

УДК 537.533.3

Учет вторичной эмиссии при численном анализе электронно-лучевых приборов

П. И. Акимов

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

Рассмотрены вопросы влияния вторичной эмиссии в мощных электронно-лучевых приборах (ЭЛП) типа электронно-лучевых вентилей (ЭЛВ). Предложены математическая модель вторичной эмиссии, достоверно учитывающая характерные вторично-эмиссионные особенности реальных материалов, и алгоритмы ее реализации в программах численного проектирования электронно-оптических систем (ЭОС) ЭЛП. Приведены примеры анализа ЭОС ЭЛВ с учетом влияния вторичной эмиссии.

Вопросы влияния вторичной эмиссии на работу ЭЛП рассматривались в работах многих авторов [1—3]. Однако в большинстве работ по мощным ЭЛП с интенсивными пучками исследовались проблемы увеличения токовых потерь на высоковольтные электроды приборов за счет вторичной эмиссии. Систематические исследования, посвященные анализу влияния пространственного заряда вторичных электронов на распределение потенциала в приборе и на изменение условий формирования первичного пучка электронов, не проводились (хотя в ряде работ по приборам с торможением пучка на коллекторе и высказывались мнения о важности рассмотрения таких задач). При разработке нового класса коммутирующих приборов — ЭЛВ [4], основанных на принципе глубокого торможения пучка, были проведены экспериментальные исследования, в результате которых была отмечена взаимосвязь между вторично-эмиссионными характеристиками коллектора и предельно достижимой глубиной торможения пучка [5]. Анализ этого явления впервые был проведен путем решения задачи о торможении одномерного пучка в плоскопараллельной системе электродов в присутствии вторичных электронов [6, 7] и численным моделированием ЭОС ЭЛВ с учетом вторичной эмиссии с коллектора [8].

Исследования, проведенные численными методами и экспериментально при разработке неравноплечных пирсовских ЭОС с приколлекторным минимумом потенциала [9, 10], показали сильную зависимость глубины формируемого минимума (а следовательно, и эффективности запирания им вторичных электронов) от вторично-эмиссионных параметров материала коллектора. Показано также, что для достоверного моделирования работы такой ЭОС в режиме глубокого торможения необходим полноценный учет вторичной эмиссии с коллектора. В связи с этим, наряду с развитием работ по проектированию неравноплечных ЭОС с торможением пучка на коллекторе «открытого типа» [11—15], разрабатывались различные альтернативные подходы к решению задачи о влиянии вторичной эмиссии на работу систем торможения электронного пучка [16—18]. Эти подходы включали в себя расширение и совершенствование численных решений о влиянии вторичной эмиссии на процессы торможения электронов в идеализированных ЭОС (которые могли бы послужить основой для проведения физических оценок при анализе работы реальных приборов). Рассматривались также вопросы использования метода численного анализа для учета влияния вторичных электронов на прохождение электронного пучка в ЭЛП с торможением.

Цель данной работы — разработка универсального алгоритма, позволяющего проводить корректный учет влияния вторичных электронов в интенсивных электронных потоках и пригодного для автоматизации процедуры задания вторичной эмиссии в современных программах численного анализа ЭОС.

Предлагаемый алгоритм учета вторичной эмиссии в задачах расчета систем формирования электронных пучков первоначально предназначался для анализа идеализированных ЭОС с одномерными пучками (в плоскопараллельной, коаксиальной или концентрической системе электродов анод—коллектор для случаев торможения ускоренного анодом пучка на коллекторе). При этом наибольший интерес представлял анализ режимов протекания токов первичного пучка, близких предельным (при превышении которых система переходит в режим виртуального катода). В этих режимах в идеальных системах [6—9], как и в пирсовских неравноплечных ЭОС с антидинаotronными электродами [19], в результате прохождения первичного пучка на коллектор и эмиссии с поверхности коллектора вторичных электронов образуется минимум потенциала, отражающий часть вторичных электронов обратно на коллектор. Устанавливающееся при этом распределение потенциала является суперпозицией полей внешних электродов, пространственного заряда первичного пучка и пространственного заряда вторичных электронов разной энергии, часть из которых, отражаясь потенциальным минимумом в различных точках между коллектором и самим минимумом потенциала (рис. 1), вносит двойной вклад в установление самосогласованного распределения потенциала. Таким образом, поставленная задача анализа подобных ЭОС с учетом вторичной эмиссии является достаточно сложной и точного аналитического решения в общем случае не имеет.

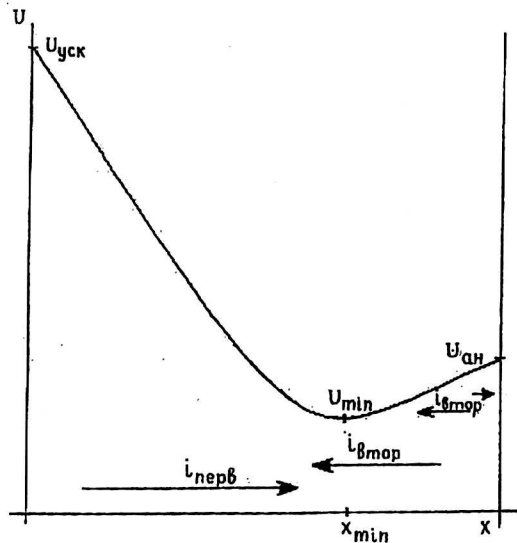


Рис. 1. Распределение потенциала и токи в промежутке ускоряющей электрод — анод ЭЛВ в присутствии вторичной эмиссии с анода

Известно, что величина коэффициента вторичной эмиссии σ , помимо зависимости от материала вторичного эмиттера, определяется еще и энергией и углом падения первичных электронов. Как показывают измерения, σ для любых твердых тел сначала повышается с энергией $E_{пер}$ падающих первичных электронов (рис. 2), достигая максимума для металлов при значениях $E_{пер}$ порядка сотен электронвольт, а затем начинает снижаться. Кроме того, σ возрастает при наклонном падении первичных электронов на поверхность.

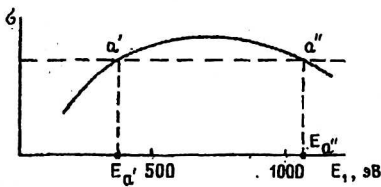
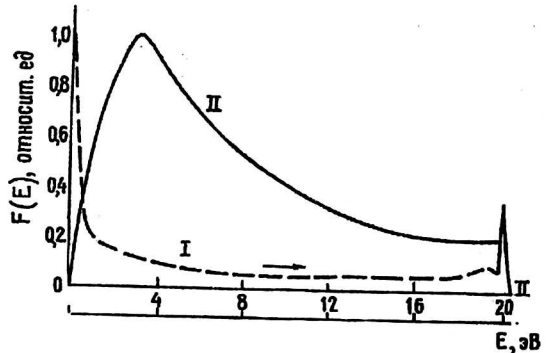


Рис. 2. Изменение величины коэффициента вторичной эмиссии при изменении энергии первичных электронов

Типичное распределение вторичных электронов по энергиям в наиболее интересном для приборов диапазоне энергий первичных электронов (от сотни электронвольт до нескольких килоэлектронвольт) имеет характерный вид кривой (рис. 3) с двумя явно выраженными максимумами [20]. Первый максимум кривой расположен в области малых энергий (для металлов в диапазоне 1,5—3,5 эВ — так называемые истинно вторичные электроны), а второй максимум соответствует энергии вылета электронов из поверхности вторичного эмиттера, приблизительно равной энергии первичных электронов $E_{пер}$ (упругоотраженные электроны).

Рис. 3. Энергетический спектр вторичных электронов для энергии первичного пучка 0,5 кэВ (для меди):

- I — зависимость распределения вторичных электронов по энергиям (масштаб по оси энергий — относительный), максимум пика упругого отражения соответствует энергии падающих первичных электронов;
- II — начальный участок распределения вторичных электронов по энергиям (масштаб по оси энергий, эВ)



При этом энергия около 80 % истинно вторичных электронов не превышает 15 эВ, а их относительная доля в диапазоне энергий первичных $E_{пер} = 0,5—2$ кэВ (см. рис. 3, 4) лежит в пределах 60—80 % от общего числа всех вторичных [20]. Относительная доля неупругорассеянных электронов, достаточно равномерно распределенных в диапазоне энергий от 50 эВ до $E_{пер}$ (рис. 5), составляет 20—30 %. Доля наиболее быстрых, упругоотраженных электронов максимальная при малых энергиях первичных электронов и снижающаяся с ростом энергии первичных (рис. 6) составляет в диапазоне энергий первичных от 0,2 до 2 кэВ около 2—5 % всех вторичных (для Cu, Fe, Ni, Al, Mo). Заметим, что быстрые вторичные электроны (рис. 7) могут иметь иное угловое распределение в отличие от косинусоидального распределения остальных вторичных электронов (рис. 8) [20].

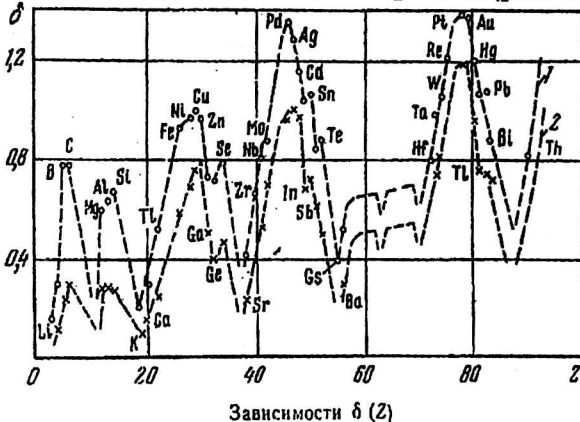


Рис. 4. Результаты измерений коэффициентов истинно вторичной эмиссии для простых веществ: 1 — энергия первичного пучка 0,5 кэВ; 2 — энергия первичного пучка 2,0 кэВ

Рис. 5. Результаты измерений величины коэффициентов неупругого отражения для простых веществ

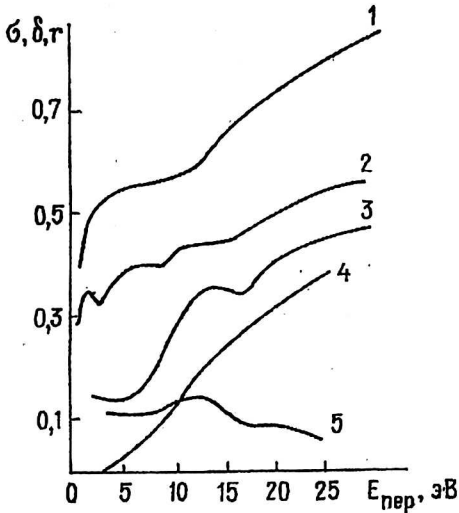
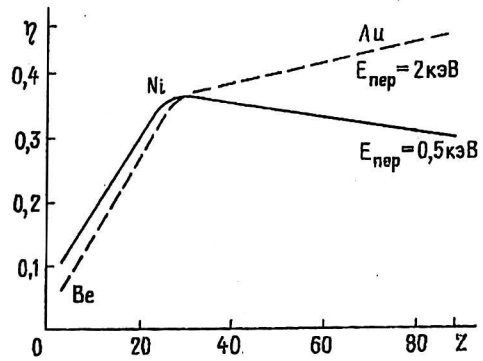


Рис. 6. Результаты измерений коэффициентов вторичной эмиссии для меди при малых энергиях падения первичных электронов:

1 — $\sigma(E_p)$: мишень не обезгажена; 2 — $\sigma(E_p)$: мишень калилась 1 мин при $t = 700^\circ\text{C}$; 3, 4, 5 — $\sigma(E_p)$; $\delta(E_p)$; $r(E_p)$: для слоя меди, полученного испарением в сверхвысоком вакууме. Масштаб для кривых 3, 4 и 5 по оси ординат увеличен в два раза

Рис. 7. Полярные диаграммы углового распределения медленных (1, 2, 3) вторичных электронов и быстрых вторичных электронов (4, 5, 6) при наклонном падении электронов первичного пучка на поверхность металлической мишени:

$E_{\text{пер}} = 0,15 \text{ кэВ}$ (кривые 1, 4);
 $E_{\text{пер}} = 0,4 \text{ кэВ}$ (кривые 2, 5);
 $E_{\text{пер}} = 0,8 \text{ кэВ}$ (кривые 3, 6)

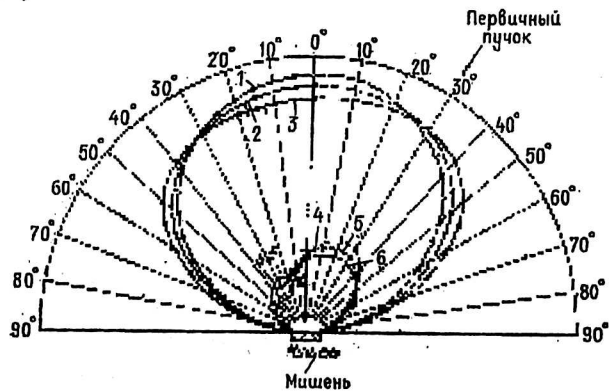
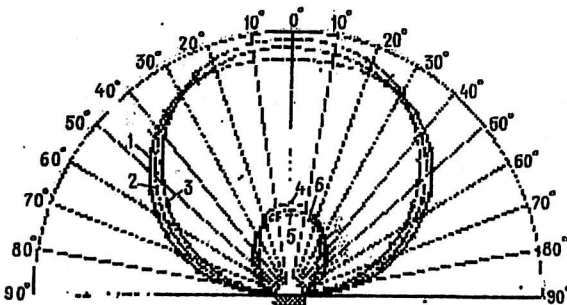


Рис. 8. Полярные диаграммы углового распределения медленных (1, 2, 3) вторичных электронов и быстрых вторичных электронов (4, 5, 6) при нормальном падении электронов первичного пучка на поверхность металлической мишени:

$E_{\text{пер}} = 0,15 \text{ кэВ}$ (кривые 1, 4);
 $E_{\text{пер}} = 0,4 \text{ кэВ}$ (кривые 2, 5);
 $E_{\text{пер}} = 0,8 \text{ кэВ}$ (кривые 3, 6)



С учетом сложного характера рассматриваемой задачи, а также задаваемого в ней энергетического спектра вторичных электронов, при анализе влияния пространственного заряда вторичных электронов в режимах протекания предельных токов одномерных пучков в системах анод—коллектор в работе были приняты следующие упрощающие предположения. Во-первых, при решении задачи не учитывался угловой разброс вторичных электронов (для одномерных задач его можно учесть при задании энергетического спектра вторичных). Кроме того, предполагалось, что все вторичные вылетают перпендикулярно к поверхности коллектора, откуда автоматически следует вывод о прямолинейности траекторий вторичных электронов, т. е. об одномерности пучка вторичных электронов.

Распределение вторичных электронов по скоростям в соответствии с отмеченными выше особенностями энергетического спектра вторичных электронов хорошо аппроксимируется следующим соотношением [7]:

$$dj_{вт} = \hat{\delta} j_{пер} f_1(vv) + \eta j_{пер} f_2(vv), \quad (1)$$

$$f_1(vv) = \frac{vv}{v_l^2} \frac{\exp\left(-\frac{vv^2}{2v_l^2}\right)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{v_k^2}{2v_l^2}\right)\right]}, \quad (2)$$

$$f_2(vv) = \frac{vv}{\left[v_k - k v_l \ln\left(1 + \frac{v_k}{kv_l}\right)\right] (kv_l + vv)}, \quad (3)$$

- где $j_{вт}$ — плотность тока вторичных электронов;
 $j_{пер}$ — плотность тока первичных электронов;
 vv — начальная скорость вылета из поверхности коллектора моноэнергетической группы вторичных электронов;
 δ — коэффициент истинно вторичной эмиссии;
 η — коэффициент неупругого отражения;
 v_k — скорость первичных электронов на коллекторе;
 v_l — скорость в максимуме экспериментальной кривой, соответствующая максимальному выходу истинно вторичных электронов;
 k — коэффициент, подбираемый из условия соответствия предложенного аппроксимирующего выражения кривой энергетического распределения вторичных электронов для выбранного материала коллектора.

Выбранная форма задания распределения вторичных электронов по скоростям дает хорошее совпадение с реальным распределением как отдельных энергетических групп вторичных, так и всего вторично эмиссионного энергетического спектра. Это видно из сравнения кривых, приведенных на рис. 7, с представленными на рис. 3 экспериментальными данными [20].

Упругоотраженные электроны при решении большинства практических задач, требующих учета влияния пространственного заряда вторичных электронов на распределение потенциала в ЭОС, могут быть учтены с достаточной степенью точности путем задания их моноэнергетической группой с энергией $E_{пер}$ и коэффициентом упругого отражения ν . В то же время при учете вторичной эмиссии в программах численного анализа ЭОС для задания

спектра упругоотраженных электронов с высокой степенью достоверности можно воспользоваться следующим выражением:

$$dj_{\text{вт}} = r_j j_{\text{пер}} f_i(vv), \tag{4}$$

$$f_i(vv) = \frac{1}{k_1} \exp \left[-k_2^2 \frac{(vv - k_3 v_k)^2}{2v_k^2} \right], \tag{5}$$

где величину коэффициента k_1 с незначительной погрешностью можно выбирать равной $(2\pi v_k^2 / k_2)^{1/2}$ или вычислять точное значение этого коэффициента по формуле

$$k_1 = \int_0^{v_k} \exp \left[-\frac{k_2^2 (v_{\text{вт}} - k_3 v_k)^2}{2v_k^2} \right] dv_{\text{вт}}.$$

При этом следует выбирать значение поправочного коэффициента $k_2 \gg 1$ (для диапазона энергий первичных $E_{\text{пер}} = 0,3-3$ кэВ в пределах $k_2 \sim 10^2-10^3$). Поправочный коэффициент k_3 выбирается наоборот очень близким к единице (в том же интервале энергий первичных $E_{\text{пер}} = 0,3-3$ кэВ следует выбирать значение k_3 из диапазона величин $k_3 \sim 0,95-0,99$).

$$f(vv) = f_1(vv) + f_2(vv) + f_i(vv). \tag{6}$$

Для одномерного пучка, протекающего в плоскопараллельной системе электродов анод-коллектор, принципиальный подход и результаты решения сформулированной задачи анализа одномерных течений при задании вторичной эмиссии выражением (1) приводились в работе [7]. Уравнение Пуассона для одномерного пучка в этом случае записывается отдельно для области I (от анода до точки x_m , в которой установился минимум потенциала величины U_m , меньшей, чем потенциал коллектора U_k) в виде:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4i_H}{9} \left[\frac{1+r}{\sqrt{U}} + \sqrt{2\eta} \frac{\int \sqrt{2\eta U_k}}{\sqrt{2\eta(U_k - U_m)}} \frac{f_1(vv) + f_2(vv)}{\sqrt{vv^2 - 2\eta(U_k - U)}} dvv \right]. \tag{7}$$

И для области II (от минимума потенциала до коллектора):

$$\begin{aligned} \frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4i_H}{9} \left[\frac{1+r}{\sqrt{U}} + 2\sqrt{2\eta} \frac{\int \sqrt{2\eta(U_k - U_m)}}{\sqrt{2\eta(U_k - U)}} \frac{F_1(vv) + F_2(vv)}{\sqrt{vv^2 - 2\eta(U_k - U)}} dvv \right] + \\ + \frac{4i_H}{9} \left[\sqrt{2\eta} \frac{\int \sqrt{2\eta U_k}}{\sqrt{2\eta(U_k - U_m)}} \frac{F_1(vv) + F_2(vv)}{\sqrt{vv^2 - 2\eta(U_k - U)}} dvv \right], \end{aligned} \tag{8}$$

где через функции F_1 и F_2 обозначены парциальные вклады в пространственный заряд истинно вторичных и неупругоотраженных электронов, соответственно:

$$F_1 = \delta j_{\text{пер}} f_1(vv); \tag{9}$$

$$F_2 = \eta j_{\text{пер}} f_2(vv), \tag{10}$$

где $\eta = e/m$ — удельный заряд электрона;
 i_H — нормированная величина плотности первичного тока;

$$i_H = j_{\text{пер}} / j_0, \quad j_0 = 4x_0^2 / [(2\eta)^{1/2} \epsilon_0 U_a^{3/2}],$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума;
 U_a — потенциал анода, соответствующий начальной энергии инжектируемых анодом первичных электронов;
 x_0 — расстояние от анода до коллектора.

В уравнениях (7, 8) используются безразмерные переменные U и x , получаемые нормировкой на величины U_a и x_0 размерных потенциала и длины.

Следует отметить, что приведенная в (8) форма записи уравнения Пуассона для области II (между минимумом потенциала и коллектором) учитывает эффект отражения медленных вторичных электронов минимумом потенциала, для чего вклад соответствующей доли вторичных электронов в пространственный заряд удваивается.

Для решения системы интегродифференциальных уравнений (7, 8) использовался сначала традиционный подход, основанный на численном интегрировании системы уравнений от анода при предварительном численно-аналитическом вычислении напряженности поля на аноде из условия наличия нулевого поля в точке минимума потенциала [6, 7]. Этот подход позволяет получать решение только за счет введения дополнительных упрощающих допущений (в связи с наличием физической особенности в точке минимума потенциала, обусловленной присутствием в минимуме вторичных электронов с нулевыми скоростями).

Гораздо более эффективным оказалось использование иного подхода, реализованного в работе [18], позволившего к тому же решить подобную задачу и для более сложных систем: с цилиндрическими и сферическими электродами. В последнем случае в качестве начальной точки для интегрирования уравнений (7) и (8) с учетом выражений (9, 10) выбирается точка минимума потенциала, в которой определены все необходимые для решения начальные условия. При таком подходе отмеченная особенность автоматически устраняется (как и в случае расчета пучка от катода). Численное интегрирование уравнения (6) от минимума до точки с потенциалом, равным единице, и уравнения (7) — от того же минимума до точки с заданным значением коллекторного потенциала позволяет получать полное самосогласованное решение поставленной задачи.

Аналогичным образом решалась задача для одномерного ленточного электронного потока в тормозящем пространстве коаксиальных анода и коллектора. Уравнение Пуассона для цилиндрического случая в области I записывается в следующем виде:

$$\frac{d^2U}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{dU}{dR} = \frac{4i_H}{9} \frac{1}{R} \left[\frac{1+r}{\sqrt{U}} + \sqrt{2\eta} \frac{\int \frac{\sqrt{2\eta U_K}}{\sqrt{2\eta(U_K - U_M)}} \frac{F_1(vv) + F_2(vv)}{\sqrt{vv^2 - 2\eta(U_K - U)}} dv \right], \quad (11)$$

здесь i_H — задаваемая в минимуме нормированная величина плотности тока;
 R — текущий радиус.

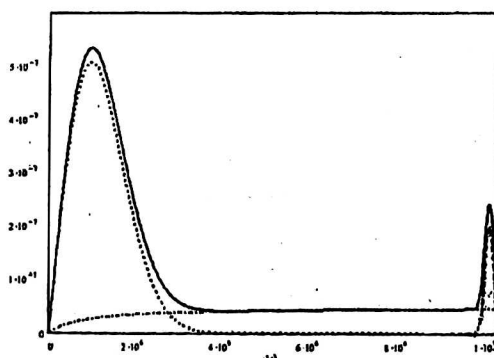
Нормировка производится на заранее выбранную величину радиуса кривизны поверхности минимума потенциала.

В результате расчета получены кривые распределения потенциала в междупараллельной, цилиндрической и сферической системах электродов с учетом пространственного заряда вторичных электронов при различных энергетических распределениях вторичных электронов, разных потенциалах на электродах и различных величинах плотности первичного тока. Полученные на ос-

нове предложенного алгоритма данные могут быть использованы для корректировки результатов расчета при проектировании коллекторов с торможением интенсивных электронных пучков в сильноточных электронных приборах. Соответствующая методика корректировки параметров области торможения пучка в многолучевых ЭОС ЭЛВ, построенных на основе применения пирсовских неравноплечных систем с ленточными пучками, приведена в работе [21].

При расчете одномерных ЭОС с вторичной эмиссией не учитывалось, как было уже отмечено выше, угловое распределение вторичных электронов, от которого, как показывают проведенные ранее расчеты коллекторных систем типа цилиндра Фарадея [16], существенно зависит в первую очередь доля вторичных электронов, попадающих из коллектора в область ускоряющего электрода, и определяющая величину токовых потерь в приборе. Кроме того, учет реально существующего косинусоидального распределения истинно вторичных и неупругоотраженных электронов [20] по углам вылета из поверхности коллектора (рис. 9) в ЭОС приборов с антидинаatronным минимумом потенциала перед коллектором должен дать в области между поверхностью коллектора и минимумом изменение распределения потенциала и глубины самого минимума вследствие изменения пространственного заряда вторичных электронов, обусловленного снижением составляющих их скорости, нормальных к поверхности коллектора. Для того чтобы учесть этот эффект, необходимо из приведенного распределения вторичных по полным скоростям вылета из коллектора получить распределение по ортогональным компонентам начальной скорости вторичных электронов. Наличие распределения по нормальным скоростям вылета вторичных из коллектора позволит при заданном потенциале коллектора и расчетной величине минимума потенциала вычислять долю вторичных электронов, проходящих сквозь минимум в высокопотенциальную область ЭОС, и оценивать таким образом ожидаемые токовые потери в проектируемом приборе.

Рис. 9. Распределения вторичных электронов по скоростям, соответствующие соотношениям (2), (3), (5):
 — $f(vv)$ — суммарное распределение всех вторичных электронов по скоростям вылета из поверхности коллектора;
 ... $f_1(vv)$ и - - - $f_2(vv)$ — распределения истинно вторичных и неупругорассеянных электронов, соответственно;
 - - - - $f_3(vv)$ — распределение упругоотраженных электронов



В соответствии с вышеизложенным алгоритмом задания вторичной эмиссии и косинусоидальным характером углового распределения подавляющего большинства вторичных электронов (истинно вторичных и неупругоотраженных, составляющих при интересующих нас величинах потенциалов коллектора более 90 % от общего числа вторичных [20]) доля вторичных электронов, обладающих начальной скоростью vv и ортогональной компонентой начальной скорости v_n может быть записана в виде соотношения:

$$dF(v_n) = \frac{f(vv) \cos \theta 2\pi \sin \theta \cos \theta d\theta}{k_n}, \tag{12}$$

где k_n — коэффициент, величина которого находится из условий нормировки:

$$k_n = 2\pi/3,$$

а угол θ связан с выбранными величинами скоростей v_n и v_n соотношением:

$$\cos\theta = v_n/vv. \quad (13)$$

Соотношение (12), включающее функции от угла θ , можно с использованием (13) привести к следующему виду:

$$dF(v_n) = -\frac{f(vv)2\pi 3}{2\pi} \left(\frac{v_n}{vv}\right)^2 d\left(\frac{v_n}{vv}\right). \quad (14)$$

Данное уравнение позволяет найти распределение вторичных электронов по ортогональным компонентам начальной скорости вылета из коллектора, для этого необходимо проинтегрировать правую часть (14) по всему интервалу полных скоростей от v_n до v_k . Искомое распределение теперь можно записать в виде

$$F(v_n) = 3 \int_{v_n}^{v_k} \left(\frac{v_n}{vv}\right)^3 f(vv) dvv, \quad (15)$$

где распределение $f(vv)$ определяется выражениями (2), (3), (5) и (6).

График зависимости распределения вторичных электронов по ортогональным компонентам начальной скорости вылета из коллектора, полученный в результате решения уравнения (15), представлен на рис. 10, где приведены соответствующие парциальные вклады, вносимые в найденное распределение упругоотраженными и истинно вторичными электронами.

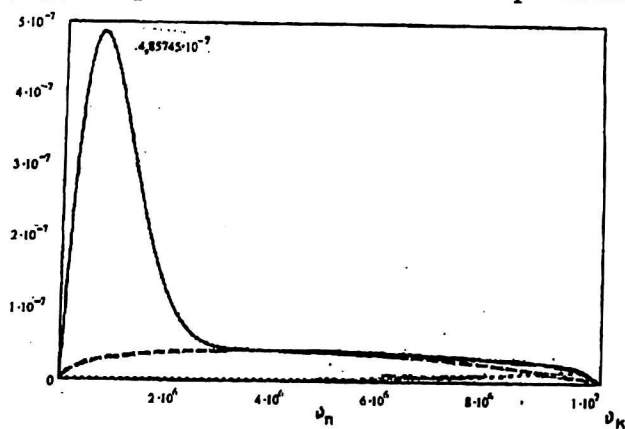


Рис. 10. Распределения вторичных электронов по нормальным компонентам скоростей вылета из поверхности коллектора:
— $f(v_n)$ — полный спектр всех вторичных электронов;
... $f_1(v_n)$ — распределение упругоотраженных электронов по нормальным составляющим скорости; - - - $f_2(v_n)$ — распределение неупругорассеянных электронов по нормальным скоростям

Сравнивая полученные зависимости с представленными на рис. 6, можно заметить, что наличие углового распределения вторичных электронов существенно меняет долю вторичных, способных преодолеть минимум потенциала, создаваемый в области торможения пирсовских неравноплечных ЭОС ЭЛВ. С использованием полученного уравнения (15) можно рассчитать долю вторичных электронов (относительно величины тока, падающего на коллектор первичного пучка), проходящих сквозь минимум в высокопотенциальную область ЭОС, уравнение для соответствующего расчета записывается в виде:

$$kI_{BT} = 3 \int_{v_{min}}^{v_k} \left(\int_{v_n}^{v_k} \left(\frac{v_n}{vv}\right)^3 f(vv) dvv \right) dv_n. \quad (16)$$

Значение нижнего предела интегрирования v_{min} связано с величиной потенциала в минимуме U_{min} соотношением

$$v_{\min} = (2\eta U_{\min})^{1/2}. \quad (17)$$

В качестве примера можно привести результаты расчета неравноплечного варианта ЭОС ЭЛВ, в области торможения которой с участием вторичных электронов образуется минимум потенциала $U_{\min} = 175$ В, при значении потенциала коллектора $U_{\text{кол}} = 290$ В. Предполагая, что в качестве материала коллектора используется медь, можно в соответствии с данными, приведенными в [20], задать величины коэффициентов эмиссии энергетических групп вторичных электронов: $\delta = 0,8$; $\eta = 0,4$; $r = 0,05$, соответствующие выбранному значению энергии первичных электронов.

Решая уравнение (17) при заданных параметрах, получим величину относительной доли тока вторичных электронов, проходящих в область ускоряющего электрода

$$KI_{\text{вт}} = 0,05681.$$

Оценивая полученный результат, следует отметить, что определенная часть прошедших сквозь минимум потенциала быстрых вторичных электронов может вернуться обратно на коллектор в результате отражения в прикатодной области пушки или полем защитного электрода. Таким образом, полученную величину можно рассматривать как верхний предел возможных токовых потерь в проектируемом варианте прибора при условии отсутствия прямого токоперехвата на ускоряющем электроде и отражения первичных электронов в области торможения, вызванного несовершенством технологии изготовления деталей и сборки прибора.

Представленные алгоритмы учета влияния вторичной эмиссии на работу электронно-лучевых приборов с интенсивными электронными пучками были использованы для создания инженерной методики расчета ЭОС ЭЛВ, используемой при разработке новых вариантов коммутирующих приборов, превосходящих по параметрам существующие в настоящее время аналоги. В то же время разработанные алгоритмы задания энергетического спектра вторичных электронов (2), (3), (4) совместно с учетом углового распределения последних (12)—(16) могут быть легко адаптированы для использования в современных пакетах программ численного анализа ЭОС, позволяя автоматизировать процесс задания вторичной эмиссии. Особенность предложенных алгоритмов — высокая степень количественного соответствия предлагаемых распределений с известными экспериментальными данными.

Совершенствование методики численного проектирования неравноплечных ЭОС ЭЛВ с приколлекторным минимумом потенциала позволяет получать оптимизированные варианты ЭОС с антидинаatronными электродами, распределения потенциалов в области торможения которых достаточно хорошо соответствуют решениям, получаемым при анализе одномерных электронных потоков. Проектирование таких потоков проводится на основе инженерной методики расчета неравноплечных ЭОС с торможением и учетом вторичной эмиссии с коллектора (разработанной с использованием развитых в [9, 15] подходов и изложенных здесь алгоритмов) и последующего моделирования ЭОС с помощью программы численного анализа. Такой подход позволяет рассчитать работу ЭОС в номинальных и предельных режимах, включая наступление режима виртуального катода. В то же время для уточнения величины токовых потерь в приборе и расчета распределения мощности потерь по поверхности ускоряющего электрода необходимо использовать подход к учету вторичной эмиссии на основе программ численного анализа ЭОС [8, 22].

В качестве примера такого расчета приведем результаты численного анализа варианта ЭОС ЭЛВ с защитным электродом с учетом эмиссии с коллек-

тора вторичных электронов. На рис. 11 представлены результаты анализа ЭОС в режиме торможения пучка на коллектор с потенциалом 300 В.

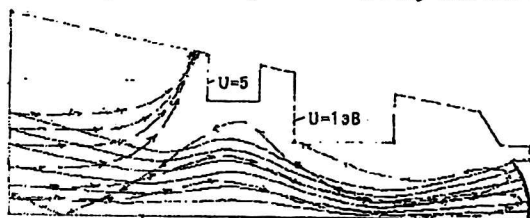


Рис. 11. Результаты траекторного анализа ЭОС ЭЛВ с учетом вторичной эмиссии: — траектории электронов первичного пучка; - - - - результаты расчета траекторий упругоотраженных вторичных электронов

Учет вторичной эмиссии приводит к значительному снижению потенциала в минимуме, при этом большая часть упругоотраженных электронов (траектории которых представлены пунктирными линиями со стрелками) задерживается полем защитного электрода. Величины коэффициентов вторичной эмиссии при расчете были выбраны теми же, что и в предыдущем примере, (в частности, коэффициент упругого отражения равен $r = 0,05$, при этом энергия вылета упругоотраженных электронов задавалась соответствующей потенциалу коллектора, а направление начальных скоростей упругоотраженных электронов принималось ортогональным к поверхности коллектора). Полученные при моделировании результаты наглядно подтвердили эффективность подавления вторичных и отраженных от коллектора электронов в системах с защитным электродом, показанную ранее при экспериментальном исследовании трансаксиальных ЭОС [9].

Заключение

В настоящее время разработаны эффективные методики и программы расчета современных мощных электронно-лучевых приборов, построенных на основе ЭОС с интенсивными электронными пучками. В то же время известно, что существенное влияние на параметры и режимы работы большинства таких приборов оказывают вторично-эмиссионные процессы на электродах. При этом влияние вторичной эмиссии не ограничивается рассмотренными в данной работе процессами изменения величины токовых потерь в приборе или потенциала коллектора в предельном режиме. Тем более важной представляется развитие методов расчета ЭОС с учетом влияния вторичной эмиссии и необходимых для совершенствования таких методов алгоритмов задания вторично-эмиссионных характеристик материалов, применяемых при изготовлении электродов приборов.

Алгоритмы задания распределения вторичных электронов, приведенные в данной работе, дают хорошее количественное совпадение с энергетическими распределениями как всего вторично-эмиссионного спектра, так и распределений по энергиям вылета отдельных групп вторичных электронов. Это подтверждают проведенные расчеты и сравнения с опубликованными результатами многочисленных экспериментальных исследований вторично-эмиссионных характеристик конкретных материалов. Ввиду этого можно рекомендовать использование данных алгоритмов в программах и пакетах прикладных программ численного анализа ЭОС ЭЛП.

Литература

1. Геккер И. Р. К вопросу о повышении КПД приборов СВЧ путем торможения электронов в коллекторе // Известия вузов. Радиотехника. 1960. Т. 3. № 4. С. 441—447.
2. Гинзбург В. Е., Горбачева Т. Н. // Электронная техника. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1974. Вып. 1. С. 3—8.

3. Тараненко В. П., Дереновский М. В. О выборе формы электродов электронно-лучевых приборов типа О, работающих с рекуперацией энергии электронов// Известия вузов. Радиотехника. 1961. Т. 4. № 6. С. 719—721.
4. А. с. 367482, БИ, 1973, № 8, МКИ Н 01 21/10/Будкер Г. И., Переводчиков В. И.
5. Переводчиков В. И., Скибятинский Д. А. Экспериментальное исследование процесса глубокого торможения электронных потоков в коллекторе типа цилиндра Фарадея//Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1970. Вып. 7.
6. Акимов П. И. Влияние вторичной эмиссии на торможение одномерного электронного пучка// II Украинская республиканская конференция по электронной оптике и ее применениям: Тез. докл. — Харьков, 1971. С. 17.
7. Акимов П. И., Данилов В. А., Цхай А. Б. Влияние вторичной эмиссии на образование виртуального катода в плоском диоде// VI Всесоюзный семинар по методам решения задач электронной оптики: Тез. докл. — Рязань. 1978. С. 49—50.
8. Акимов П. И., Голубцов Б. И., Ильин В. П. Расчет электронно-оптических задач с учетом вторичной эмиссии// Методы расчета электронно-оптических систем//Сб. под ред. Г. И. Марчука. Ч. II/ВЦ СО АН СССР, Новосибирск, 1975.
9. Акимов П. И. Разработка электронно-оптических систем электронно-лучевого вентиля: Дис. ... на соис. уч. ст. канд. техн. наук/ВЭИ. М., 1975.
10. Акимов П. И., Богословская А. Б. Исследование электронно-оптических систем с торможением пучка на поверхность открытого типа// Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 10. С. 1262—1271.
11. А. с. 483054, по заявке № 1872499 с приор. от 17.01.73/Акимов П. И.
12. Акимов П. И., Верстакова Е. А., Данилов В. А., Цхай А. Б. Импульсные электро-механические и полупроводниковые преобразователи энергии. — Куйбышев, 1978. С. 135.
13. Акимов П. И., Переводчиков В. И. К вопросу о построении электронно-оптических систем с глубоким торможением и оседанием пучка на поверхность, ортогональную траекториям электронов// Сб. Задачи физической электроники. — М.: Наука, 1982. С. 144—153.
14. Переводчиков В. И., Шапенко В. Н., Акимов П. И. Электронно-оптические системы высоковольтных коммутирующих электронных приборов// РЭ, 1997. Т. 42. № 3. С. 361—370.
15. Акимов П. И. Электронно-оптические системы с глубоким торможением высокопереванских электронных потоков// Радиотехника и электроника, 1998. Т. 43. № 7. С. 872—881.
16. Акимов П. И., Данилов В. А., Осадчая Л. Ф. Расчет обратного тока из коллектора типа цилиндра Фарадея// Сб. Задачи физической электроники. — М.: Наука, 1982. С. 169—175.
17. Акимов П. И. Проблемы создания систем глубокого торможения интенсивных электронных пучков// Прикладная физика. Вып. 2—3. — М., 1997. С. 202—209.
18. Акимов П. И., Богословская А. Б., Ровков М. Н. Анализ влияния пространственного заряда вторичных электронов в одномерных электронных потоках// Четвертый Всероссийский семинар «Проблемы теоретической и прикладной электронной оптики»: Тез. докл. — М., 1999. С. 74—76.
19. Акимов П. И. Разработка и экспериментальное исследование коллекторных систем нового типа для электронно-лучевых приборов с рекуперации энергии электронов// Прикладная физика. Вып. 2—3. С. 194—201.
20. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука. 1969.
21. Акимов П. И., Переводчиков В. И. Принципы построения и численного проектирования электронно-оптических систем мощных коммутирующих приборов// Прикладная физика. 2001, Вып. 5. С. 6—22.
22. Горбенко Н. И., Ильин В. А., Попова Г. С., Свешников В. М. II Численные методы решения задач электронной оптики. — Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1979. С. 34.

The secondary emission calculation at the numerical analysis of electron-beam devices

P. I. Akimov

The Lenin's All Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

The problems of secondary emission influence in powerful electron-beam devices, such as electron-beam switches (EBS) are considered. The mathematical model of a secondary emission is offered, is authentic taking into account characteristic for the secondary emission singularities of real materials, and algorithms of its realization in the programs of numerical projection of electron-optical systems (EOS) of electron-beam devices. The examples of the analysis EOS EBS are reduced in view of secondary emission influence.