

# Исследование области обратных токов в кнудсеновском диоде с поверхностной ионизацией в перекомпенсированном режиме при наличии эмиссии электронов с коллектора

## II. Малый межэлектродный промежуток

© В.И. Бабанин,<sup>1</sup> В.И. Ситнов,<sup>1</sup> А.В. Соловьев,<sup>2</sup> А.Я. Эндер<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Institute of Chemistry and Applied Engineering Science,  
Aalborg University Esbjerg, 6700 Esbjerg, Denmark

(Поступило в Редакцию 24 апреля 2002 г.)

Изучается кнудсеновский диод с поверхностной ионизацией в перекомпенсированном режиме в области обратных токов при достаточно малых межэлектродных расстояниях, когда области приэлектродных скачков потенциала перекрываются. Исследуется асимптотическое поведение тока при больших отрицательных напряжениях.

### Введение

В данной работе продолжают исследования кнудсеновского диода с поверхностной ионизацией (КДПИ) при наличии неограниченной эмиссии электронов с коллектора в перекомпенсированном режиме, т.е. при степенях компенсации  $\gamma = n_i^+(0)/n_e^+(0) > 1$  ( $n_{i(e)}^+(0)$  — концентрация вылетающих с эмиттера ионов (электронов) на его поверхности). При этом в КДПИ имеется три потока заряженных частиц: электронов и ионов с эмиттера и электронов с коллектора.

В первой части [1] рассматривался диод с большим межэлектродным промежутком, когда на распределении потенциала имеется область квазинейтральности (потенциальное плато) и все изменение потенциала происходит в узких приэлектродных областях. Изучались особенности распределений потенциала (РП) и вольт-амперных характеристик (ВАХ) в области обратных токов. Было показано, что в отличие от недокомпенсированного режима [2,3] в этой области реализуются РП не только с виртуальным анодом (ВА) вблизи коллектора, но и с ионным виртуальным катодом (ВК) вблизи эмиттера и обратный ток насыщения на ВАХ более чем в 2 раза превосходит прямой ток насыщения.

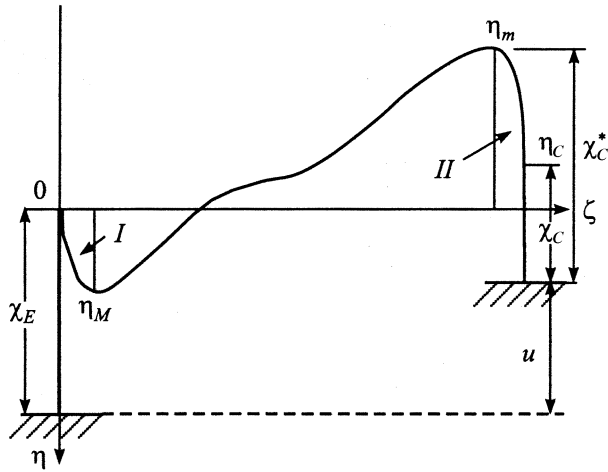
Данная работа, которая является второй частью, посвящена исследованию диода с малым межэлектродным промежутком, когда потенциальное плато исчезает и области приэлектродных скачков потенциала перекрываются. Следует отметить, что одним из методов повышения эффективности термоэмиссионного преобразователя (ТЭП), по существу представляющего собой КДПИ, является использование малых зазоров [4]. Поэтому расчеты КДПИ с малым зазором имеют большое значение для практики. В первом разделе описан метод и приведены результаты расчета тока и РП в таком КДПИ.

При больших значениях  $\gamma$  и величинах приложенного напряжения в КДПИ с малым зазором влияние эмиссии

электронов с эмиттера незначительно и задача нахождения обратного тока оказывается близкой к задаче о двух встречных потоках частиц в диоде, впервые рассмотренной Ленгмюром [5]. В [5] изучалась компенсация пространственного заряда, создаваемого в межэлектродном промежутке электронами при их эмиссии с катода, ионами, образующимися на аноде. В нашем случае ионы генерируются на горячем эмиттере за счет поверхностной ионизации, а электроны испускаются менее горячим коллектором, причем в обоих случаях источник электронов находится под отрицательным потенциалом относительно источника ионов. Следовательно, коллектор КДПИ соответствует катоду, а эмиттер — аноду в задаче Ленгмюра и при сопоставлении результатов следует изменить знаки у величин тока и напряжения. Во втором разделе исследуется асимптотическое поведение обратного тока в КДПИ при больших отрицательных напряжениях и проводится сравнение результатов с классическими результатами Ленгмюра.

### Метод и результаты расчета диода с малым межэлектродным промежутком

В [1] рассматривался случай, когда на РП существует область квазинейтрального плато, т.е. сумма ширин приэлектродных областей, в которых происходит практически все изменение потенциала, гораздо меньше расстояния между электродами  $d$ . В этом случае, варьируя  $d$ , мы лишь изменяем ширину области плато, не изменяя проходящего тока и РП в приэлектродных областях. Однако при достаточно малых  $d$ , когда приэлектродные области перекрываются (см. потенциальную диаграмму на рис. 1), ток будет зависеть от  $d$ . На рис. 1 и в дальнейшем используются те же обозначения переменных и единиц измерения, что и в [1].



**Рис. 1.** Потенциальная диаграмма КДПИ в перекомпенсированном режиме в области обратных токов для малых межэлектродных промежутков.

При больших величинах напряжения ( $|U| \gg kT_E/e$ ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $T_E$  — температура эмиттера) критическое расстояние, которому соответствует исчезновение плато на РП, определяется в основном шириной области падения потенциала вблизи коллектора. Ширину этой области можно оценить, если принять во внимание, что основной вклад в пространственный заряд в ней дают электроны с коллектора и их начальными тепловыми скоростями можно пренебречь. В этом случае связь между электронным током, шириной области и разностью потенциалов на ее границах дается известным законом „трех вторых“ Чайлда–Ленгмюра для вакуумного диода [6]

$$j_{3/2} = \frac{1}{9\pi} \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (1)$$

где  $m_e$  — масса электрона,  $U$  — напряжение,  $d$  — расстояние между электродами в диоде.

Используя этот закон, для безразмерного критического расстояния получаем

$$\tilde{\delta} = \frac{2}{3} \pi^{1/4} |u|^{3/4} \left( \frac{|j|}{j_e^+(0)} \right)^{-1/2} \approx 0.6 |u|^{3/4}. \quad (2)$$

Здесь использован тот факт, что в перекомпенсированном режиме при наличии плато на РП и больших величинах безразмерного напряжения  $|u|$  величина относительного обратного тока в широком диапазоне  $\gamma$  приблизительно равна 2 [1]. Основное отличие РП в критической точке ВАХ от РП в вакуумном диоде [6] состоит в том, что внутри промежутка имеется точка перегиба, где вторая производная обращается в нуль. Поэтому более точную оценку критического расстояния можно получить, если определить его по формуле

$$\delta_c = 2\tilde{\delta}. \quad (3)$$

Дальнейшие расчеты подтвердили правомерность такой оценки: при  $\delta = \delta_c$  расчетный ток превышал значение тока в плазменном режиме не более чем на 10–20%. Критические расстояния для ряда напряжений приведены в табл. 1. При заданном значении  $u$  будем называть межэлектродный промежуток малым, если выполнено условие  $\delta < \delta_c$ . Следует отметить, что приведенная оценка перестает быть верной при достаточно малых  $|u|$ .

При расчете ВАХ в [1] для нахождения характерных потенциалов  $\eta_p$  (потенциал плазмы),  $\eta_m$  (потенциал в вершине ВА) и  $\eta_M$  (потенциал в вершине ВК) при  $\delta > \delta_c$  использовались три уравнения: первое было получено из условия квазинейтральности плазмы, а второе и третье — из условий равенства нулю полного заряда между вершиной ВА и плато (точки с потенциалами  $\eta_m, \eta_p$ ) и между плато и вершиной ВК (точки с потенциалами  $\eta_p, \eta_M$ ) соответственно. При малых  $\delta$  на РП нет потенциала плазмы  $\eta_p$  и количество искомым параметров уменьшается на единицу. При этом из трех уравнений остается лишь одно, следующее из условия равенства нулю заряда между вершинами ВК и ВА (точки с потенциалами  $\eta_M, \eta_m$ ). Его можно записать в виде

$$\gamma A + \beta B + C = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\beta = n_{eC}(\eta_m)/n_e^+(0)$ ,  $n_{eC}(\eta_m)$  — концентрация коллекторных электронов в вершине ВА, а коэффициенты  $A, B$  и  $C$  получаются суммированием соответствующих коэффициентов уравнений, выражающих условия равенства нулю зарядов между плато и вершинами ВК и ВА, в [1]

$$\begin{aligned} A &= G_i(\eta_M, \eta_m) = \exp(-\eta_M) [\text{Ir}(\eta_M - \eta_m) - 1], \\ B &= -G_{eC}(\eta_M, \eta_m) = \frac{1}{\Theta} \{1 - \text{Ir}[\Theta(\eta_M - \eta_m)]\}, \\ C &= -G_{eE}(\eta_M, \eta_m) \\ &= \exp(\eta_m) [\text{Ir}(\eta_M - \eta_m) + 1] - 2\text{Ir}(\eta_M), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $G_{i(e)}(\eta, \eta_1)$  — интегралы от концентрации ионов (электронов) по потенциалу в интервале от  $\eta_1$  до  $\eta$ ,  $\text{Ir}(x) = \text{exers}(x) + 2\sqrt{x/\pi}$ ,  $\text{exers}(x) = \exp(x)(1 - \text{erf}(\sqrt{x}))$ ,  $\text{erf}(x)$  — интеграл вероятности.

В то же время при малых  $\delta$  имеется уравнение, выражающее условие равенства межэлектродного расстояния как функции от характерных потенциалов заданному значению. Вычисление этого расстояния по существу сводится к решению уравнения Пуассона для РП во всем межэлектродном промежутке. При этом необходимо

**Таблица 1.**

$ u $	$\delta_c$
40	20
70	30
100	40
136	50

задавать работу выхода коллектора  $\chi_C$ , так как от нее зависит ширина приколлекторной области на РП. Напомним, что для больших межэлектродных промежутков РП в приэлектродных областях рассчитывались только для иллюстративных целей, а характерные потенциалы и ток не зависели от  $\chi_C$  и могли быть определены без его задания до тех пор, пока соблюдалось условие неограниченной эмиссии с коллектора.

Алгоритм расчета в случае малого межэлектродного промежутка состоит в следующем. Задается  $\eta_m$  и пробное значение  $\eta_M$ . Из (4) находится параметр  $\beta$  и по формуле

$$u = \eta_m - \frac{1}{\Theta} \left[ \ln \beta + \frac{3}{2} \ln \Theta + \chi_E (\Theta - 1) \right], \quad (6)$$

выведенной в [1], — напряжение  $u$ . Затем из соотношения  $\chi_E - \eta_C = \chi_C - u$  (рис. 1) определяется потенциал коллектора  $\eta_C$ . После того как все характерные потенциалы определены, можно рассчитать РП как в центральной области между вершинами ВК и ВА, так и в областях, непосредственно примыкающих к электродам (области I и II на рис. 1), аналогично тому, как это описано в [1]. В результате находятся ширины всех трех областей, и для полного межэлектродного расстояния как функции от характерных потенциалов получаем

$$\delta(\eta_M, \eta_m, \eta_C) = \int_{\eta_m}^{\eta_M} \frac{d\eta}{\sqrt{-2G(\eta, \eta_m)}} + \int_0^{\eta_M} \frac{d\eta}{\sqrt{-2G^I(\eta, \eta_M)}} + \int_{\eta_m}^{\eta_C} \frac{d\eta}{\sqrt{-2G^{II}(\eta, \eta_m)}}. \quad (7)$$

Здесь  $G(\eta, \eta_a) = \gamma G_i(\eta, \eta_a) - \beta G_{eC}(\eta, \eta_a) - G_{eE}(\eta, \eta_a) = -\varepsilon^2(\eta)$ ,  $\eta_a$  — потенциал в точке экстремума ( $\eta_m$  или  $\eta_M$ ),  $\varepsilon(\eta)$  — безразмерная напряженность электрического поля как функция от потенциала, индексы I и II относятся к приэлектродным областям. Варьируя  $\eta_M$  при фиксированном  $\eta_m$ , находим такое его значение, при котором это расстояние равно заданному значению  $\delta$ . Одновременно с межэлектродным расстоянием рассчитываются зависимости  $\xi(\eta)$  во всех трех областях, которые дают искомое РП. Наконец, по формуле

$$\frac{j}{j_e^+(0)} = \exp(\eta_m) - \frac{\beta}{\sqrt{\Theta}}, \quad (8)$$

также выведенной в [1], находится плотность тока  $j$ . Формулы (6) и (8) определяют параметрическую зависимость  $j$  от  $u$ , т.е. ВАХ для заданного  $\delta$  в области напряжений, для которых это  $\delta$  является малым. Подчеркнем, однако, что описанный алгоритм позволяет проводить расчеты и в области  $\delta \sim u$ , когда на распределении потенциала формируется плато небольшой ширины. С другой стороны, для данного метода имеется естественное ограничение при расчетах в области достаточно малых  $\delta$

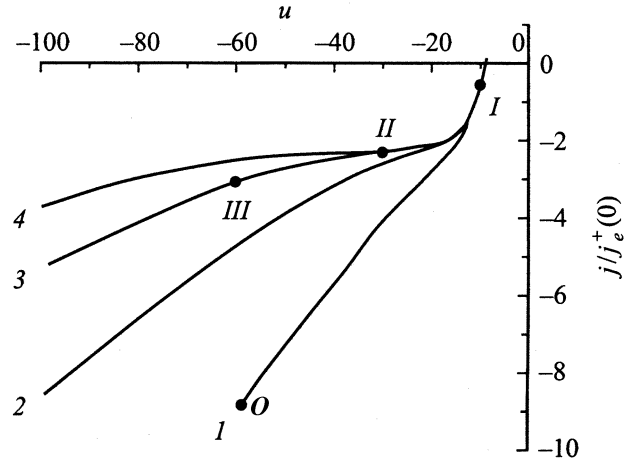


Рис. 2. Зависимости электронного тока от напряжения при различных межэлектродных расстояниях.  $\chi_E = 15$ ,  $\Theta = 2$ . 1 —  $\delta = 10$ , 2 — 15, 3 — 20, 4 — 25.

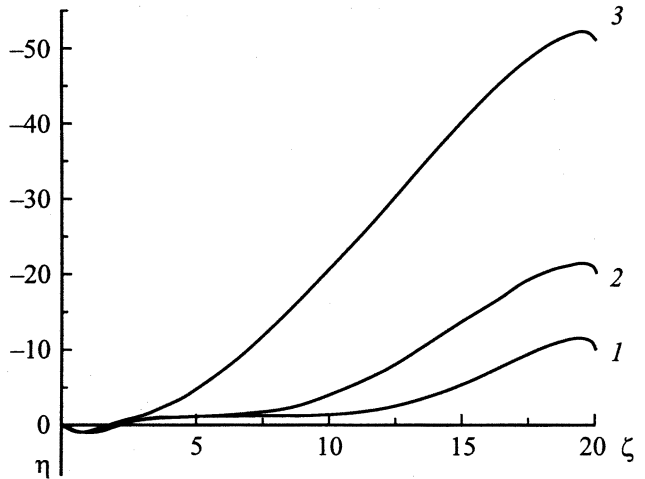


Рис. 3. Распределение потенциала для  $\delta = 20$  и различных напряжений. 1 —  $u = 10$ , 2 — 30, 3 — 60. Соответствующие точки I–III на ВАХ приведены на рис. 2.

(больших  $|u|$ ). Действительно, при уменьшении  $\delta$  (увеличении  $|u|$ ) высота ВК  $\eta_M$  уменьшается и при некотором  $\delta = \delta_0$  ( $u = u_0$ ) обращается в нуль. Далее возникает режим ограничения эмиссии ионов. Расчеты описанным методом проводились вплоть до исчезновения ВК.

Полученные в результате зависимости тока от напряжения для  $\gamma = 10$  и различных межэлектродных расстояний представлены на рис. 2. Кривая для  $\delta = 10$  приведена вплоть до точки с  $\eta_M = 0$  (точка O), а остальные „обрезаны“ при  $u = -100$ . При достаточно больших  $\delta$  с ростом  $|u|$  ток выходит на горизонтальный участок, который соответствует току насыщения на ВАХ при наличии плато на РП (см., например, участок в окрестности точки II на кривой 4 для  $\delta = 25$  и РП в точке II (кривая 2 на рис. 3)). На этом участке с ростом  $|u|$  на РП происходят расширение приколлек-

торной области и уменьшение ширины плато. Однако в дальнейшем приэлектродные области перекрываются и ток начинает заметно возрастать. Чем больше  $\delta$ , тем при больших  $|u|$  происходит отрыв кривой от ее горизонтального участка, причем напряжения отрыва при разных  $\delta$  соответствуют оценкам, приведенным в табл. 1. Рис. 3, на котором показаны РП при  $\delta = 20$  и различных напряжениях, иллюстрирует исчезновение области квазинейтрального плато с ростом  $|u|$ .

### Сравнение с задачей Ленгмюра о встречных потоках электронов и ионов в диоде

При малых межэлектродных промежутках с ростом  $\gamma$  происходит уменьшение относительного вклада в полную концентрацию от электронов, поступающих с эмиттера. Поэтому интересно сравнить полученные результаты с решением задачи о распространении в диоде двух встречных потоков: электронов и ионов, стартующих с противоположных электродов. Впервые задача о нахождении электронного тока в таком диоде была рассмотрена Ленгмюром [5]. Решение получено в приближении нулевых начальных скоростей эмиттируемых частиц. Показано, что в случае неограниченной эмиссии электронов и ионов компенсация пространственного электронного заряда ионами приводит к увеличению электронного тока  $j_e$  в 1.87 раз по сравнению с током в отсутствие ионов  $j_{3/2}$ , который определяется законом „трех вторых“ (1). При этом проходящий ионный ток связан с электронным соотношением  $(j_i/j_e)\sqrt{m_i/m_e} = 1$ . Следует отметить, что в результатах расчетов [5] нами обнаружена небольшая ошибка. Относительный электронный ток при неограниченной эмиссии ионов оказался равным 1.8655, а не 1.8605, как у Ленгмюра (расчет сводился к вычислению того же интеграла, что и у Ленгмюра, причем вычисление нами проводилось с точностью до 12-й цифры после десятичной точки).

В случае нулевых начальных скоростей и неограниченной эмиссии частиц условие равенства нулю напряженности электрического поля ставится непосредственно на электродах. При наличии тепловых скоростей точки с нулевыми напряженностями поля соответствуют вершинам ВК и ВА. Поэтому для сопоставления с результатами Ленгмюра будем относить электронный ток к току  $j_{3/2}^*$ , который определяется законом „трех вторых“ при эффективных межэлектродном расстоянии  $d^*$  и напряжении  $U^*$ , равных расстоянию и разности потенциалов между вершинами ВК и ВА. Величины  $d^*$  и  $U^*$  вычисляются в ходе расчетов.

Поскольку переход от плазменного режима к режиму с сильным перекрытием приэлектродных областей можно осуществить путем уменьшения зазора, рассмотрим результаты расчетов при изменении  $\delta$  и достаточно больших  $\gamma$ . В качестве примера приведем результаты

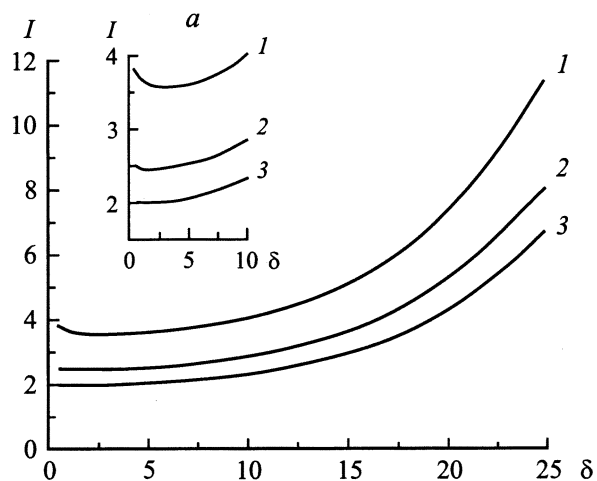


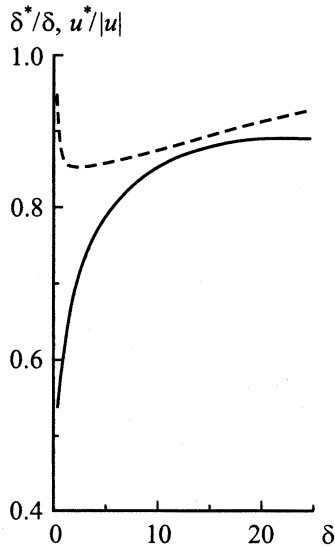
Рис. 4. Зависимости отношения токов  $I$  от межэлектродного расстояния  $\delta$ . 1 —  $I = |j|/j_{3/2}^*$ , 2 —  $I = j/j_T$  при  $B = 1.9$ , 3 —  $I = j/j_T$  при  $B = 3.3$ . *a* — то же в другом масштабе при малых  $\delta$ .

для  $\gamma = 1000$ ,  $\chi_E = 15$ ,  $\chi_C = 3$ ,  $\Theta = 2$  и  $u = -25$ . При этом по оценке (2), (3)  $\delta_c \approx 15$ . В ходе расчета  $\delta$  изменялось в широком диапазоне от 25 ( $\approx 1.7\delta_c$ ) до 0.415 (расстояние  $\delta_o$ , при котором исчезает ВК). На рис. 4 (кривая 1) представлена зависимость отношения токов  $I = |j|/j_{3/2}^*$  от  $\delta$ . Видно, что при уменьшении  $\delta$  в области больших  $\delta$  величина  $I$  убывает приблизительно по квадратичному закону, что соответствует постоянству тока  $j$  в плазменном режиме и росту  $j_{3/2}^*$  пропорционально  $1/\delta^{*2}$ . При  $\delta \approx \delta_c$  скорость убывания  $I$  замедляется и далее наблюдается тенденция к насыщению. Однако при  $\delta \approx 3.3$  на кривой  $I(\delta)$  достигается минимум и затем происходит довольно резкое увеличение  $I$ . При этом минимальное значение  $I$  почти в два раза превышает ленгмюровское.

В табл. 2 приведены значения электронного тока, отнесенного к току эмиссии с эмиттера,  $I' = |j|/j_e^+(0)$  при различных  $\delta$ . Из нее видно, что в области  $\delta \lesssim 3$  ток с коллектора на 2–3 порядка превышает  $j_e^+(0)$ . Следовательно, при этих  $\delta$  эмиттерными электронами действительно можно пренебречь, т.е. ситуация должна быть

Таблица 2.

$\delta$	$I'$
24.9	1.8
14.6	2.4
7.7	6.3
5.9	10.1
2.9	35.5
1.49	117
1.1	209
0.57	597
0.415	937



**Рис. 5.** Зависимости  $\delta^*/\delta$  (штриховая кривая) и  $u^*/|u|$  (сплошная) от  $\delta$ .

близка к ленгмюровской и на кривой  $I(\delta)$  следовало бы ожидать плавного выхода на насыщение. Отметим, что для обеспечения неограниченной эмиссии с коллектора при всех  $\delta$  в расчетах выбрана достаточно малая работа выхода коллектора  $\chi_C = 3$ . В реальных условиях она больше и еще до достижения предельной точки с  $\eta_M = 0$  может наступить насыщение по электронному току с коллектора.

Выяснить причину аномального поведения кривой  $I$  на рис. 4 при малых  $\delta$  удастся, проанализировав зависимости  $\delta^*/\delta$  и  $u^*/|u|$  от  $\delta$  (рис. 5). Эффективное расстояние при всех рассматриваемых  $\delta$  незначительно отличается от истинного. Однако уменьшение  $u^*$  при этом оказывается существенным. Если бы с виртуальных электродов стартовали частицы с нулевыми скоростями, то уменьшение  $u^*$  при изменении  $\delta$  не влияло бы на величину  $I$ . Но помимо связанных с тепловым разбросом уже учтенных поправок, приводящих к смещению точек с нулевой напряженностью с поверхностей электродов в межэлектродный промежуток, имеется и другая поправка, обусловленная изменением распределения концентрации заряженных частиц и потенциала между виртуальными электродами. Уменьшение  $u^*$  должно приводить к увеличению отклонений РП и отношения токов  $I$  от ленгмюровских.

В [7] решалась задача о прохождении тока в вакуумном диоде при наличии тепловых скоростей эмиттируемых электронов. Согласно [7], в отсутствие ионного тока асимптотика электронного тока при больших отрицательных напряжениях в наших обозначениях имеет вид

$$j_T = -j_{3/2}^* K_T, \quad K_T = 1 + B(u^*)^{-1/2}. \quad (9)$$

Здесь  $B = 2.7\Theta^{-1/2}$  (множитель  $\Theta^{-1/2}$  появляется из-за того, что  $u^*$  измеряется в единицах  $kT_E/e$ , а разброс

электронов по скоростям определяется температурой коллектора  $T_C$ ). Коэффициент  $K_T$  как раз и дает вторую поправку, о которой говорилось выше. Естественно попытаться отнести ток не к  $j_{3/2}^*$ , а к  $j_T$ , т.е. зависимость  $I(\delta)$  (кривая 1 на рис. 4) поделить на  $K_T$  (при  $\Theta = 2$  в (9)  $B = 1.9$ ). Полученная зависимость представлена на рис. 4 кривой 2. Видно, что эта кривая имеет более пологий минимум, чем кривая 1.

Таким образом, немонотонный ход зависимости  $I(\delta)$  действительно можно объяснить существованием поправки на тепловой разброс второго типа. Однако вклад в такую поправку в нашей задаче должен давать тепловой разброс не только электронов, но и ионов, которые в условиях КДПИ имеют даже более высокую температуру, чем электроны с коллектора. Будем считать, что и при наличии ионов характер зависимости поправки  $K_T$  от  $u$  сохранится, а изменится только коэффициент  $B$ . Проводилась обработка результатов при различных значениях  $B$  в (9). Из кривой 3 на рис. 4 видно, что выбор  $B = 3.3$  позволяет полностью убрать минимум на зависимости  $j/j_T$  от  $\delta$ , плавно выйти на насыщение и близко подойти к ленгмюровскому значению для величины  $j/j_T$  при  $\delta/\delta_0$ .

Сложности при сравнении с задачей Ленгмюра связаны с тем, что до сих пор не решена задача о встречных потоках электронов и ионов в диоде для случая, когда частицы генерируются на электродах с полумаксвелловскими функциями распределения по скоростям. Эта задача представляет самостоятельный интерес. Ее решение позволит при сопоставлении с нашими расчетами однозначно выявить эффекты, связанные с присутствием третьего потока — электронов с эмиттера.

Предыдущий анализ выполнен при реально существующих напряжениях в КДПИ (при  $T_E = 2000$  К величина  $|u| = 25$  соответствует напряжению около 4 В). Формально можно рассмотреть и гораздо большие напряжения и перейти к пределу  $|u| \rightarrow \infty$ . При этом тепловыми скоростями частиц можно полностью пренебречь. Кроме того, в этом пределе эмиттерные электроны оказываются локализованными в бесконечно малой окрестности эмиттера и не должны влиять на РП и проходящий ток. Следовательно, можно ожидать, что решение нашей задачи при  $|u| \rightarrow \infty$  будет строго выходить на решение Ленгмюра в достаточно широком диапазоне значений параметра  $\gamma$ . Однако само асимптотическое поведение тока при больших  $|u|$  должно зависеть от  $\gamma$ .

Для проверки этих утверждений рассчитывались электронные токи при различных  $\gamma$  в большом диапазоне напряжений, причем для каждого напряжения выбиралось предельно допустимое в режиме неограниченной эмиссии ионов расстояние  $\delta_0$ . В результате обработки полученных зависимостей было установлено, что при  $u > 10\,000$  проходящий через диод ток хорошо аппроксимируется следующей формулой:

$$\frac{|j|}{j_{3/2}^*} \approx A \left[ 1 + B(u^*)^{-1/2} \right]. \quad (10)$$

Таблица 3.

$\gamma$	$u = -25$	$u = -100$	$u = -1000$	$u = -10\,000$
5	21	4.2	0.30	0.005
10	10	2.1	0.13	0.000
$10^2$	6	1.0	0.07	0.000
$10^3$	6	1.0	0.06	0.000

Коэффициенты  $A$  и  $B$  находились методом наименьших квадратов. Было установлено, что коэффициент  $A$  при всех значениях  $\gamma$  равен 1.87, т.е. совпадает со значением Ленгмюра, а коэффициент  $B$  зависит от  $\gamma$ : для  $\gamma = 5$   $B = 4.34$ , для  $\gamma = 10$   $B = 3.76$ , для  $\gamma = 100$   $B = 3.34$ , для  $\gamma = 1000$   $B = 3.305$ . Зависимость  $B$  от  $\gamma$  связана с усилением влияния электронов с эмиттера на ток при уменьшении  $\gamma$ .

Отметим, что эти результаты получены численно. Для нахождения коэффициентов  $A$  и  $B$  с достаточной точностью (с тремя значащими цифрами в данном случае) было необходимо особенно тщательно проводить вычисления в областях с малыми напряженностями электрического поля вблизи виртуальных электродов, так как именно эти области вносят наибольшую погрешность в вычисление  $\delta$  и в итоге ограничивают точность нахождения констант  $A$  и  $B$ . Разработанный нами метод расчета распределений потенциала в КДПИ позволяет эффективно проводить такие вычисления.

В табл. 3 приведены отклонения расчетных значений  $I$  при  $\delta = \delta_0$  в процентах от вычисленных по асимптотической формуле (10) в широком диапазоне  $\gamma$  и  $u$ . Видно, что асимптотическая формула, полученная в результате обработки расчетов при  $u > 10\,000$ , достаточно хорошо описывает поведение  $I$  и при гораздо меньших величинах напряжения. Именно такой характер асимптотического поведения относительного тока от напряжения был установлен в ходе обработки результатов расчетов зависимости  $I(\delta)$  при сравнительно низком напряжении  $|u| = 25$  (рис. 4). Более того, подобранный при этой обработке коэффициент  $B = 3.3$  в (9) практически совпадает с коэффициентом  $B$  в (10) при  $\gamma = 1000$ . Отклонения от асимптотики при малых  $|u|$  и  $\gamma$  обусловлены совместным влиянием на РП и проходящий ток как электронов с эмиттера, так и тепловых скоростей частиц. Отклонение около 6% при  $u = -25$  и больших значениях  $\gamma$  связано только с тепловым разбросом и может быть уменьшено введением в асимптотическую формулу членов более высокого порядка.

Таким образом, проведенный анализ показал, что при достаточно больших напряжениях решение нашей задачи выходит на решение Ленгмюра [5] в широком диапазоне значений  $\gamma$ . Установлено асимптотическое поведение тока при этих напряжениях.

## Заключение

Сформулируем основные результаты исследований, проведенных как в [1] (часть I), так и в данной работе (часть II).

Разработан метод самосогласованного расчета распределений потенциала и вольт-амперных характеристик в перекомпенсированном режиме кнудсеновского диода с поверхностной ионизацией в области обратных токов. Показано, что на распределении потенциала имеются ионный виртуальный катод вблизи эмиттера и электронный виртуальный анод вблизи коллектора. Проведены расчеты в области обратных токов для ряда значений степени компенсации  $\gamma$ .

Установлено, что в перекомпенсированном режиме в широком диапазоне значений параметра  $\gamma$  обратный ток насыщения приблизительно в 2.5 раза превышает прямой ток насыщения. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными. Тот факт, что отношение обратного тока насыщения к прямому в перекомпенсированном режиме оказывается на порядок выше, чем в недокомпенсированном, может быть использован в экспериментальных исследованиях для экспресс-оценки режима работы диода.

Разработана методика расчетов для малых межэлектродных промежутков, когда на распределении потенциала отсутствует область квазинейтральности. Следует отметить, что одним из способов повышения эффективности термоэмиссионного преобразователя является использование малых зазоров. Созданная методика может быть полезна при расчетах преобразователя с малым зазором.

Проведено сравнение с результатами решения задачи Ленгмюра о компенсации пространственных зарядов двух противоположно направленных потоков электронов и ионов в диоде. В пределе очень больших отрицательных напряжений ток оказывается равным ленгмюровскому. Показано, что при малых напряжениях или больших межэлектродных промежутках добавление третьего, даже относительно малого, потока частиц (электронов с эмиттера) приводит к существенному изменению распределения потенциала и величины электронного тока по сравнению с ленгмюровским решением.

Методика расчетов и полученные результаты в дальнейшем могут быть использованы для нахождения распределений потенциала и вольт-амперных характеристик в области прямых токов правее точки  $\alpha$ , а также в переходных от перекомпенсированного к недокомпенсированному режимам, что представляет особое значение для оптимизации параметров термоэмиссионного преобразователя. Было показано, что в точке  $\alpha$  на распределении потенциала исчезает электронный виртуальный анод вблизи коллектора. Кроме того, из рассмотрения асимптотики тока при больших напряжениях [1] следует, что уменьшение  $\gamma$  приводит к исчезновению ионного виртуального катода. Следовательно, на вольт-амперных

характеристиках правее точки  $\alpha$  и при переходных значениях  $\gamma$  можно ожидать существенно новых распределений потенциала.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-16882).

## Список литературы

- [1] Бабанин В.И., Ситнов В.И., Соловьев А.В., Эндер А.Я. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 12. С. 23–31.
- [2] Ситнов В.И., Эндер А.Я. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 37–47.
- [3] Ситнов В.И., Эндер А.Я., Яковлев Е.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 4. С. 26–34.
- [4] Nikolaev Yu.V., Eryomin S.A., Kalmykov S.S., et al. // Proc. 13<sup>th</sup> Symp. on SNPP. CONF-960109. New York: American Institute of Physics, 1996. P. 1299–1304.
- [5] Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. Vol. 33. N 5. P. 954–989.
- [6] Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. Langmuir I. // Phys. Rev. 1913. Vol. 2. P. 450–486.
- [7] Langmuir I. // Phys. Rev. 1923. Vol. 21. P. 419–435. Бурсуан В.Р. // Журн. рус. физ.-хим. общества. 1922. Т. 54. Вып. 1. С. 139–148.