

Выводы

Научная новизна заключается в том, что на основе критерия предельного уровня обеспечивается минимизация потерь, связанных с получением разведывательной информации средствами БПЛА, а также с хранением, обслуживанием, эксплуатацией БПЛА и вероятностью вскрытия обслуживающих подразделений БПЛА противником.

Практическая значимость заключается в необходимости создания систем разведки с использованием БПЛА, а также в научно обоснованных рекомендациях по их количественному резервированию, в разных условиях боевых действий.

Таким образом, применение критерия предельного уровня при выполнении перечисленных условий позволяет решать вопросы выбора рационального количества резерва БПЛА, что в сравнении с аналогичными системами без резервирования БПЛА повышает эффективность ведения разведки на 10-30% в зависимости от различных условий боевых действий.

Литература: 1. *Стеценко О.О., Карпенко В., Даник Ю.Г.* Виявлення аеродинамічних об'єктів, виготовлених за технологіями зниження їх помітності у різних діапазонах хвиль // Збірник наукових праць. Харків: ХВУ. 2001. Вип. 7(37). С.35-37. 2. *Стеценко О.О., Карпенко В.,*

Даник Ю.Г. Погляди на формування інформаційного поля для розвідки повітряного простору у заданих напрямках // Наука і оборона. 2001. №3. С.48-51. 3. *Даник Ю.Г., Ткаченко М.М.* Аналіз застосування і перспективи використання безпілотних літальних апаратів // Збірник наукових праць ХВУ, 2001. Вип. 4(34). С.66-70.

Поступила в редколлегию 25.03.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Демидов Б.А.

Даник Юрий Григорьевич, д-р техн. наук., проф., главный научный сотрудник НЦ ПВО при ХВУ. Научные интересы: оптико-электронные информационные системы. Адрес: Украина, 61043, Харьков, пл. Свободы, 6, тел. 40-41-41 (2-87).

Багров Сергей Сергеевич, канд. техн. наук, старший научный сотрудник НЦ ПВО при ХВУ. Научные интересы: мат. моделирование и системный анализ. Адрес: Украина, 61043, Харьков, пл. Свободы, 6, тел. 40-41-41 (2-87).

Наконечный Александр Анатольевич, канд. техн. наук, начальник кафедры ХВУ. Научные интересы: радиолокация. Адрес: Украина, 61043, Харьков, пл. Свободы, 6, тел. 40-41-41 (2-87).

Ткаченко Николай Николаевич, доцент кафедры ХВУ. Научные интересы: радиолокация. Адрес: Украина, 61043, Харьков, пл. Свободы, 6, тел. 40-41-41 (2-87).

УДК 621.385.64

ДИНАМИКА И ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛАКА В МАГНЕТРОННОЙ ПУШКЕ С ХОЛОДНЫМ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

ЧУРЮМОВ Г.И., СТАРЧЕВСКИЙ Ю.Л., ЛЕБЕДЕВ О.Г., ИСАЕВА Е.Б.

Описывается компьютерная система моделирования магнетронных пушек с холодным катодом, которая позволяет проследить за процессом генерации электронного пучка и исследовать его внутреннюю структуру. Приводятся распределения плотности заряда в различных сечениях электронного потока в различные моменты времени. Показывается влияние начальной энергии первичных электронов и скорости изменения напряжения между катодом и анодом на процесс вторично-эмиссионного размножения.

1. Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям, связанным с генерацией мощных электронных пучков в магнетронных пушках с холодными вторично-эмиссионными катодами [1-3]. Полученные экспериментальные результаты показывают принципиальную возможность формирования электронных пучков в таких приборах. Для понимания физических процессов в пространстве взаимодействия магнетронной пушки необходимо провести теоретическое исследование особенностей вторично-эмиссионного размножения, особенно обращая внимание на исследование нестационарных процессов, сопутствующих формированию электронного потока на фронте и спаде импульса анодного напряжения.

Целью данной работы является математическое моделирование нестационарного электронного облака при импульсном способе возбуждения и анализ состояния электронного пучка в установившемся режиме магнетронной пушки с холодным металлическим вторично-эмиссионным катодом.

2. Постановка задачи

Схематическое изображение магнетронной пушки показано на рис. 1.

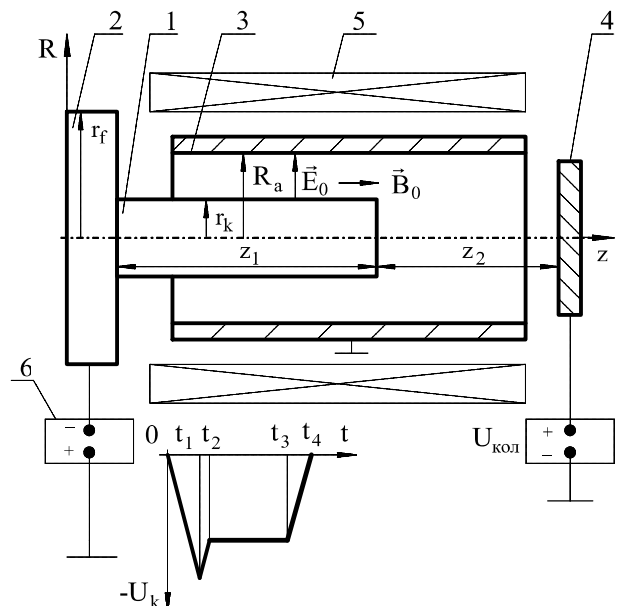


Рис. 1. Схематическое изображение магнетронной пушки с холодным катодом

Пушка содержит внутренний катод 1, рефлектор 2, внешний анод 3, коллектор 4, соленоид 5 и модулятор 6, формирующий отрицательный импульс, форма которого приведена на рис. 2. Данный импульс имеет фронт нарастания напряжения (интервал $0 \leq t \leq t_1$), первый фронт спада (интервал $t_1 < t \leq t_2$), область “полочки” импульса (интервал $t_2 < t \leq t_3$) и область второго фронта спада (интервал $t_3 < t \leq t_4$). В пространстве взаимодействия пушки присутствуют скрещенные радиальное электрическое \vec{E}_0 и продольное магнитное \vec{B}_0 поля, создаваемые модулятором 6 и соленоидом 5, соответственно. Исходные параметры магнетронной пушки для моделирования электронного облака выбирались согласно эксперименту, описанному в [1]. Индукция продольного магнитного поля B_0 задавалась равной 0,3 Тл. Амплитуда импульса напряжения составляла 7,0 кВ.

Конструкция магнетронной пушки имела следующие геометрические размеры: радиус катода $r_k = 1$ мм; радиус рефлектора $r_r = 4$ мм; радиус анода $R_a = 3,5$ мм, длина катода $z_1 = 10$ мм; расстояние между срезом катода и коллектором $z_2 = 17$ мм и временными параметрами катодного импульса: $t_1 = 1$ нс, $t_2 = 2$ нс, $t_3 = 8$ нс. Моделирование процессов в пространстве взаимодействия проводится методом крупных частиц в квазистатическом приближении [4].

3. Математическая модель

Основу математической модели магнетронной пушки составляет система самосогласованных уравнений движения электронного потока и уравнения Пуассона. Для определения траекторий электронов решается уравнение движения для каждой частицы:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \eta \cdot (-\vec{E}(t) + \vec{E}_{ПЗ} + [\vec{v}, \vec{B}]), \quad (1)$$

где $\vec{E}(t) = \vec{E}_0(t)$ – вектор напряженности статического электрического поля; $\vec{B} = \vec{B}_0$ – вектор индукции статического магнитного поля; $\vec{E}_{ПЗ} = -\text{grad}U$ – вектор напряженности поля пространственного

заряда (ПЗ); $\eta = \frac{|e|}{m} = 1,758796 \cdot 10^{11}$ Кл/кг – приведенный заряд электрона, \vec{r} и \vec{v} – радиус-вектор и скорость частицы.

Для определения напряженности поля ПЗ $\vec{E}_{ПЗ}$, воздействующего на частицы, воспользуемся уравнением Пуассона:

$$\Delta U = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где $U = U(r, \varphi, z)$ – потенциал поля ПЗ; $\rho = \rho(r, \varphi, z)$ – плотность объемного заряда, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Для решения уравнения (2) был использован конечно-разностный неявный итерационный метод с последовательной комбинацией решений в декар-

товой и цилиндрической системах координат в трёх измерениях. Это позволяет использовать решение уравнения Пуассона в декартовой системе координат как начальное приближение для его последующего решения в цилиндрической системе координат. Данный переход предполагает уточнение граничных условий и сглаживание распределения потенциала. Такой сложный алгоритм решения уравнения Пуассона связан с существенным различием сходимости его решений в декартовой и цилиндрической системах координат и обусловлен более высокой точностью и скоростью решения уравнения (2) в декартовой системе координат [5]. Уравнение движения (1) решается с применением векторного метода [6].

Предложенный алгоритм решения уравнений (1) и (2) был реализован программно на алгоритмическом языке C++ для операционной системы WINDOWS в виде программы трехмерного моделирования нестационарных процессов 3D-BMS.03 (3-Dimensional - Bunch Modeling System). Данная программа позволяет найти распределение потенциала между электродами практически любой формы и рассчитать траектории частиц в скрещенных полях с учётом объёмного заряда в трёх измерениях.

4. Анализ физических процессов в начальной стадии формирования электронного облака

Для работы магнетронной пушки на её катод подаётся отрицательный импульс напряжения, форма которого приведена на рис. 2.

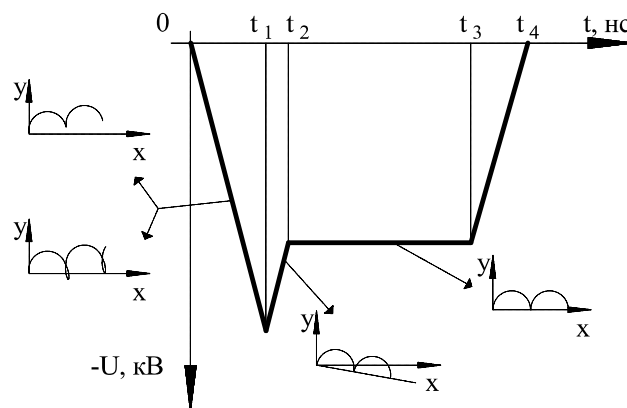


Рис. 2. Импульс напряжения, подаваемого на катод, и качественный вид траекторий электронов на разных участках катодного импульса

На фронте нарастания импульса анодного напряжения (интервал $0 \leq t \leq t_1$) в результате автоэлектронной эмиссии с поверхности катода эмитируются автоэмиссионные электроны, ток которых, оцененный по теории Фаулера-Нордгейма, составляет несколько микроампер. Их энергия вылета $W_{\text{ВЫЛ}}$ не превышает десятых долей эВ. Кроме данных электронов, некоторое количество свободных электронов и ионов образуется также за счет эффектов ионизации атомов нейтральных остаточных газов. Как результат, на этом этапе формирования электронного потока в пространстве взаимодействия

пушки образуется начальный ток, который по мере роста анодного напряжения формируется в виде электронной втулки, заполняющей все пространство взаимодействия пушки. Учитывая, что начальная плотность электронного облака мала, проведём рассуждения, связанные с анализом движения электронного облака, в кинематическом приближении, полагая $\vec{E}_{пз}$ в (1) равной нулю.

Интегрируя уравнение движения (1), записанное в декартовой системе координат (случай плоского приближения), для электронов, движущихся в скрещенных нестационарном электрическом и статическом магнитном полях, получаем следующие выражения для координат и скоростей:

$$y(t) - y_0 = \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^2} \cdot t + \frac{v_{x0}}{\omega_c} \cdot (1 - \cos(\omega_c \cdot t)) + \left(\frac{v_{y0}}{\omega_c} - \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^3} \right) \cdot \sin(\omega_c \cdot t), \quad (3)$$

$$v_y(t) = \frac{dy(t)}{dt} = \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^2} + v_{x0} \cdot \sin(\omega_c \cdot t) + v_{y0} \cdot \cos(\omega_c \cdot t) - \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^2} \cdot \cos(\omega_c \cdot t), \quad (4)$$

$$x(t) - x_0 = -\frac{\eta \cdot k \cdot t^2}{2 \cdot d \cdot \omega_c} + \frac{v_{x0} \cdot \sin(\omega_c \cdot t)}{\omega_c} + \frac{v_{y0} \cdot \cos(\omega_c \cdot t)}{\omega_c} - \frac{\eta \cdot k \cdot \cos(\omega_c \cdot t)}{d \cdot \omega_c^3} - \frac{v_{y0}}{\omega_c} + \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^3}, \quad (5)$$

$$v_x(t) = \frac{dx(t)}{dt} = -\frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c} \cdot t + v_{x0} \cdot \cos(\omega_c \cdot t) - v_{y0} \cdot \sin(\omega_c \cdot t) + \frac{\eta \cdot k}{d \cdot \omega_c^2} \cdot \sin(\omega_c \cdot t), \quad (6)$$

где x_0, y_0, v_{x0}, v_{y0} — начальные значения координат и скоростей электронов в момент $t = 0$; $k = \frac{dU(t)}{dt}$ — скорость изменения импульса катодного напряжения; $d = R_a - r_k$ — высота пространства взаимодействия; $\omega_c = \eta \cdot B_0 = 5.276 \cdot 10^{10}$ Гц — циклотронная частота.

Анализ уравнения (3) показывает, что при изменении знака параметра k , который определяет скорость нарастания (или спада) катодного импульса, траектории движения электронов на участках $0 \leq t \leq t_1$ и $t_1 \leq t \leq t_2$ также изменяются, как показано на рис.2. При этом на фронте катодного импульса при $0 \leq t \leq t_1$ их ход зависит от величины начальной скорости вылета с катода. В случае, когда $v_{нач} = \sqrt{v_{x0}^2 + v_{y0}^2} = 0$, электрон не возвращается в конце первой циклоиды на катод, а поднимается к аноду и процесс вторично-эмиссионного размно-

жения прерывается. Для электрона, вылетевшего с катода с конечной начальной скоростью, т.е. когда $v_{нач} = \sqrt{v_{x0}^2 + v_{y0}^2} > 0$, ход траектории изменяется таким образом, что имеет место вылет частиц на катод, и это может вызывать появление вторично-эмиссионного размножения. Как результат, плотность объемного заряда в пространстве взаимодействия пушки увеличивается. С другой стороны, для электронов, вылетающих на катод, время пролета в пространстве взаимодействия от момента вылета с катода до удара о катод становится меньше, чем период циклотронных колебаний, т.е.

$$t_{пр} < T_c = \frac{2 \cdot \pi}{\eta \cdot B_0} = 1.191 \cdot 10^{-10} \text{ с.}$$

Это значит, что процесс взаимодействия электронов с катодом интенсифицируется.

Изменяя длительность фронта или спада катодного импульса, можно регулировать $t_{пр}$ электронов и, как следствие, получать необходимую энергию их удара о катод.

На рис. 3 представлена зависимость энергии бомбардировки катода $W_{уд}$ от начальной энергии электрона $W_{нач}$ для разных скоростей нарастания фронта ($k > 0$) и спада ($k < 0$) катодного импульса.

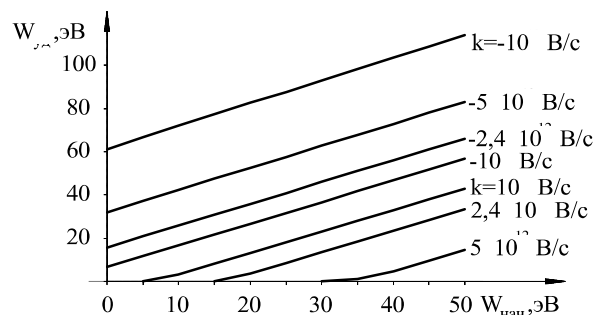


Рис. 3. Зависимость энергии бомбардировки от энергии вылета первичных электронов

Анализ представленных зависимостей показывает, что для вылета электрона на катод с программируемой энергией бомбардировки (например, чтобы энергия удара

$$W_{уд} > W_1, \quad (7)$$

где W_1 — энергия первого критического потенциала на кривой вторичной эмиссии $\sigma = \sigma(W/W_{макс})$) следует выбрать требуемую крутизну нарастания фронта катодного импульса при заданной энергии вылета электрона с катода.

Необходимо отметить, что с ростом крутизны нарастания фронта анодного импульса более 10^{12} В/с зависимость $W_{уд}(W_{нач})$ является нелинейной в области малых значений $W_{уд}$.

На спаде катодного импульса, когда $t_1 \leq t \leq t_2$, изменением крутизны спада можно изменять энергию бомбардировки в более широком диапазоне значений, удовлетворяющих условию (7), даже для

электронов с малой энергией вылета (не более единиц эВ).

В некоторых устройствах, например ускорителях, целесообразно формировать электронный пучок при более высоких напряжениях и сильных магнитных полях. Расчёты, аналогичные представленным на рис.3, показывают, что в этом случае циклотронный период уменьшается, и для сообщения необходимой энергии бомбардировки $W_{уд}$ приходится увеличивать крутизну спада импульса напряжения. Это даёт принципиальную возможность формировать мощные электронные пучки за более короткое время. При дальнейшем увеличении электрических и магнитных полей электроны становятся релятивистскими и применять формулы (3)–(6) для анализа физических процессов не корректно.

Сравнивая графики при киловольтных и мегавольтных напряжениях, можно сказать, что для обеспечения лавинной вторичной эмиссии для мегавольтных напряжений нужны более крутые спады. С понижением напряжения существует возможность формирования электронного облака при сравнительно небольших скоростях изменения напряжения, но на это, соответственно, тратится больше времени.

На установившемся участке импульса при $t_2 \leq t \leq t_3$ из уравнения (3) и (4) следует, что электроны, вылетевшие с катода и совершающие сложное циклоидальное (азимутальное и аксиальное) движение, возвращаются обратно на катод за время, равное периоду циклотронных колебаний при условии, что потенциал на катоде постоянный (см. рис.2), причем составляющие скоростей вылета частицы равны составляющим скоростей в момент удара о катод. Энергия вылета частицы с катода $W_{нач} = mv_{нач}^2/2$ равна энергии ее удара о катод $W_{уд} = mv_{уд}^2/2$. В случае, если выполняется условие (7) для кривой вторичной эмиссии $\sigma = \sigma(W/W_{макс})$ [7], где $W_{макс}$ – энергия вылета, соответствующая максимальному коэффициенту вторичной эмиссии, происходит эмиссия вторичных электронов с катода и, как следствие, растет объёмная плотность заряда. Если энергия бомбардировки недостаточна для эмиссии вторичных электронов, процесс накопления объёмного заряда ухудшается, что приводит к снижению объёмной плотности заряда в пространстве взаимодействия.

Таким образом, важным фактором в процессе формирования электронного облака является величина энергии электронов, бомбардирующих катод, причем величина этой энергии зависит как от длительности фронта или спада катодного импульса, определяемого параметром k , так и от начальной энергии их вылета с катода. В нашем случае для вторичных электронов энергия их вылета выбиралась случайным образом в пределах 1 - 5 эВ.

Рассмотрение физических процессов, сопровождающих формирование электронного облака, в рам-

ках кинематического приближения не позволяет в полной мере объяснить все особенности накопления объёмного заряда. В частности, не удается описать режим ограничения эмиссии полем ПЗ, который реально существует в приборах магнетронного типа с распределённой эмиссией и играет определяющую роль в механизме саморегулирования процесса размножения электронного потока.

5. Анализ физических процессов с учётом пространственного заряда

Результаты моделирования магнетронной пушки с учетом сил объёмного заряда приведены на рис. 4–8. На рис. 4 изображён электронный поток в трехмерном представлении (а) и в двухмерном диаметральном сечении (б).

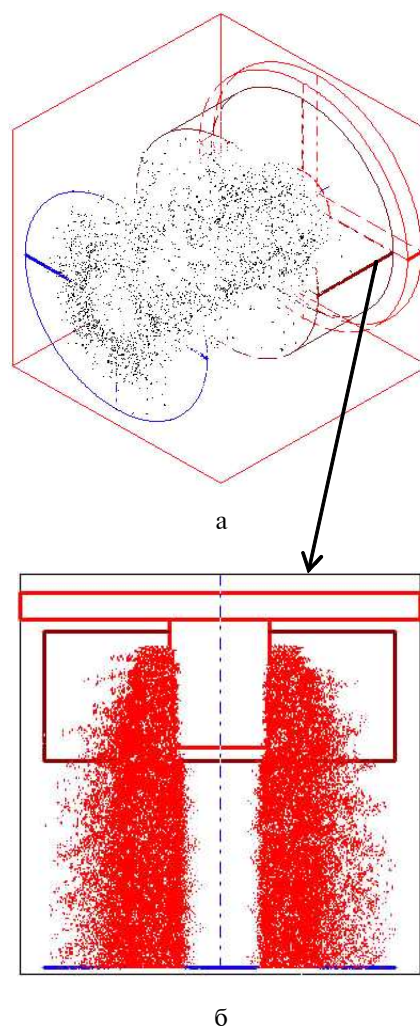


Рис. 4. Трёхмерный электронный пучок и его вид в сечении

Представленный результат получен для случая, когда первичный конвекционный ток в пространстве пушки рассматривался как неравномерный по длине катода и выбирался равным

$$i_{нач} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{K \cdot |e| \cdot N_e}{\Delta t} = 64 \text{ мА}, \quad (8)$$

где $K = 10^6$ – коэффициент укрупнения; $\Delta t = 10^{-11}$ с – шаг дискретизации по времени; N_e – число крупных частиц, выходящих из катода за время Δt .

Параметр укрупнения K в (8) выбирается из условия, что режим ограничения эмиссии полем ПЗ наступает, когда в пространстве взаимодействия пушки одновременно находится $(3 - 6) \cdot 10^4$ частиц. Этот пучок существует за счёт самоподдерживающейся вторичной эмиссии. Его параметры со временем практически не изменяются. Это можно видеть из рис. 5 (а, б), на котором показаны кривые накопления пространственного заряда и тока, обусловленного частицами, вылетающими на коллектор.

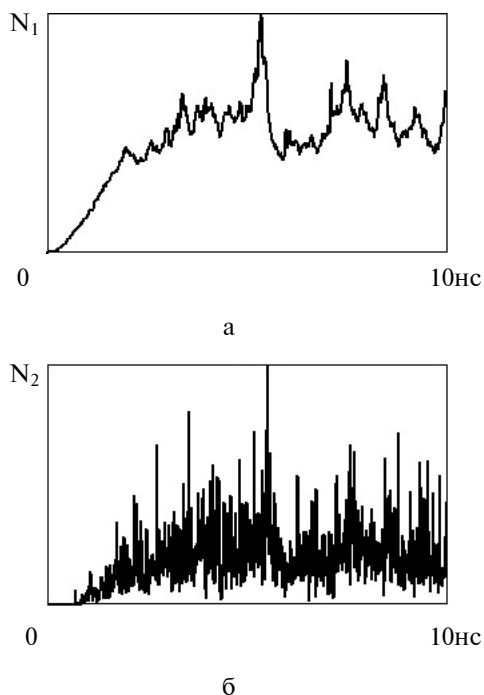


Рис. 5. Зависимость числа частиц в пространстве взаимодействия пушки (а) и числа частиц, достигших коллектора (б), от времени

Ток коллектора отличается от экспериментального тока, приведенного в [1], не более, чем на 8 %, и равен 1,75А. Данный результат сравнения протекания физических процессов в реальном и машинном экспериментах подтверждает адекватность построенной математической модели магнетронной пушки.

На рис.6 представлены распределения плотности заряда по продольной координате в характерные моменты времени формирования электронного облака. Видно, что со временем объёмный заряд смещается к коллектору. В пучке присутствуют пульсации плотности заряда по продольной координате.

Состояние электронного потока в разных продольных сечениях пушки при $t = 3$ нс показано на рис.7. Как видно, в области пушки частицы занимают положение между катодом и анодом, а при вылете на коллектор формируется поток с двумя максимумами распределения плотности объёмного заряда. В общем случае имеет место турбулентный электронный поток, обладающий характерными пульсациями плотности заряда. Последние объясняются циклотронным движением частиц. След пучка на коллекторе совпадает с отпечатками, полученными

в экспериментах [1], на которых толщина кольца составляет 1–2 мм.

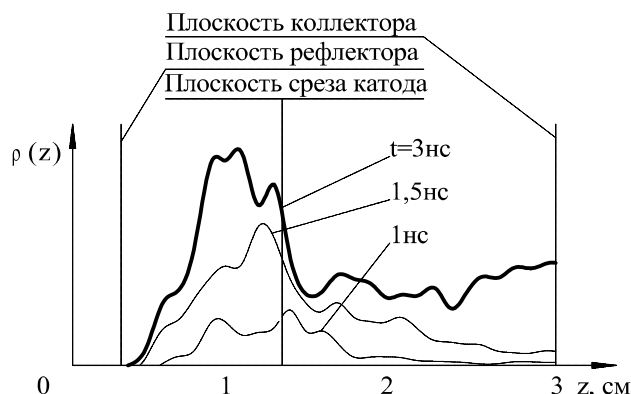


Рис. 6. Распределение плотности заряда $\rho(z)$ по продольной координате в различные моменты времени

На рис.8 представлена кривая зависимости коэффициента вторичной эмиссии металлического вторично-эмиссионного катода от энергии бомбардирующих частиц и распределения электронов по энергиям бомбардировки на этапе роста (при $t = 1$ нс) и спада (при $t = 1,5$ нс) катодного импульса, а также на его стационарной части ($t = 3$ нс).

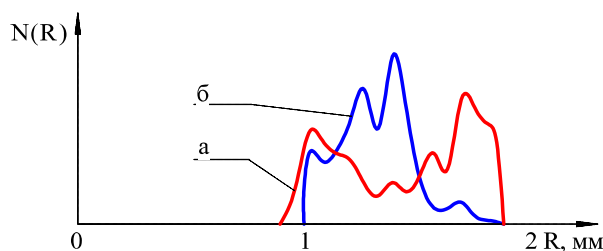


Рис. 7. Распределение электронов по радиусу возле коллектора (а) и между катодом и анодом (б)

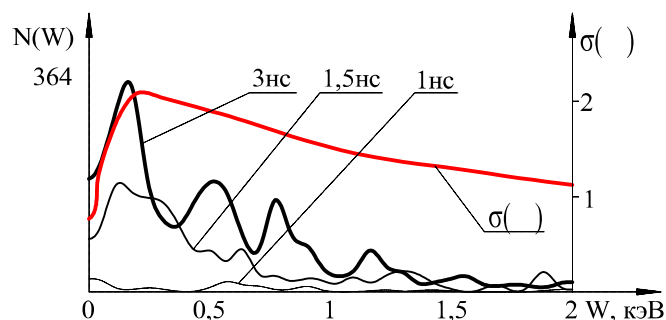


Рис. 8. Распределение электронов по энергиям бомбардировки катода для роста ($t = 1$ нс), спада ($t = 1,5$ нс) и стационарной части ($t = 3$ нс) импульса напряжения

Как видно, большое количество частиц, вылетающих на катод, обладает энергией, соответствующей восходящей ветви кривой вторичной эмиссии. Размножение частиц на фронте импульса позволяет лишь незначительно увеличить их первоначальное количество, определенное ранее как начальное и обусловленное наличием в пространстве взаимодействия пушки свободных электронов. На участке спада фронта импульса процесс вторично-эмисси-

онного размножения протекает значительно более интенсивно и именно на этом участке создается необходимая для дальнейшего размножения и поддержания плотность пространственного заряда.

Это обусловлено наличием значительного числа частиц с энергиями удара, достаточными для вторично-эмиссионного размножения, когда коэффициент вторичной эмиссии больше 1. Численный подход в отличие от результатов траекторного анализа, полученных для случая кинематического приближения, позволил увидеть физическую картину протекающих процессов, объясняя эффект размножения электронов.

На стационарной части импульса напряжения наблюдается интенсивный вылет частиц на катод, что позволяет поддерживать постоянную плотность объемного заряда как в области пушки, так и вне её пространства (см. рис. 5).

6. Выводы

Научная новизна данной работы заключается в том, что представленные результаты моделирования, которые невозможно получить в настоящее время при проведении натурального эксперимента, дают возможность объяснить физику явления размножения электронного потока в магнетронной пушке с холодным металлическим вторично-эмиссионным катодом при импульсном способе возбуждения.

Практическое значение полученных результатов заключается в возможности проведения трёхмерных квазистационарных расчётов формирования и транспортировки электронных потоков в магнетронных пушках.

Сравнение разработанной программы с аналогичными показывает её превосходство, поскольку данная программа написана с использованием современных методов, обладает высокой скоростью счёта, позволяет легко перестраиваться на произвольную геометрию электродов и фиксировать различную информацию об электронном пучке.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность канд. физ.-мат. наук, с.н.с. Закутину Валерию Викторовичу за полезные обсуждения и ценные советы, высказанные им на этапе подготовки материала статьи.

Литература: 1. Волколупов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В., Красноголовец М.А., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П. Быстрое формирование электронного пучка в магнетронной пушке с вторично-эмиссионным металлическим катодом // ЖТФ. 2001. Т.71, №9. С.134-136. 2. Довбня А.Н., Закутин В.В., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А. Получение мощных электронных пучков в магнетронных пушках с холодными вторично-эмиссионными катодами // ЖТФ. 2002. Т.72, №12. С.98-101. 3. Айзацкий Н.И., Борискин В.Н., Довбня А.Н., Закутин В.В., Кушнир В.А., Митроченко В.А., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А. Генерация электронных пучков в многокатодном вторично-эмиссионном источнике // ЖТФ. 2003. Т.73, №2. С.113-117. 4. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с. 5. Чурюмов Г.И., Старчевский Ю.Л., Лебедев О.Г., Новиков Н.И. Сравнение численного решения уравнения Пуассона в декартовой и цилиндрической системах координат // Радиоэлектроника и информатика. 2003. № 2. 6. Волколупов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В., Красноголовец М.А., Старчевский Ю.Л., Чурюмов Г.И. Векторный метод решения уравнения движения заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном поле (кинематическое приближение) // Радиотехника. 2003. Вып. 131. С. 88-94. 7. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с.

Поступила в редколлегию 14.03.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Стасев Ю.В.

Чурюмов Геннадий Иванович, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: методы математического моделирования, СВЧ электроника и электродинамика, оптоэлектроника. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 70-21-057.

Старчевский Юрий Львович, аспирант кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: физика электронных пучков, программирование, математическое моделирование. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 32-49-19.

Лебедев Олег Григорьевич, канд. техн. наук, доц, начальник кафедры №304 ХИ ВВС. Научные интересы: радиолокация и навигация, аэродромное оборудование. Адрес: Украина, 61065, Харьков, ул. Клочковская, 228. тел. 30-82-14.

Исаева Елена Борисовна, ведущий инженер кафедры ФОЭТ ХНУРЭ. Научные интересы: методы математического моделирования, СВЧ электроника и электродинамика, оптоэлектроника. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 70-21-057.