

УДК 621.3.032.269.1

## Использование ионов для усиления тока электронных пушек

П. И. Акимов

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

А. Б. Богословская

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

*Приведены результаты анализа усиления катодного тока в вакуумном и биполярном плоском и сферическом диодах с плазменной границей в промежутке катод — анод. Показана возможность многократного усиления катодного тока по сравнению с вакуумными электронными пушками и используемыми в настоящее время биполярными источниками электронов с плазменным анодом.*

Проектированию и расчету электронно-оптических систем (ЭОС) формирования интенсивных электронных пучков с ионной компенсацией пространственного заряда электронов пучка в последние годы посвящается все большее количество работ. Рассматриваются в основном два типа систем: так называемые биполярные или анодно-плазменные системы со встречным электронному потоком ионов, эмитированных с границы анодной плазмы, и пушки, работающие в режиме высоковольтного тлеющего разряда, образование ионов в которых происходит на всем протяжении ускоряющего промежутка катод — анод. Биполярные системы, рассмотренные для случая плоских электродов еще в работе Лэнгмюра, позволяют получать не слишком большой (в плоском диоде — в 1,86 раза) коэффициент усиления плотности катодного тока. Заметно большее усиление катодного тока можно получить, как показано Лэнгмюром, для плоской системы электродов, при инжекции ионов с поверхности, расположенной в промежутке между катодом и анодом. Причины подобного эффекта физически довольно прозрачны. Во-первых, инжектируемые ближе к катоду с нулевой начальной энергией ионы будут обладать у поверхности катода меньшими скоростями и создадут большую плотность компенсирующего пространственного заряда. Во-вторых, поверхность инжекции ионов в рассматриваемом варианте будет отличаться более высоким первансом, чем анодная поверхность, что приведет к увеличению плотности инжектируемого ионного потока.

### Возможности использования ионного фона для повышения тока электронного пучка

В работе рассмотрены возможные пути улучшения параметров мощных электронных пушек и инжекторов РЭП за счет инжекции в ускоряющий зазор ионов, компенсирующих пространственный заряд электронного пучка. Расчет сферического диода с плазменной границей в промежутке катод — анод [1] показал возможность значительного усиления катодного тока по сравнению с используемыми в настоящее время чисто электронными пушками и пушками на основе биполярных диодов. Для оценки целесообразности реализации таких систем решена задача расчета коэффициентов усиления

электродного тока в вакуумных (плоском и сферическом) диодах, а также аналогичных диодах с анодной плазменной границей при инъекции дополнительного потока ионов в промежутке между катодом и анодом. В последнем случае рассматривалось протекание токов в биполярных диодах, когда, помимо катода и плазменного анода, работающих в режимах ограничения эмиссии пространственным зарядом встречных электронного и ионного потоков, существует еще промежуточная подвижная поверхность, инжектирующая дополнительный поток ионов. Предполагалось, что этот дополнительный инжектор ионов находится относительно катода под потенциалом, меньшим анодного, и работает также в режиме ограничения эмиссии ионов пространственным зарядом. Это соответствует режиму стабилизации положения поверхности инъекции дополнительных ионов, поскольку нормальная составляющая электрического поля на ней равно нулю.

Принципиальная возможность технической реализации теоретически исследуемого в данной работе эффекта усиления тока путем инъекции ионов в ускоряющий зазор электронной пушки обсуждается в работах [2—5]. Идея создания одного из вариантов такой электронно-ионной пушки была рассмотрена в работе [2]. С этой целью в конструкцию пушек с плазменным анодом и плазменным или термоэмиссионным катодом [6] необходимо ввести устройство, обеспечивающее инъекцию в ускоряющий зазор дополнительного ионного потока. Возможный вариант технической реализации конструкции такой пушки схематически представлен на рис. 1.

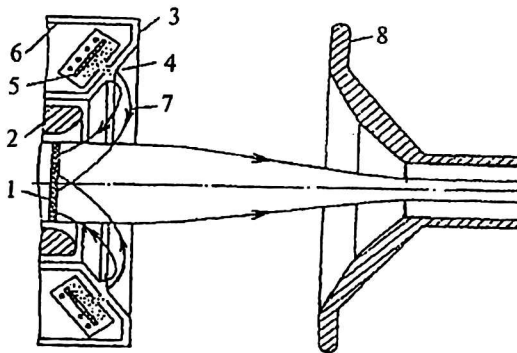


Рис. 1. Схема конструкции электронной пушки с инъекцией ионов:  
 1 — катод; 2 — прикатодный фокусирующий электрод; 3 — дополнительный прикатодный электрод с кольцевой щелью 4; 5 и 6 — термокатод и анод ионного источника; 7 — экстратор ионного пучка; 8 — анод пушки

В предлагаемых системах в наиболее оптимальном случае наличия “плазменного анода” самосогласованное поле создается за счет поля электродов (катода и анода), пространственного заряда электронного пучка с плотностью тока на катоде  $J$  и двух ионных потоков: первый эмитируется с анодной поверхности с начальной плотностью тока  $J_{i1}$  и протекает во всем промежутке анод — катод; второй инжектируется, условно говоря, промежуточной поверхностью, имеющей потенциал, меньший анодного, и направлен в сторону катода при начальной плотности тока  $j_{i2}$  (рис. 2). Предполагается, что этот дополнительный инжектор под потенциалом, меньшим анодного, работает также в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом. Это соответствует стабилизации положения поверхности инъекции дополнительных ионов, поскольку нормальная составляющая электрического поля на ней равна нулю.

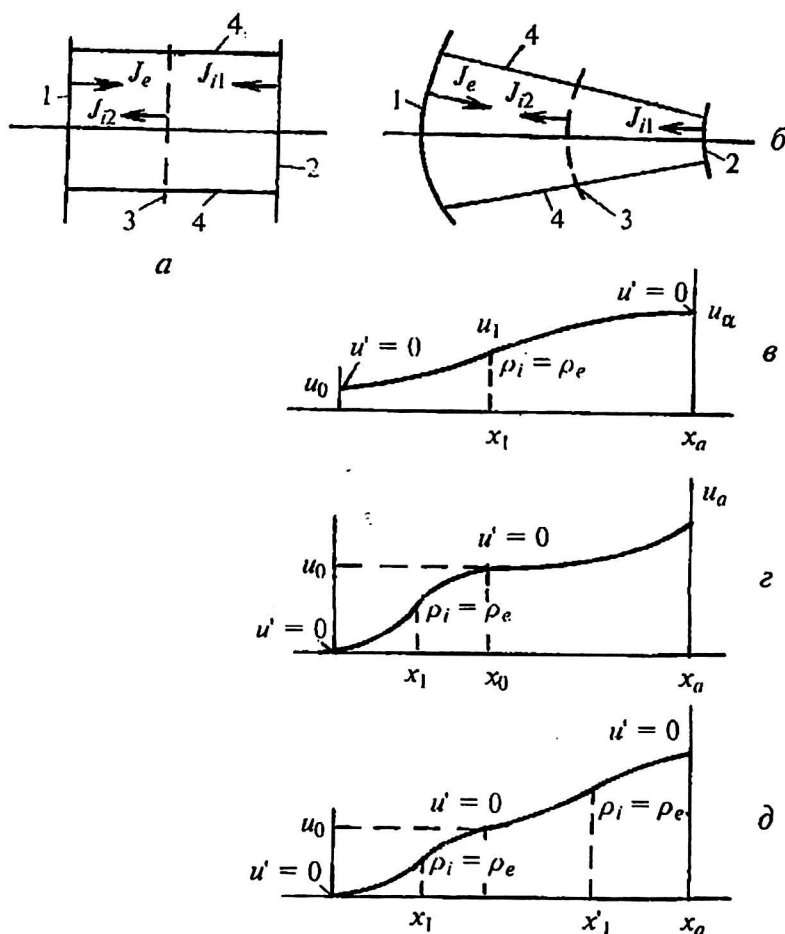


Рис. 2. "Трехэмиттерная" электронно-оптическая система с плазменным анодом:

а — токи в плоском биполярном диоде с промежуточной инжекцией дополнительных ионов; б — токи в сферическом биполярном диоде с промежуточной инжекцией дополнительных ионов; в — распределение потенциала в биполярном диоде ненулевых начальных скоростей эмиссии электронов на катоде; з — распределение потенциала в диоде с промежуточной инжекцией дополнительных ионов; д — распределение потенциала в биполярном диоде с дополнительной инжекцией ионов в промежутке катод — анод:

1 — катод; 2 — анод; 3 — поверхность инжекции дополнительных ионов; 4 — траектории пучка;  $J_e$ ,  $J_{i1}$ ,  $J_{i2}$  — токи электронов, плазменных ионов и дополнительно инжектируемых ионов, соответственно;  $\rho_e$  и  $\rho_i$  — плотности пространственного заряда электронов и ионов, соответственно;  $x_a$  — координата анода;  $x_0$  — координата поверхности дополнительной инжекции ионов;  $x_1$ ,  $x'_1$  — координаты поверхностей полной компенсации пространственных зарядов электронов и ионов;  $U' = 0$  — поверхности с нулевым значением продольной компоненты электрического поля

Результаты проведенного автором численного моделирования предполагаемой ЭОС (рис. 3) подтверждают принципиальную возможность создания подобных анодно-плазменных "трехэмиттерных" ЭОС с достаточно равномерным распределением плотности ионного пространственного заряда в прикатодной области и тем самым равномерным нагревам термокатода ионным потоком. Отличительные черты такого ускорителя электронов в случае его успешной технической реализации — возможность совмещения большой плотности тока формируемого электронного пучка с малой напряженностью

поля в ускоряющем зазоре и малым угловым разбросом электронов пучка, а также возможность эффективного управления величиной тока электронов за счет изменения параметров ионного потока, мощность которого во много раз меньше мощности основного электронного пучка.

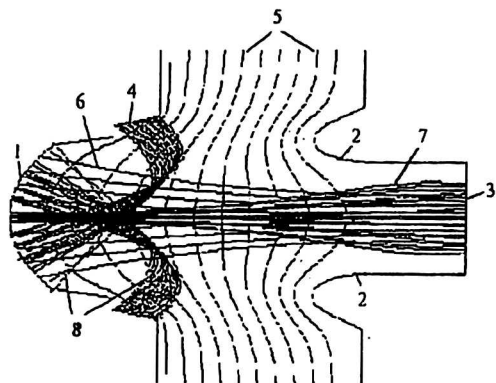


Рис. 3. Результаты численного моделирования ЭОС электронной пушки с анодной плазмой и инъекцией дополнительного ионного пучка в ускоряющий промежуток:

1 — катод; 2 — анод; 3 — граница анодной плазмы; 4 — поверхность инъекции дополнительных ионов; 5 — эквипотенциали; 6 — электроны; 7 — траектории ионов, инжектируемых плазменным анодом; 8 — траектории дополнительных ионов

### Предельные токи в диоде с инъекцией ионов в промежутке анод—катод

#### Расчет коэффициента усиления электронного тока в биполярном диоде при ненулевых начальных скоростях электронов

Методику решения поставленной задачи рассмотрим на известной задаче Лэнгмюра о встречном движении электронов и ионов в плоском диоде. При этом начнем анализ со случая, когда электроны на катоде имеют ненулевые начальные скорости. Предположим, что с катода в режиме поддержания нулевой величины нормальной к поверхности компоненты электрического поля в ускоряющий промежуток эмитируется моноэнергетический поток электронов с одинаковой величиной начальной скорости  $v_0$ , направленной перпендикулярно плоскости катода. При этом начальная энергия электронов на катоде соответственно равна

$$\frac{mv_0^2}{2} = eU_0.$$

В то же время с анода, находящегося под потенциалом  $U_a$  относительно катода, в ускоряющий промежуток инжектируются положительные ионы с нулевыми начальными скоростями в режиме ограничения ионного тока пространственным зарядом последних (т. е. нормальная компонента электрического поля на поверхности анода, как и на катоде, равна нулю).

Уравнение Пуассона для рассматриваемого случая в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4}{9} i \left[ \frac{1}{\sqrt{U + U_0}} - \frac{\chi}{\sqrt{1 - U}} \right], \quad (1)$$

где  $U = U^* / U_a^*$ ,  $U^*(U_a^*)$  — величина потенциала в текущей точке (на аноде), В;

$x = x^* / x_a$ ,  $x^*(x_a)$  — значение продольной координаты в текущей точке (на аноде), см;

$i$  — нормированное значение плотности тока электронного пучка, равное

$$i = \frac{9i^* x_a^2}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta U_a^{3/2}}}, \quad \eta = \frac{e}{m_e}, \quad (2)$$

где  $i^*$  — плотность тока электронного пучка, А/см<sup>2</sup>;  
 $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума;  
 $e, m_e$  — заряд и масса покоя электрона, соответственно.

$$\chi = \sqrt{\frac{M_i i_i}{m_e i}},$$

$M_i, i_i$  — масса покоя иона и нормированное значение плотности тока ионного потока, соответственно.

Умножая правую и левую части уравнения (1) на  $\frac{dU}{dx}$ , интегрируя и извлекая корень, получим выражение, связывающее напряженность электрического поля в ускоряющем зазоре с потенциалом

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \left[ \sqrt{U + U_0} + \chi \sqrt{1 - U} + C_1 \right]^{1/2}.$$

Из условия  $\frac{dU}{dx} = 0$  при  $U = 1$  (на аноде) находим величину постоянной интегрирования  $C_1 = -\sqrt{1 + U_0}$ .

В результате соотношение для нормальной компоненты электрического поля в рассматриваемом диоде принимает вид

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \sqrt{\sqrt{U + U_0} + (\sqrt{1 + U_0} - \sqrt{U_0}) \sqrt{1 - U} - \sqrt{1 + U_0}}.$$

Далее из условия равенства нулю напряженности электрического поля в плоскости инжекции электронов (на катоде) можно найти коэффициент пропорциональности ионного и электронного токов в диоде.

Так как при  $U = 0$   $\frac{dU}{dx} = 0$ , следовательно,  $\sqrt{U_0} + \chi - \sqrt{1 + U_0} = 0$ , откуда

$$\chi = \sqrt{1 + U_0} - \sqrt{U_0}. \quad (3)$$

В предположении нулевых начальных скоростей электронов на катоде из уравнения (3) получаем привычную для биполярного плоского диода Лэнгмюра величину  $\chi = 1$ , что соответствует соотношению плотностей ионной и электронной компонент тока

$$i_i/i = (m_e/M_i)^{1/2}.$$

С учетом этого напряженность электрического поля в диоде выражается соотношением

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \left[ \sqrt{U + U_0} + (\sqrt{1 + U_0} - \sqrt{U_0}) \sqrt{1 - U} - \sqrt{1 + U_0} \right]^{1/2}.$$

Интегрируя полученное выражение, можно получить связь между плотностью электронного тока в рассматриваемом диоде и начальной энергией электронов на катоде в следующем виде:

$$\sqrt{i} = \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U+U_0} + (\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})\sqrt{1-U} - \sqrt{1+U_0}}} \quad (4)$$

Решение аналогичной задачи для плоского диода с электронным потоком в режиме ограничения тока на катоде пространственным зарядом при нулевых начальных скоростях имеет вид

$$\sqrt{i_0} = \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U}}} = 1.$$

Величина  $i$ , получаемая в (4), будет численно равна искомому коэффициенту усиления тока в рассматриваемой задаче, т. е.

$$\beta = i/i_0, \quad i_0 = 1, \quad \beta = i,$$

$$\beta = \left[ \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U+U_0} + (\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})\sqrt{1-U} - \sqrt{1+U_0}}} \right]^2 \quad (5)$$

Результаты численного расчета по формуле (5) показали, что с возрастанием величины  $U_0$  от 0 до 0,5 (когда начальная энергия электронов составляет половину от энергии, набираемой электронами на пути от катода до анода) коэффициент усиления катодного тока возрастает от найденной Лэнгмюром величины 1,86 до 7,08, что почти в 4 раза превышает электронный ток в биполярном диоде Лэнгмюра.

В рассматриваемом варианте биполярного диода можно найти также значение потенциала, при котором происходит полная компенсация пространственного заряда электронов ионами. Заметим, что суммарная плотность пространственного заряда электронов и ионов равняется нулю в точке перегиба кривой  $U(x)$ , где равна нулю вторая производная потенциала по координате. Соотношение для величины потенциала в точке перегиба  $U_1$  получим, приравняв нулю правую часть уравнения Пуассона.

$$\left[ \frac{1}{\sqrt{U_1+U_0}} - \frac{\chi}{\sqrt{1-U_1}} \right] = 0,$$

откуда после несложных преобразований можно получить

$$U_1 = \frac{1 - U_0(\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})^2}{1 + (\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})^2}.$$

Полагая  $U_0 = 0$ , получим значение потенциала в точке полной компенсации пространственного заряда  $U_1 = 0,5$ , характерное для классического биполярного диода Лэнгмюра.

Координата точки перегиба потенциала  $x_1$  для анализируемого диода с начальными скоростями электронов может быть найдена из следующего уравнения:

$$x = \frac{3}{4} \frac{1}{\sqrt{i}} \int_0^{U_1} \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U+U_0} + (\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})\sqrt{1-U} - \sqrt{1+U_0}}}$$

При возрастании начальной скорости электронов точка полной компенсации пространственного заряда смещается к аноду (в сторону больших величин плотности положительного пространственного заряда). Таким образом, в этом случае расширяется область с преобладающим отрицательным пространственным зарядом (электронов) за счет сужения области с преобладанием положительного пространственного заряда ионов. Это вытекает и из полученного выше соотношения (5), в соответствии с которым относительная доля ионного тока снижается при возрастании начальных скоростей электронов на поверхности инжекции их в ускоряющий промежуток.

Полученные здесь результаты можно использовать при решении более сложной задачи, когда в диоде, помимо инжекции ионов с анодной плазменной границы, существует еще промежуточная поверхность, инжектирующая дополнительный поток ионов, что должно приводить к более эффективной компенсации пространственного заряда электронов в прикатодной области и, как следствие, способствовать существенному увеличению токоотбора с катода по сравнению с чисто вакуумным или классическим биполярным диодом.

#### *Расчет коэффициента усиления электронного тока в плоском диоде при инжекции ионов в промежутке между катодом и анодом*

Предположим, что в плоско-параллельном диоде, работающем в режиме ограничения катодного тока пространственным зарядом электронов, с подвижной поверхности (плоскости), имеющей потенциал  $U_0$ , инжектируются (в сторону катода) ионы с нулевыми начальными скоростями, причем также в режиме неограниченной эмиссионной способности.

Решение поставленной задачи будем проводить, как и в предыдущем случае, в безразмерных переменных  $U, x$  с использованием нормированных величин плотностей электронного и ионного токов  $i$  и  $i_i$  в соответствии с соотношением (2). Граничные условия для поставленной таким образом задачи в безразмерных переменных записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} x = 0, \quad U = \frac{dU}{dx} = 0, \\ x = x_0, \quad U = U_0, \quad \frac{dU}{dx} = 0, \\ x = 1, \quad U = 1. \end{aligned} \quad (6)$$

Для области I (промежутка от катода до поверхности инжекции ионов с потенциалом  $U_0$ ) уравнение Пуассона записывается в виде

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4}{9} i \left[ \frac{1}{\sqrt{U}} - \frac{\chi}{\sqrt{U_0 - U}} \right].$$

Умножая обе части этого уравнения на производную потенциала по координате, интегрируя и извлекая корень, получим уравнение для продольной компоненты электрического поля в области I в виде

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \left[ \sqrt{U} + \chi \sqrt{U_0 - U} + C_1 \right]^{1/2}.$$

Используя граничное условие в плоскости инжекции ионов (6), можно найти величину постоянной интегрирования

$$C_1 = -\sqrt{U_0}.$$

Таким образом, напряженность поля в области I зависит от потенциала следующим образом:

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} [\sqrt{U} + \chi \sqrt{U_0 - U} + \sqrt{U_0}]^{1/2}.$$

Коэффициент пропорциональности ионной и электронной составляющих тока рассматриваемого диода можно найти, используя граничные условия на катоде

$$\chi \sqrt{U_0} - \sqrt{U_0} = 0, \quad \chi = 1,$$

откуда можно выразить ионную компоненту тока диода через электронную в виде соотношения, тождественного получаемому для классического биполярного диода

$$i_i = i \sqrt{m_e / M_i}.$$

Полученный результат достаточно очевиден, поскольку область I представляет собой не что иное, как классический биполярный диод Лэнгмюра (с зазором  $x_0$  и потенциалом  $U_0$ ). Отсюда также следует, что полная взаимная компенсация пространственного заряда электронов и ионов происходит на расстоянии  $0,5 x_0$  от катода, причем потенциал в этой плоскости равен  $0,5 U_0$  (там же расположена точка перегиба кривой  $U(x)$ ).

Уравнение Пуассона в области II (в пространстве между плоскостью инжекции ионов и анодов), где присутствует только электронный поток, записывается в следующем виде

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4}{9} i \frac{1}{\sqrt{U}}.$$

Путем соответствующего преобразования и интегрирования данного уравнения, можно получить выражение для электрического поля в области II в виде

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \sqrt{\sqrt{U} + C_2}. \quad (7)$$

С учетом граничных условий в плоскости инжекции ионов (6) находим постоянную интегрирования, и выражение (7) принимает следующий вид

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \sqrt{\sqrt{U} - \sqrt{U_0}}.$$

Повторное интегрирование позволяет получить уравнение для расчета потенциала в области II

$$\frac{4}{3} \sqrt{i} \int_{x_0}^x dx = \int_{U_0}^U \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U} - \sqrt{U_0}}}$$

или в виде следующего выражения:

$$\sqrt{i}(x - x_0) = \sqrt{\sqrt{U} - \sqrt{U_0}} (\sqrt{U} + 2\sqrt{U_0}).$$

Отсюда в плоскости анода получим

$$\sqrt{i}(1 - x_0) = \sqrt{1 - \sqrt{U_0}}(1 + 2\sqrt{U_0}).$$

Из последнего соотношения можно выразить величину  $x_0$  через величины плотности электронного тока и потенциала в плоскости инжекции ионов

$$x_0 = 1 - \frac{\sqrt{1 - \sqrt{U_0}}(1 + 2\sqrt{U_0})}{\sqrt{i}}. \quad (8)$$

В области от катода до плоскости инжекции ионов аналогичное соотношение, связывающее координату плоскости инжекции с выбранной величиной ее потенциала, можно найти, интегрируя уравнение Пуассона с учетом соотношения (8)

$$x_0 = \frac{3}{4\sqrt{i}} \int_0^{U_0} \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U} + \sqrt{U_0 - U} - \sqrt{U_0}}}. \quad (9)$$

Приравняв правые части соотношений (8) и (9), получим уравнение, связывающее плотность электронного тока в рассматриваемой системе с потенциалом инжектора ионов

$$\frac{3}{4\sqrt{i}} \int_0^{U_0} \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U} + \sqrt{U_0 - U} - \sqrt{U_0}}} = 1 - \frac{\sqrt{1 - \sqrt{U_0}}(1 + 2\sqrt{U_0})}{\sqrt{i}}$$

или в виде выражения для коэффициента усиления тока в рассматриваемом диоде  $\beta$  по отношению к току в вакуумном диоде с такой же длиной ускоряющего зазора и таким же анодным потенциалом

$$\beta = i/i_0, \quad i_0^* = 2,33 \cdot 10^{-6} U_a^{3/2} / x_a^2, \\ \beta = \left[ \sqrt{1 - \sqrt{U_0}}(1 + 2\sqrt{U_0}) + \frac{3}{4} \int_0^{U_0} \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U} + \sqrt{U_0 - U} - \sqrt{U_0}}} \right]^2. \quad (10)$$

Из уравнения (10) можно найти коэффициент усиления тока в диоде с инжекцией ионов в промежутке между катодом и анодом при заданной величине потенциала в плоскости инжекции. Дифференцируя полученную в (10) зависимость  $\beta(U_0)$ , можно найти экстремум функции  $\beta$  и определить максимальный коэффициент усиления тока диода при инжекции в него моноэнергетического потока ионов, но не с анодной поверхности, а в промежутке. Качественно результат такого анализа достаточно очевиден, коэффициент усиления электронного тока в рассматриваемой системе будет превышать полученную Лэнгмюром величину  $i/i_0 = 1,86$ , поскольку компенсирующее воздействие ионов в прикатодной области при инжекции последних не с анода, а более близко к катоду, несомненно значительно усиливается ввиду заметного снижения их скоростей в прикатодной области и увеличения тем самым плотности их пространственного заряда.

**Расчет коэффициента усиления электронного тока в диоде с анодной плазменной границей при инжекции дополнительного потока ионов в промежутке между катодом и анодом**

Рассмотрим задачу о протекании токов в биполярном диоде для случая, когда, помимо катода и плазменного анода, работающих в режимах ограничения эмиссии пространственным зарядом встречных электронного и ионного потоков, существует еще промежуточная подвижная поверхность, инжектирующая дополнительный поток ионов.

Предположим также, что этот дополнительный инжектор ионов находится относительно катода под потенциалом, меньшим анодного, и работает также в режиме ограничения эмиссии ионов пространственным зарядом и, следовательно, нормальная составляющая электрического поля на его поверхности равна нулю.

Условия на величины потенциала и поля на характерных поверхностях анализируемой системы можно записать в следующем виде (здесь, как и в предыдущих задачах, будут использоваться безразмерные переменные и нормированные значения плотностей электронной и ионных компонент тока)

$$\begin{aligned} x = 0, \quad U = \frac{dU}{dx} = 0; \\ x = x_0, \quad U = U_0, \quad \frac{dU}{dx} = 0; \\ x = 1 + x_0, \quad U = 1 + U_0, \quad \frac{dU}{dx} = 0. \end{aligned}$$

В рассматриваемой системе самосогласованное поле создается за счет поля электродов (катода и анода) и пространственного заряда электронного пучка с током  $i$  и двух ионных потоков: эмитируемого с анодной поверхности с плотностью тока  $i_{i1}$ , протекающего во всем промежутке от анода до катода, и эмитируемого в диодном промежутке с поверхности, имеющей потенциал  $U_0$ , и протекающего при плотности тока  $i_{i2}$  только в сторону катода (в области I).

Решение уравнения Пуассона в области II (от плоскости инжекции дополнительного потока ионов до анода) полностью соответствует найденному выше решению для встречного движения электронов и ионов в плоском диоде в случае, когда электроны имеют на катоде ненулевые начальные скорости. Поэтому все полученные там соотношения могут быть применимы к области II. Отсюда следует, что достаточно получить лишь решение уравнения Пуассона в области I, предполагая, что в плоскости с потенциалом  $U_0$  в область II инжектируется электронный пучок с той же, что и в области I, плотностью тока и с начальной энергией, определяемой потенциалом самой плоскости инжекции.

В соответствии с результатом решения задачи о биполярном диоде с ненулевыми начальными скоростями электронов плотность электронного тока в области II можно найти из следующего уравнения:

$$i = \left[ \frac{3}{4} \int_0^1 \frac{dU}{\sqrt{\sqrt{U+U_0} + (\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0})\sqrt{1-U} - \sqrt{1+U_0}}} \right]^2.$$

В области I уравнение Пуассона записывается следующим образом:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4}{9} i \left[ \frac{1}{\sqrt{U}} - \frac{\chi_2}{\sqrt{U_0 - U}} - \frac{\sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0}}{\sqrt{1+U_0 - U}} \right]. \quad (11)$$

Интегрирование (11) с последующими соответствующими преобразованиями дает выражение для расчета продольной напряженности электрического поля в области I (см. рис. 2)

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} i \left[ \sqrt{U} + \chi_2 \sqrt{U_0 - U} + \left( \sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0} \right) \sqrt{1+U_0 - U} + C \right]^{1/2}.$$

Используя условие равенства нулю нормальной компоненты поля в плоскости дополнительной инжекции ионов, можно определить постоянную интегрирования  $C = - (1 + U_0)^{1/2}$ , следовательно

$$\frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} i \left[ \sqrt{U} + \chi_2 \sqrt{U_0 - U} + \left( \sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0} \right) \sqrt{1+U_0 - U} - \sqrt{1+U_0} \right]^{1/2}.$$

Условия равенства на катоде нулю величины потенциала и напряженности электрического поля позволяют определить коэффициент пропорциональности между плотностями электронного и дополнительного ионного токов  $\chi_2 = i_2 / i (m_e / M)^{1/2}$ , определяющий величину ионного тока с подвижной поверхности инжекции ионов как функцию от заданной величины потенциала  $U_0$

$$\chi_2 = \frac{\sqrt{1+U_0} (1 - \sqrt{1+U_0} + \sqrt{U_0})}{\sqrt{U_0}}.$$

Таким образом, выражение для поля в области I принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{i} \left[ \sqrt{U} + \sqrt{U_0 - U} \frac{\sqrt{1+U_0} (1 - \sqrt{1+U_0} + \sqrt{U_0})}{\sqrt{U_0}} + \right. \\ \left. + \left( \sqrt{1+U_0} - \sqrt{U_0} \right) \sqrt{1+U_0 - U} - \sqrt{1+U_0} \right]^{1/2} = \frac{4}{3} \sqrt{i} F(U, U_0), \end{aligned}$$

где через функцию  $F(U, U_0)$  обозначено все выражение в квадратных скобках.

Интегрируя полученное выше выражение, можно определить неизвестную длину  $x_0$

$$x_0 = \frac{3}{4} \frac{1}{\sqrt{i}} \int_0^{U_0} \frac{dU}{F(U, U_0)}.$$

Для того чтобы рассчитать реальный коэффициент усиления тока в рассмотренной системе, следует учесть реально получившуюся длину диода (как общую протяженность областей I и II) и ускоряющую электроны разность потенциалов между катодом и анодом

$$\beta = i \frac{(1 + x_0)^2}{(1 + U_0)^{3/2}}.$$

Проведенный с использованием полученных уравнений расчет режимов усиления электронного тока в подобной “трехэмиттерной” системе показал, что максимальное увеличение электронного тока ( $\beta = 7,8268$ ) по отношению к току в чисто электронном диоде соответствует величине потенциала в плоскости инжекции дополнительного потока ионов порядка 55 % от разности потенциалов между катодом и анодом. При этом расстояние плоскости инжекции ионов от катода составляет около 32,4 % от протяженности промежутка катод—анод.

Еще более значительные величины коэффициента усиления тока электронного пучка (в 20—30 раз и более — в зависимости от соотношений радиусов кривизны катода и анода) дает инжекция ионов с промежуточной энергией в Лэнгмюровском биполярном диоде со сферическим катодом и конически сходящимся электронным пучком.

### Выводы

1. Проведен расчет режимов усиления электронного тока в вакуумных и биполярных плоских и сферических диодах при инжекции в ускоряющий промежуток ионов с промежуточной энергией. Получены величины коэффициентов усиления тока электронного пучка, многократно превышающие значения, известные для биполярных диодов.

2. Продемонстрирована принципиальная возможность технической реализации предложенной идеи усиления электронного тока в вакуумных и биполярных электронных пушках за счет инжекции в ускоряющий промежуток ионов с промежуточной энергией. Приведены результаты численного моделирования варианта электронной пушки с учетом наличия анодной плазмы и инжекцией в ускоряющий промежуток дополнительного пучка ионов.

### Литература

1. *Акимов П. И., Дмитриев К. К., Цхай В. Н.* Предельные токи в сферическом диоде с плазменной границей в промежутке анод—катод: Тез. VI Всес. симп. по сильноточной электронике. Ч. 2. — Томск. 1986. С 76—78.
2. А. с. 1367828 СССР. Инжектор электронного потока/Акимов П. И., Дмитриев К. К., Цхай В. Н. Приоритет от 06.01.86.
3. *Акимов П. И.* Особенности проектирования электронных пушек для пучково-плазменных СВЧ-приборов//Науч. сессия МИФИ-2001. — М.: МИФИ, 2001. Т. 8. С. 54.
4. *Акимов П. И.* Некоторые вопросы влияния ионов в высокоперевансных электронно-оптических системах: Тез. докл. VI Всерос. семинара “Проблемы теоретической и прикладной электронной оптики”. — М., 1999. С. 73—74.
5. *Акимов П. И., Завьялов М. А., Переводчиков В. И., Сыровой В. А.* Электронно-оптические системы для пучково-плазменных приборов СВЧ//Сб. науч. тр. ВЭИ, 2001 (в печати).
6. *Завьялов М. А., Крейндель Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. — М.: Энергоатомиздат, 1989.

## **Use of the ions for amplification a current of the electron guns**

*P. I. Akimov*

The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute (VEI), Moscow, Russia

*A. B. Bogoslouskaya*

Russian People Friendship University (RUDN), Moscow, Russia

*The results of the analysis of amplification of electron current in vacuum and bipolar spherical diodes with plasma boundary in the cathode — anode interval are given. The opportunity of repeated amplification of a current is shown in comparison with vacuum electron guns and bipolar electron sources with the plasma anode.*