из-за сложности их изготовления. Поэтому в данной работе проведен анализ транспортировки электронных пучков в цилиндрических каналах с входной диафрагмой малого поперечного сечения, которые чаще всего используются на практике.

В общем случае модель течения газа через канал транспортировки пучка строится исходя из основного уравнения вакуумной техники и уравнения вакуумной проводимости Кнудсена [6]. Для молекулярного режима течения газа сопротивление и проводимость цилиндрического канала с диафрагмой малого сечения рассчитываются из соотношений [6]:

$$p_{cham} = \frac{p_{gun} U_{cyl}}{U_{cyl} + S_{pump}}; \quad (2)$$

$$W_{cyl} = \frac{R_2^2 - R_1^2}{116\pi R_2^2 R_1^2} + \frac{l_{channel}}{968 R_2^3}, \quad U_{cyl} = \frac{1}{W_{cyl}},$$

- где  $p_{gun}$  — давление в камере пушки;
- $p_{cham}$  — давление в технологической камере;
- $W_{cyl}$  — вакуумное сопротивление канала транспортировки пучка;
- $U_{cyl}$  — его проводимость;
- $l_{channel}$  — длина канала;
- $S_{pump}$  — быстродействие вакуумного насоса.

При относительно высоких давлениях в разрядной камере пушки в канале транспортировки пучка устанавливается промежуточный режим течения газа [6]. В этом случае при вычислении проводимости канала транспортировки вводится соответствующий поправочный коэффициент

$$J = \frac{1 + 202(R_1 + R_2)\bar{p} + 2653((R_1 + R_2)\bar{p})^2}{1 + 236(R_1 + R_2)}; \quad (3)$$

$$U_{cond} = JU_m,$$

- где  $U_m$  — проводимость канала в молекулярном режиме;
- $U_{cond}$  — проводимость канала в промежуточном режиме;
- $\bar{p}$  — среднее давление газа в канале;
- $J$  — полуэмпирический коэффициент для пересчета значения проводимости.

Полученные из соотношений (2)—(3) значения давления используются при расчете концентрации ионов в остаточном газе.

Для расчета приосевого магнитного поля коротких фокусирующих линз применили аппроксимацию, которая является достаточно точной при отсутствии насыщения ферромагнитного материала и выполнении условия:

$$0,5 \leq D_{lens}/S_{lens} \leq 2, \quad (4)$$

где  $S_{lens}$  — ширина немагнитного зазора;

$D_{lens}$  — толщина области намотанного провода.

В этом случае приосевое магнитное поле короткой симметричной магнитной линзы с ферромагнитным панцирем  $B_{z0}$  с достаточно высокой точностью описывается соотношением [4, 7]

$$B_{z0} = \frac{1,257 \cdot 10^{-4} I_{lens} N_{lens}}{2S_{lens}} \left[ \frac{z_{lens} + \frac{S_{lens}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{lens}}{3}\right)^2 + \left(z_{lens} + \frac{S_{lens}}{2}\right)^2}} - \frac{z_{lens} - \frac{S_{lens}}{2}}{\sqrt{\left(\frac{D_{lens}}{3}\right)^2 + \left(z_{lens} - \frac{S_{lens}}{2}\right)^2}} \right], \quad (5)$$

где  $I_{lens}$  — ток линзы;

$N_{lens}$  — число витков;

$z_{lens}$  — ширина линзы.

При известном осевом распределении магнитного поля  $B_{z0}(z)$ , рассчитанном с использованием соотношений (4)—(5), распределение поля в любой точке канала транспортировки пучка определяется через разложение в ряд Тейлора для составляющих  $B_r$  и  $B_z$ :

$$B_r = -\frac{r}{2} B'_{z0} + \frac{r^3}{16} B''_{z0} + \dots; \quad B_z = B_{z0} - \frac{r^2}{4} B''_{z0} + \dots, \quad (6)$$

а магнитный поток — из соотношения

$$\Psi(r, z) = \int_0^r 2\pi r B_r dr + \int_0^z 2\pi r B_z dz. \quad (7)$$

Полученные из соотношений (5)—(7) значения индукции магнитного поля и магнитного потока используются на следующих этапах моделирования при расчете траекторий электронов.

Расчет граничной траектории пучка в канале транспортировки проводили следующим образом. Среди физических эффектов, определяющих взаимодействие электронного пучка с остаточным газом, необходимо выделить компенсацию и перекompенсацию пространственного заряда электронного пучка ионами, магнитную фокусировку пучка в газе или пинч-эффект и резерфордовское рассеяние электронов на атомах остаточного газа [7, 8].

Для резерфордовской модели рассеяния средних углов, на который рассеиваются ускоренные электроны при их взаимодействии с атомами остаточного газа, определяется из соотношений [7, 8]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) &= \frac{10^{-4} Z_a^{4/3}}{2\gamma\beta^2}; \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) = \frac{Z_a^{3/2}}{2\gamma\beta^2}; \\ \bar{\theta}^2 &= \frac{8\pi r_{beam}^2 n Z_a^2 z}{\beta^4 \gamma^2} \ln\left(\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\theta_{\min}$  — минимальный угол рассеяния;

$\theta_{\max}$  — максимальный угол рассеяния;

$Z_a$  — заряд атомного ядра остаточного газа,

$\beta = v/c$  — отношение скорости электрона к скорости света;

$r_{beam}$  — радиус электронного пучка;

$n$  — концентрация атомов газа;

$\bar{\theta}$  — средний угол рассеяния.

При моделировании транспортировки электронного пучка в эквипотенциальном канале из соотношений (8) вычисляли изменение угла наклона граничной траектории пучка  $\bar{\theta} = \theta_{abs} = \frac{dr}{dz}$ , происходящее за счет влияния эффекта рассеяния.

Влияние эффекта ионной фокусировки на траектории электронов пучка зависит от давления и определяется концентрацией ионов в среде остаточного газа  $n_{i0}$ , которая вычисляется из соотношения [7, 8]:

$$n_{i0} = \sqrt{\pi r_{beam}^2} B_i p n_e \sqrt{\frac{M \varepsilon_0 n_e}{m_e U_{cham}}} \exp\left(-\frac{U_{cham}}{\varepsilon_0 n_e r_{beam}^2}\right), \quad (9)$$

где  $B_i$  — степень ионизации;

$p$  — давление газа;

$n_e$  — концентрация электронов;

$m_e$  — масса электрона;

$\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная;

$U_{cham}$  — ускоряющее напряжение.

Тогда с учетом рассматриваемых физических эффектов система алгебродифференциальных уравнений для расчета граничной траектории электронов запишем в виде [3, 4]:

$$f = \frac{n_e}{n_{i0} - n_e}; \quad C = \frac{I_{beam} (1 - f - \beta^2)}{4\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e} U_{cham}^{3/2}}}; \quad (10)$$

$$\frac{d^2 r_{beam}}{dz^2} = \frac{C}{r_{beam}} - \frac{e r_{beam} B_{z0}^2}{8 m_e U_{cham}}; \quad \theta = \frac{d^2 r_{beam}}{dz^2} dz + \theta_{abs},$$

где  $f$  — степень компенсации пространственного заряда электронного пучка ионами остаточного газа;

$I_{beam}$  — ток электронного пучка.

При расчете граничной траектории пучка в соответствии с соотношениями (8)—(10) для определения составляющей магнитного поля фокусирующих линз  $B_{z0}(z)$  используются соотношения (5), (6), а для определения давления газа на заданном участке канала транспортировки — соотношения вакуумной техники (2), (3). Результаты анализа процесса транспортировки электронного пучка из низкого в высокий вакуум без учета разброса электронов по скоростям были опубликованы в работах [3, 4].

### Учет разброса тепловых скоростей электронов

Как было отмечено выше, разброс электронов по скоростям в электронных пучках, формируемых газоразрядными пушками, обусловлен их взаимодействием с анодной плазмой ВТР. В соответствии с литературными данными, величина разброса скоростей электронов после прохождения пучком анодной плазмы ВТР составляет порядка нескольких электронвольт [2]. Известно, что при таком разбросе по скоростям зависимость плотности тока пучка от радиальной координаты соответствует гауссову закону распределения [7, 8]:

$$j(r) = j_0 \exp\left(-\frac{r_{beam}^2}{\beta_{beam}^2}\right), \quad (11)$$

где  $j(r)$  — функция распределения плотности тока;  
 $j_0$  — плотность тока на оси симметрии пучка;  
 $\beta_{beam}$  — параметр, характеризующий разброс электронов по скоростям.

В этом случае потери тока пучка, возникающие вследствие токооседания на стенках канала транспортировки, вычисляются для заданного его участка из соотношения [3, 4]:

$$dI_{beam} = \pi\beta_{beam}^2 j_0 \times \left\{ \exp\left[-\left(\frac{r_{beam} - \beta_{beam}}{2}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{r_{beam}}{2}\right)^2\right] \right\}, \quad (12)$$

а ток электронного пучка при итерационных расчетах по координате  $z$  определяется с учетом его уменьшения соотношением (12)

$$I_{beam}^n = I_{beam}^{n-1} - dI_{beam}^n, \quad (13)$$

где  $n$  — номер текущей итерации.

При известном разбросе тепловых скоростей электронов параметр  $\beta_{beam}$  определяется следующим образом. Сначала для каждого участка канала транспортировки рассчитывается эквивалентное время пролета электронов из соотношения [7, 8]:

$$\Delta t_{eq} = \frac{r_{beam}}{r_{entr}} \int_{t_{entr}}^t \left(\frac{r_{entr}}{r_{beam}}\right)^2 dt, \quad (14)$$

где  $r_{entr}$  — координата граничной траектории пучка при его входе в канал транспортировки в начальный момент времени  $t_{entr}$ ;

$r_{beam}$  — радиус пучка на текущей итерации в момент времени  $t$ .

Тогда параметр распределения Гаусса  $\beta_{beam}$ , характеризующий разброс электронов пучка по скоростям, вычисляется следующим образом:

$$\beta_{beam} = \Delta t_{eq} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}. \quad (15)$$

Учитывая, что для условий горения ВТР  $kT_e \approx 4$  эВ [2], находим значение  $\beta_{beam}$  для текущей итерации при интегрировании уравнений граничной траектории (10). При этом приосевая плотность тока транспортируемого пучка определяется из соотношения [3, 4]:

$$j_0 = \frac{I_{beam}}{2\pi\beta_{beam}^2}. \quad (16)$$

Анализ результатов моделирования процесса транспортировки короткофокусных электронных пучков в эквипотенциальном канале, полученных с использованием соотношений (2)—(16), приведен ниже.

### Результаты моделирования и их анализ

Примеры расчета граничной траектории транспортируемого короткофокусного электронного пучка и токооседания на стенках канала для разных углов расходимости пучка при его входе в канал транспортировки приведены на рисунке. Для фокусировки пучка использовались две короткие магнитные линзы: первая — располагалась на входе канала транспортировки, а положение и параметры второй линзы оптимизировались в ходе моделирования. Расчеты проводились для следующих параметров электронно-лучевого технологического оборудования с газоразрядной пушкой:

Ускоряющее напряжение, $U_{cham}$ , В.....	$10^4$
Начальный ток пучка, $I_b$ , А.....	1
Начальный радиус пучка, $r_{entr}$ , мм.....	3
Диаметр входного отверстия лучепровода, $D_1 = 2R_1$ , мм.....	9
Диаметр лучепровода, $D_2 = 2R_2$ , мм.....	25
Давление в ГРЭП, $p_{beam}$ , Па.....	5
Давление в технологической камере, $p_{cham}$ , Па.....	$10^{-1}$
Быстродействие вакуумного насоса, $S_{pump}$ , м <sup>3</sup> /с.....	0,1
Ширина линз, $z_{lens}$ , см.....	5

Ширина немагнитного зазора линз,  $S_{lens}$ , см..... 1  
 Параметры первой магнитной линзы:  
 число витков,  $N_{lens_1}$  ..... 2000  
 ток,  $I_{lens_1}$ , А..... 2,5  
 Параметры второй магнитной линзы:  
 число витков,  $N_{lens_2}$ ..... 2000  
 ток,  $I_{lens_2}$ , А..... 1,9

Для сравнения на рисунке приведены результаты моделирования без учета разброса электронов по скоростям.

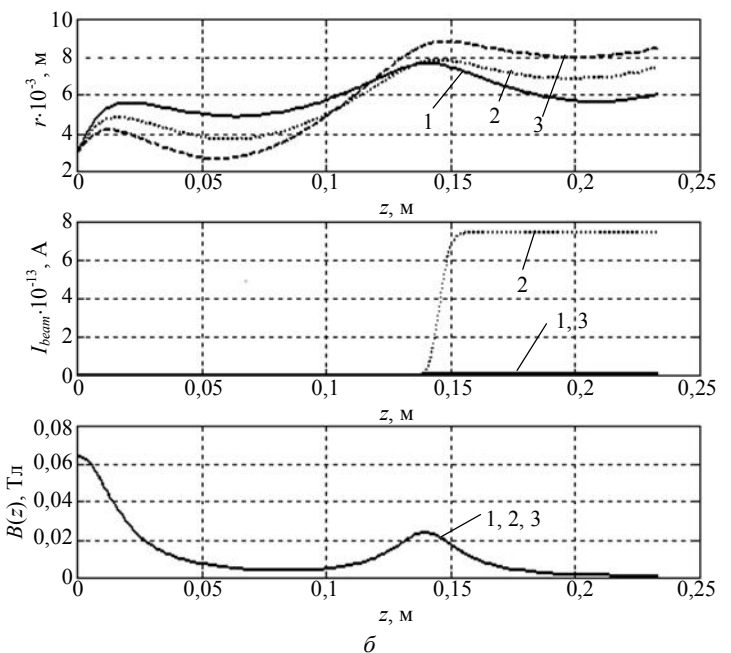
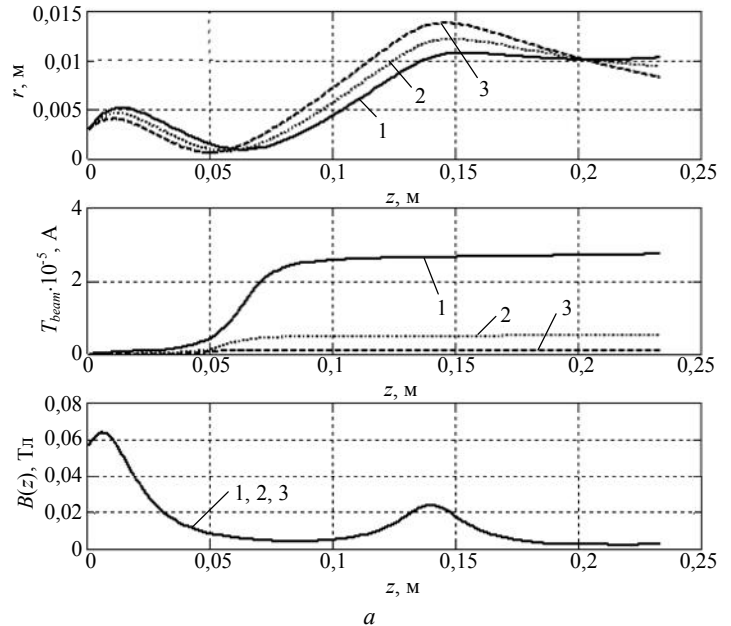
Анализ полученных результатов моделирования позволяет сделать следующие выводы.

1. При учете влияния начальных тепловых скоростей угол влета пучка оказывает значительно меньшее влияние на его граничную траекторию.

2. Наличие начальных тепловых скоростей способствует росту потерь тока пучка на входе в канал транспортировки, и зависимость потерь тока от расстояния дрейфа более однородна, чем при моделировании без учета начальных скоростей.

3. Хотя потери тока пучка при оптимальных условиях его транспортировки небольшие и не превосходят долей процента, все же учет разброса тепловых скоростей дает большие значения токовых потерь, которые ближе к значениям, наблюдаемым экспериментально. Расхождения расчетных и экспериментальных данных не превышали 15 %. Экспериментальные значения потерь тока пучка в канале транспортировки, полученные для ГРЭП разной мощности, приведены в таблице.

**Результаты моделирования транспортировки электронного пучка при различных углах:**  
*a* — с учетом разброса тепловых скоростей электронов; *b* — без учета разброса тепловых скоростей электронов:  
 1 —  $\theta = 0,3$ ; 2 —  $\theta = 0,2$ ; 3 —  $\theta = 0,25$



Мощность пучка, кВт	Ускоряющее напряжение, кВ	Диаметр, мм		Длина лучепровода, мм	Мощность, выделяемая на аноде и лучепроводе, кВт
		отверстия	лучепровода		
10	12	10	15	150	1
50	25	15	20	170	3
100	30	18	30	180	6

### Заключение

Учет в модели транспортировки короткофокусных электронных пучков, формируемых ГРЭП, разброса тепловых скоростей электронов дает возможность повысить точность моделирования и оценить реальные потери тока электронного пучка при его транспортировке в эквипотенциальном канале. Результаты моделирования показали, что граничные траектории транспортируемого пучка незначительно зависят от угла влета электронов, и потери тока пучка достаточно однородны вдоль всей длины канала транспортировки.

Рассчитанные значения интегральных потерь тока пучка достаточно близки к реальным, экспериментально наблюдаемым значениям. Расходимость расчетных и экспериментальных данных составляла не более 15 %. Результаты проведенных теоретических и экспериментальных исследований представляют большой практический интерес для проектировщиков электронно-лучевого технологического оборудования.

### Литература

1. Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В., Тугай Б. А. Газоразрядные электронные пушки и их применение в промышленности// Электроника и связь, тематический выпуск "Проблемы электроники". Ч. 2. 2005. С. 84—87.
2. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. — М.: Атомиздат, 1989. — 256 с.
3. Мельник И. В. Моделирование транспортировки электронных пучков из области низкого в область высокого вакуума в эквипотенциальном канале// Электронное моделирование. 2001. Т. 23. Вып. 4. С. 82—92.
4. Денбновецкий С. В., Мельник В. И., Мельник И. В. Особенности моделирования транспортировки короткофокусных электронных пучков из низкого в высокий вакуум в фокусирующем поле коротких магнитных линз// Электроника и связь, тематический выпуск "Проблемы электроники". Ч. 1. 2008. С. 108—113.
5. Мельник И. В. Вопросы проектирования газоразрядной электронной пушки// Вестник Киевского политехнического института. Сер. Радиоэлектроника. 1991. Вып. 28. С. 75—77.
6. Дэйман С. Научные основы вакуумной техники. — М.: Мир, 1964. — 715 с.
7. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 304 с.
8. Лоусон Дж. Физика электронных пучков заряженных частиц. — М.: Мир, 1980. — 438 с.

## Simulation of guiding of short-focus electron beams from low to high vacuum with taking into account dissipation of electrons thermal velocity

S. V. Denbnovetskiy, V. I. Melnyk, I. V. Melnyk, B. A. Tugay

National Technical University of Ukraine "Kiev Polytechnic institute", Faculty of Electronic,  
37, k. 12, pr. Peremogy, Kiev, 03056, Ukraine  
E-mail: imelnik@edd.ntu-kpi.kiev.ua

*Process of guiding of short-focus electron beams, generated by High-Voltage Glow Discharge Electron Guns (HVGDEG), from low to high vacuum, is considered in this article on the base of theoretical analyse. Basic electron-optical equations for trajectory analyse, described interaction of the electron flux with magnetic field of focused lenses and with residual gas, were used for simulation of electron beam transporting in the equipotential channel. Main distinguishing feature of proposed model is taking into account the dissipation of thermal electrons' velocities after its passing through anode plasma of High Voltage Glow Discharge (HVGD). Obtained theoretical results are in the good agreement with experimental data.*

PACS: 41.85.-p

*Keywords:* electron beam, electron gun, high vacuum, magnetic field, anode plasma.

Bibliography — 8 references.

Received 18 November 2009