

УДК 621.385

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КРЕМНИЕВОГО МИКРОКАТОДА

В. А. Федирко

Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Москва, Россия

С. В. Поляков, Ю. Н. Карамзин, И. Г. Захарова

Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия

Построена двумерная квазигидродинамическая модель полевой эмиссии электронов из кремниевого микрокатода, учитывающая эффекты разогрева электронов в сильном электрическом поле. Предложен оригинальный численный метод решения, обеспечивающий консервативность и слабую монотонность разностного решения. Проведено численное моделирование стационарных состояний эмиттера. Полученные результаты существенны при разработке эффективных кремниевых автокатодов для устройств вакуумной микроэлектроники.

Современный уровень микроэлектронной технологии позволил реализовать в твердотельных устройствах микронных и субмикронных размеров известные преимущества вакуумных приборов. В настоящее время уже можно говорить о том, что вакуумная микроэлектроника вышла за рамки чисто исследовательских проблем [1]. На основе интегральных микровакуумных полевых эмиттеров созданы промышленные образцы плоских экранов нового типа, разрабатываются устройства СВЧ-техники.

Одним из перспективных материалов для создания микровакуумных автокатодов является кремний [2, 3] в связи с возможностью использования высокоразвитой групповой технологии кремниевых интегральных схем, а также сравнительно малой стоимостью этого материала и его распространенностью в сочетании с уникальными свойствами. Ключевая проблема технологии микровакуумных устройств на основе кремния состоит в создании массива микроавтокатодов с достаточно высокой и контролируемой эмиссионной способностью. Успешное решение этой проблемы невозможно без надежных расчетов эмиссионных характеристик реальных катодов.

Полевая эмиссия из кремния исследовалась ранее в ряде работ (например [4]). В силу экспоненциальной зависимости коэффициента туннелирования от энергии существенную роль в процессе полевой эмиссии играет разогрев электронов полупроводника вблизи эмитирующей поверхности, который при характерных тянущих полях порядка 10^7 В/см может быть весьма значительным. Вследствие существенно неоднородного характера распределений электрического поля, электронных концентраций и температуры самосогласованный расчет полевой зависимости эмиссионного тока может быть выполнен лишь численными методами.

Высокая концентрация и значительный разогрев электронов в приповерхностной области полупроводникового катода позволяют использовать квазигидродинамический подход для построения математической модели процесса электронного переноса в самосогласованном электрическом поле. Этот подход дает возможность адекватно описать неоднородность распределения концентрации электронов и электрического поля в полупроводнике около

эмитирующей поверхности и связанный с ней неоднородный разогрев плазмы. Однако из-за сильно нелинейных граничных условий туннелирования на эмитирующей поверхности численная реализация этой проблемы представляет известную проблему.

В работе [5] проведено численное моделирование полевой эмиссии горячих электронов из кремния в одномерной геометрии и продемонстрирована существенная роль разогрева электронного газа и его сильно неоднородный характер. Одномерная постановка, однако, является слишком упрощенной моделью реального автоэмиттера (рис. 1) и может претендовать лишь на качественное описание особенностей полевой эмиссии. В настоящей работе в рамках квазигидродинамического подхода реализуется двумерная модель полевой эмиссии из кремниевого микрокатода.

Физико-математическая модель

Моделирование микрокатода, изображенного на рис. 1, требует согласованного решения квазиэлектростатических задач как внутри полупроводника, так и во внешней области. Последняя представляет собой отдельную весьма сложную проблему [6]. В данной работе будем интересоваться лишь выяснением характера и роли разогрева электронов полупроводника при сильно неоднородной полевой эмиссии. Поэтому в целях упрощения опустим решение квазиэлектростатической задачи во внешней области катода, задав вместо этого модельную зависимость нормальной компоненты тянущего электрического поля $E_y(x)$ на внешней стороне эмитирующей поверхности $y = \text{const}$, учитывающую сильную его неоднородность вблизи центра катода. В этом случае можно ограничиться только рассмотрением задачи о неравновесном электронном переносе в прямоугольной области полупроводника вблизи эмитирующей поверхности, которая по соображениям симметрии соответствует одной из половин микрокатода.

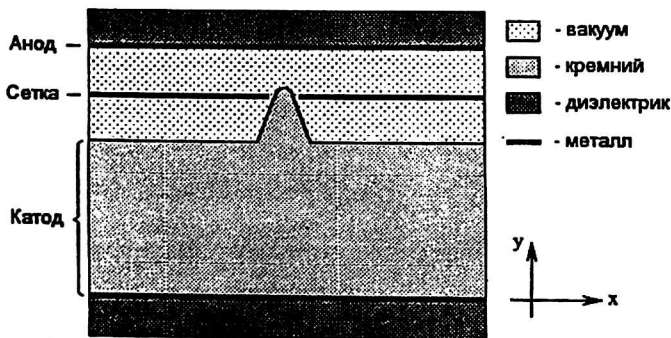


Рис. 1. Схематическое изображение клиновидного микрокатода

В соответствии с вышеизложенным исходная система уравнений включает уравнение непрерывности для концентрации электронов n , уравнение энерге-

тического баланса для электронной плотности энергии и уравнение Пуассона для напряженности самосогласованного электрического поля \vec{E} . Эти уравнения дополняются материальными уравнениями для электронного тока \vec{j} , потока энергии электронов \vec{Q} и электрического потенциала φ , а также начальными и граничными условиями. В безразмерных переменных эти уравнения и дополнительные условия имеют вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div} \vec{j}, \quad \vec{j} = n\mu(T)\vec{E} + \nabla(D(T)n), \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(nT)}{\partial t} = -\text{div} \vec{Q} + \vec{j} \vec{E} - \frac{3}{2} n \frac{T-1}{\tau_e}, \quad \vec{Q} = -n\tilde{\mu}(T)\vec{E} - \nabla(\tilde{D}(T)n), \quad (2)$$

$$-\text{div} \vec{E} = \gamma(n-1), \quad \vec{E} = -\nabla\varphi, \quad (3)$$

$$0 < x < x_m, \quad 0 < y < 1, \quad t > 0,$$

$$n|_{t=0} = n_0(x, y), \quad T|_{t=0} = 1,$$

$$\left(\vec{j} \vec{v} \right) \Big|_{\Sigma} = j_s, \quad \left(\vec{Q} \vec{v} \right) \Big|_{\Sigma} = -Q_s, \quad \left(\vec{E} \vec{v} \right) \Big|_{\Sigma} = E_s / k,$$

здесь T — температура электронного газа, нормированная на температуру кристаллической решетки T_0 ; $\mu(T)$ и $D(T) = \mu(T)T$ — безразмерные коэффициенты подвижности и диффузии электронов, соответственно; $\tilde{\mu}(T) = \mu(T)\chi(T)$ и $\tilde{D}(T) = D(T)\chi(T)$, где $\chi(T) = T\alpha(T) = T\left(\frac{5}{2} + \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T}\right)$ — коэффициент Пельтье; τ_e — время релаксации энергии; γ — нормировочный коэффициент; x_m — полуширина эмитирующей поверхности катода; n_0 — некоторое равновесное распределение концентрации электронов; Σ — граница расчетной области; \vec{v} — внешняя нормаль к Σ ; j_s , Q_s и E_s — соответственно значения нормальных компонент электронного тока, потока энергии и внешнего электрического поля на поверхности Σ ; k — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника. Время релаксации τ_e примем равным $2\tau_0/3$ с $\tau_0 = 0,4$ пс [7], а для $\mu(T)$ используем, как и в [5], зависимость

$$\mu(T) = [1 + \beta(T-1)]^{-1}$$

с $\beta \approx 0,272$ в соответствии с экспериментальным значением скорости насыщения в кремнии $v_s \approx 10^7$ см/с при комнатной температуре [8].

Концентрация электронов n нормирована на среднюю концентрацию положительно заряженных доноров N_D , пространственные координаты — на размер расчетной области L_y по оси y , время — в единицах $t_0 = \frac{eL_y^2}{\mu_0 k_B T_0}$, где

e — заряд электрона; μ_0 — равновесное значение подвижности; k_B — постоянная Больцмана. Электрический потенциал нормирован на величину $k_B T / e$, а электрическое поле на $k_B T / e L_y$.

На эмитирующей поверхности ($y=1$) ток электронов j_s , поток энергии Q_s и электрическое поле E_s задаются, соответственно, следующими формулами:

$$j_s = A_0 n T^{1/2} \int_0^{\infty} D_0(E_s, T\xi) \exp(-\xi) d\xi, \quad (4)$$

$$Q_s = A_0 n T^{3/2} \int_0^{\infty} D_0(E_s, T\xi) (\xi + 1) \exp(-\xi) d\xi, \quad (5)$$

$$E_s = E_0 + (E_m - E_0) f(x) [1 - \exp(-t / \tau_0)]. \quad (6)$$

Здесь $D_0(E, \xi)$ — коэффициент туннельной прозрачности барьера на границе полупроводник — вакуум во внешнем электрическом поле E в зависимости от безразмерной энергии электрона ξ ; $A_0 = \sqrt{\frac{2t_0^2 k_B T_0}{\pi m L_y^2}}$ — нормировоч-

ный коэффициент; m — эффективная масса электрона в кремнии. Используемая зависимость $E_s(x)$ приближенно соответствует распределению нормальной компоненты электрического поля на внешности клиновидной проводящей поверхности с радиусом скругления ρ [9], если функцию $f(x)$ выбрать в виде

$$f(x) = \begin{cases} 1, & x < \rho \\ \sqrt{\frac{\rho}{x}}, & x > \rho \end{cases}$$

очевидно, что E_m — это максимальное поле в центре катода, а E_0 — некоторое “среднее” поле на поверхности катода, определяемое напряжением на внешних электродах (см. рис. 1). В целях оптимизации вычислительной процедуры мы ввели также модельное время “включения” внешнего поля τ_0 , которое не влияет на результаты расчетов в стационарном режиме.

Коэффициент туннельной прозрачности $D_0(E, \xi)$ может быть найден либо путем численного решения уравнения Шредингера с потенциалом, учитывающим форму барьера на границе кремний—окисел—вакуум [10, 11], либо с помощью различных приближенных формул. Для ускорения вычислений нами использовалась следующая его аппроксимация [сравни 12]:

$$D_0(E, \xi) \approx \exp\left[-a(1 - \xi / b)^{3/2} \theta(\eta)\right], \quad (7)$$

$$\theta(\eta) \approx 0,965 - 0,739\eta^2,$$

$$\theta(\eta) \approx 1 - 0,07\eta - 0,739\eta^2 - 0,191\eta^{15},$$

где $\eta = c\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \sqrt{E}$, и a, b, c — нормировочные константы: $a = 1,8 \times 10^{12} \times (L_y/1 \text{ мкм})$, $b = 150$, $c\sqrt{\frac{k-1}{k+1}} = 5 \cdot 10^{-9}$. Заметим, что формула (7) может приводить к несколько завышенным значениям плотности эмиссионного тока, в частности она не учитывает возможность наличия окисла на поверхности эмиттера (сравни [5, 10, 11]).

На боковых гранях нормальная компонента электрического поля и потока j_s, Q_s полагаются равными нулю. Электрический потенциал на тыльной поверхности $y=0$ считается постоянным $\varphi=0$. Потоки j_s, Q_s при $y=0$ вычисляются по формулам (1), (2) при условиях $\frac{\partial n}{\partial y} = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0$. В начальный момент полагаем $E=0$ во всей расчетной области, $n_0 = N_D$.

Численный метод и алгоритм

Подход к численному решению рассматриваемой задачи был описан в работе [13]. Преобразуем вначале уравнение баланса энергии (2) к дивергентному виду. Для этого введем вспомогательный поток $\vec{Q}_T = -\vec{Q} + D(T)n\vec{E}$. Переходя в (2) от \vec{Q} к \vec{Q}_T и учитывая выражение для тока, приходим к уравнению

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(nT)}{\partial t} = \text{div} \vec{Q}_T - \text{div} \left(D(T)n\vec{E} \right) + \mu(T)n|\vec{E}|^2 + \nabla(D(T)n)\vec{E} - \frac{3}{2}n\frac{T-1}{\tau_e},$$

откуда с учетом связи коэффициентов $D(T)$ и $\mu(T)$ и уравнения Пуассона для поля с помощью элементарных преобразований получаем

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(nT)}{\partial t} = \text{div} \vec{Q}_T + \mu(T)n|\vec{E}|^2 + \mu(T)nT(n - N_D) - \frac{3}{2}n\frac{T-1}{\tau_e}. \quad (8)$$

Соответствующее граничное условие принимает вид

$$\left(\vec{Q}_T \vec{\nu} \right)_{\Sigma} = Q_s + \mu(T)nTE_s. \quad (9)$$

После этих преобразований удобно перейти в (8), (9) к плотности энергии $w = \frac{3}{2}nT$, поскольку $\vec{Q}_T = \mu(T)(1 + \alpha(T))nT\vec{E} + \nabla(D(T)\alpha(T)nT)$ и величина Q_s пропорциональна nT . В результате вместо (8) получим уравнение

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \text{div} \vec{Q}_T + f, \quad f = \mu(T)n|\vec{E}|^2 + \frac{2}{3}\mu(T)w(n - N_D) - \frac{w}{\tau_e} - \frac{3n}{2\tau_e}, \quad (10)$$

которое имеет ту же дивергентную структуру оператора, что и уравнение (1) для функции n . Это позволяет применить единый подход к решению этих уравнений, предложенный авторами в работе [14].

Для численного решения описанной системы уравнений воспользуемся методом расщепления. Введем равномерную сетку ω_t по координате t с шагом τ . При переходе со слоя t на слой $t+2\tau$ используем следующую процедуру. Из сеточного аналога уравнения Пуассона (3) по значениям поля на эмитирующей поверхности $E_{sb}(t+2\tau)$ и значениям функции $n_b(t)$ находим потенциал ϕ_b , относящийся к слою $t+2\tau$ (индекс b обозначает, как обычно, сеточное решение). Далее из разностных аналогов уравнений (1) и (10) ищем функции n_b и w_b на промежуточном слое $t+\tau$, считая, что они зависят только от координаты y . Аналогично, переходя со слоя $t+\tau$ на слой $t+2\tau$, учитываем зависимость только от координаты x . При этом используется процедура сглаживания неизвестных функций n_b и w_b по соответствующей координате, что позволяет получить решение даже при наличии у него больших градиентов.

Опишем используемый численный алгоритм на языке разностных схем. В рассматриваемой задаче имеется несколько существенно различных масштабов изменения электрического поля в разных участках расчетной области. Поэтому целесообразно ввести по координатам x, y неравномерные сетки ω_x, ω_y и ω'_x, ω'_y , соответственно, с целыми и полуцелыми узлами. Искомые функции ϕ_b, n_b и w_b определим на сетке с полуцелыми узлами $\omega'_x \times \omega'_y$. Для проведения процедуры сглаживания на сетках с целыми узлами ($\omega'_x \times \omega_y$ или $\omega_x \times \omega'_y$ — в зависимости от слоя t) введем интегральные функции N_b, W_b и F_b так, чтобы их производные по x или по y совпали с n_b, w_b и f_b на соответствующем временном слое. Для этих интегральных функций мы и запишем локально одномерную схему, описанную выше, используя черту над функцией для обозначения слоя $t+\tau$ и “крышку” (\wedge) — для слоя $t+2\tau$. В результате мы получим следующую цепочку разностных уравнений.

$$\Delta \hat{\phi}_b = \gamma(n_b - 1); \tag{11}$$

$$\frac{\bar{N}_b - N_b}{2\tau} = \Lambda_y \bar{N}_b, \quad \bar{n}_b = \bar{N}_{by}, \quad n_b = N_{by}; \tag{12}$$

$$\frac{\bar{W}_b - W_b}{2\tau} = \Lambda_y \bar{W}_b + \frac{\bar{F}_b}{2}, \quad \bar{w}_b = \bar{W}_{by}, \quad w_b = W_{by}, \quad \bar{f}_b = \bar{F}_{by}; \tag{13}$$

$$\frac{\hat{N}_b - \bar{N}_b}{2\tau} = \Lambda_x \hat{N}_b, \quad \hat{n}_b = \hat{N}_{bx}, \quad \bar{n}_b = \bar{N}_{bx}; \tag{14}$$

$$\frac{\hat{W}_b - \bar{W}_b}{2\tau} = \Lambda_x \hat{W}_b + \frac{\hat{F}_b}{2}, \quad \hat{w}_b = \hat{W}_{bx}, \quad \bar{w}_b = \bar{W}_{bx}, \quad \hat{f}_b = \hat{F}_{bx}. \tag{15}$$

Здесь функции вида g_{bx} , g_{by} — разностные производные сеточных функций g_b , соответственно, по x и по y , оператор Λ — обычная аппроксимация оператора Лапласа на шаблоне крест, а Λ_y , Λ_x — соответствующие одномерные аппроксимации дифференциальных операторов второго порядка, определяемые, например, для N_b следующими формулами:

$$\Lambda_y \bar{N}_b = \left(D(T_b) \bar{N}_{by} \right)_{\bar{y}} + r_b^+ \bar{N}_{by} + r_b^- \bar{N}_{b\bar{y}} \left(r_b^\pm = |r_b| \pm r_b, \quad r_b = -\mu(T_b) \hat{\phi}_{by} \right);$$

$$\Lambda_x \hat{N}_b = \left(D(T_b) \hat{N}_{by} \right)_{\bar{y}} + r_b^+ \hat{N}_{by} + r_b^- \hat{N}_{b\bar{y}} \left(r_b^\pm = |r_b| \pm r_b, \quad r_b = -\mu(T_b) \hat{\phi}_{bx} \right),$$

где индексы \bar{x} , \bar{y} обозначают разностные производные “назад”.

Уравнение Пуассона (11) решается прямым методом, сочетающим быстрое преобразование Фурье по координате x и прогонку по координате y . Цепочка уравнений (12)—(15) решается последовательно методом прогонки по x и по y .

Отметим несколько особенностей построенной схемы. Данная схема имеет порядок точности $O(\tau+h)$. Однако она полностью консервативна в смысле выполнения на сетке закона сохранения заряда, слабо монотонна (функции n_b и w_b при любых шагах по времени и пространству неотрицательны) и абсолютно устойчива. Уравнения для n_b и w_b легко адаптируются к расчетам на многопроцессорных вычислительных системах.

Результаты расчетов

Расчеты выполнялись на Pentium 200 ММХ. Рассчитывались стационарные распределения электрического потенциала (поля), электронных концентраций и температуры и соответствующие им распределения плотности электронного тока для различных значений тянущего поля при $T_0=300$ К. Шаг по времени составлял $10^{-5}t_0$, размер ячейки $\omega_x \approx 39 \cdot 10^{-3} L_y$, $(\omega_y)_{\min} \approx 4 \cdot 10^{-4} L_y$, $(\omega_y)_{\max} \approx 1,88 \cdot 10^{-2} L_y$. Состояние системы считалось установившимся, когда производные концентрации и температуры по времени не превышали некоторого заранее заданного малого значения. Время достижения стационарного состояния составляло обычно около 2000 шагов по времени.

Мы провели расчеты при размере расчетной области $L_x=1$ мкм ($x_m=0,5$), $L_x=1$ мкм, и значении $N_0=10^{18}$ см $^{-3}$, что соответствует реальным микроатомам. Соответствующее значение подвижности $\mu_0=280$ [8]; при этом $t_0 \approx 1,38 \cdot 10^9$ с. Значение “радиуса кривизны” ρ совпадало с размером одной ячейки ω_x в точке ($x=0$, $y=1$). Время t_0 выбиралось равным 10 пс.

На рис. 2—5 представлены полученные численно установившиеся распределения при $E_0=5 \cdot 10^5$ В/см, $E_m=5 \cdot 10^6$ В/см. Характер распределений типичен для достаточно больших значений тянущего поля, $E_0 \geq 10^6$ В/см, соответствующих рабочим величинам эмиссионного тока микрокатода.

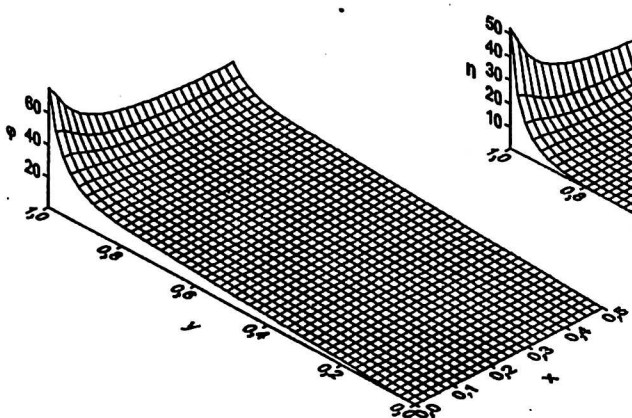


Рис. 2. Распределение потенциала в расчетной области

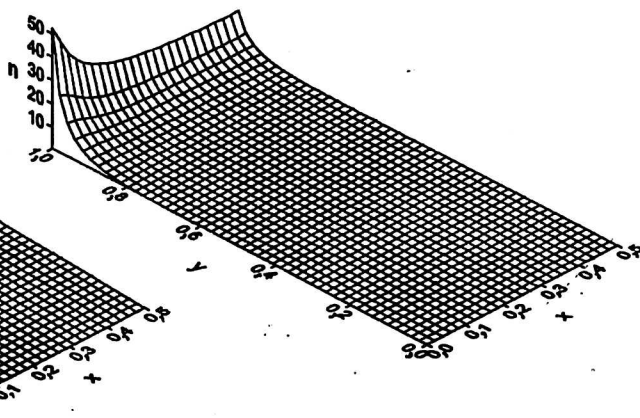


Рис. 3. Распределение концентрации свободных электронов

Как видно из рис. 2, область сильного неоднородного поля сосредоточена вблизи эмитирующей поверхности ($y=1$) на расстоянии около 0,2 мкм, где концентрация свободных носителей заряда заметно превышает равновесную, а их распределение неоднородно (рис. 3). В этой области, согласно рис. 4, имеет место весьма значительный разогрев электронов полупроводника, что и обуславливает высокую плотность эмиссионного тока, которая в отсутствие разогрева для таких полей невелика. Вне этой области электрическое поле значительно слабее и почти однородно, а электронная температура и концентрация не слишком сильно отличаются от равновесных. В приповерхностной области все распределения неоднородны также вдоль эмитирующей поверхности, что является следствием условий (4)—(6). На тыльной стороне ($y=0$) электронная концентрация практически совпадает с равновесной. Электрическое поле на тыльной поверхности $E \approx 3 \cdot 10^3$ В/см и нормально к ней. Перегрев электронов на тыльной стороне составляет менее 10 % и также практически однороден вдоль поверхности. Отметим, что распределения электрического потенциала и электронных температуры и концентрации вглубь полупроводника (по оси y) существенно отличаются от полученных в одномерной модели [5] для близких значений параметров.

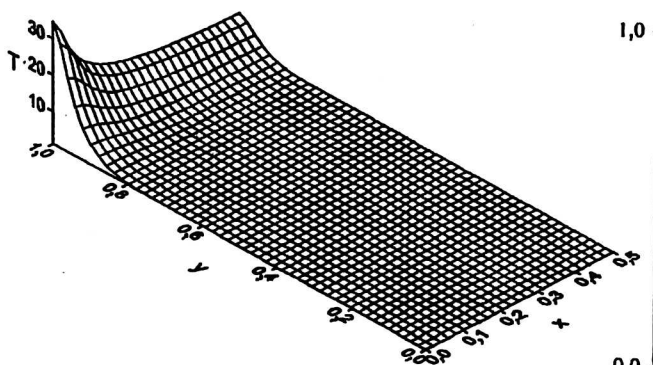


Рис. 4. Распределение электронной температуры

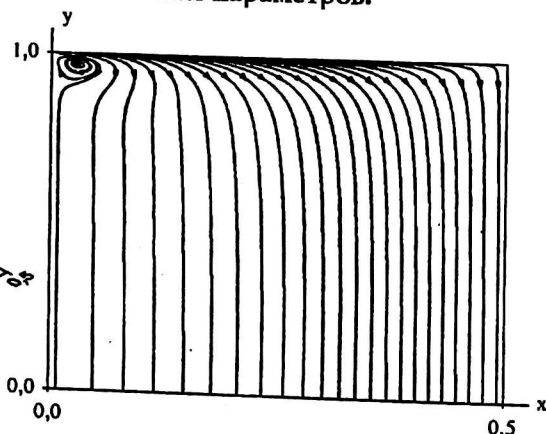


Рис. 5. Распределение тока в объеме микроэмиттера

Распределение плотности тока, как можно видеть на рис. 5, также существенно неоднородно, в особенности в области наиболее сильного поля (вблизи точки $x=0, y=1$). Максимальное значение плотности эмиссионного тока, рассчитанное по формулам (4) и (7), составляет $\approx 3,7 \cdot 10^6$ А/см² в точке $x=0, y=1$. К периферии плотность тока быстро падает до величины ≈ 12 А/см² в точке $x=0,5, y=1$ как из-за уменьшения тянущего поля (6), так и вследствие связанного с этим ослабления локального разогрева электронов, а также снижения их приповерхностной концентрации (см. рис. 3, 4). На тыльной стороне плотность тока практически однородна и близка к среднему значению эмиссионного тока $\approx 1,65 \cdot 10^5$ А/см². Это значение хорошо коррелирует с величиной электрического поля и слабым перегревом электронного газа.

Сложный характер распределения плотности тока связан с наличием теплопереноса и процессами термодиффузии в электронной подсистеме. На рис. 6 показано распределение плотности тока, рассчитанное без учета теплопереноса с использованием лишь уравнений (1) и (3) с заданной электронной температурой $T=35$ (что совпадает с максимальным значением установившегося распределения рис. 6). Видно, что это распределение почти однородно, в том числе и у эмитирующей поверхности. Распределение потенциала в этом случае также существенно отличается от рис. 2, падение напряжения на катоде (по оси y) оказывается почти на порядок больше. Такой характер распределений ближе к рассчитанным в одномерной модели, что указывает на существенную роль двумерной постановки задачи.

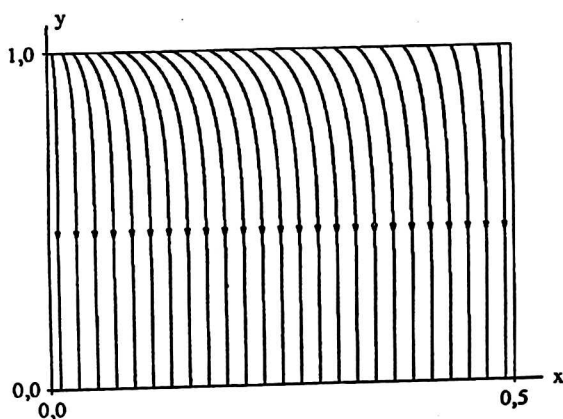


Рис. 6. Распределение тока в микрокатоде, рассчитанное без учета теплопереноса с однородной электронной температурой $T=35 T_0$

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что предложенная модель представляет принципиальную возможность для более адекватного учета особенностей полевой эмиссии из реальных лезвийных микрокатодов. Построенная вычислительная схема продемонстрировала высокую эффектив-

ность и может использоваться в практических расчетах, в том числе с использованием параллельных алгоритмов.

Литература

1. Papers from the 9th Intern. Vacuum Microelectronic Conf.//Journ. of Vacuum Science and Technology (JVST) B 15, 1997. № 2. P. 383—539.
2. Uh H. S., Kwon S. J., Lee J. D./Ibid. P. 472.
3. Takemura H., Furutake N., Nisimura et al./Ibid. P. 488.
4. Ненакаливаемые катоды. Под ред. М. И. Елинсона.— М.: Сов. радио. 1974. — 336 с.
5. Федирко В. А., Николаева В. А. Полевая эмиссия из кремния//Математическое моделирование, 1997. Т. 9. № 9. С. 75—82.
6. Белова Н. Г., Федирко В. А. Численное моделирование методом макрочастиц электронного переноса в микровакуумных структурах с аксиальной симметрией//Там же, 1995. Т. 7. № 9. С. 3—14.
7. Jacoboni C., Conoli C., Ottavani G. and Quaranta A. A./Sol. St. Electr. 1977. V. 20. P. 77.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.—М.: Мир, 1984.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: ГИТТЛ. 1957. — 532 с.
10. Федирко В. А., Шадрин В. Д. Особенности туннелирования электронов кремния через окисный слой в сильном поле//ФТТ. 1997. Т. 39. № 2. С. 387—391.
11. Makhov V. I., Fedirko V. A., Duzhev N. A., Kazmina S. A./Techn. Digest of IVMC'91, Nagahama, Japan, 1991. P. 136—137.
12. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. Ф.—М.: Наука. 1966.— 564 с.
13. Федирко В. А., Карамзин Ю. Н., Захарова И. Г., Поляков С. В. Двумерная модель полевой эмиссии из кремниевого микрокатода. В кн.: Фундаментальные физико-математические проблемы и моделирование физико-технологических систем//Сб. науч. тр./Под ред. Л. А. Уваровой.— М.: Станкин. 1998. С. 97—105.
14. Karamzin Yu. N., Zakharova I. G. New additive difference method for solving semiconductor problems. Russ//J. Numer. Anal. Math. Modelling, 1996. V. 11. №. 6. P. 477—485.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований, протокол № 97-01-00070.*

NUMERICAL SIMULATION OF HOT ELECTRON FIELD EMISSION FROM SILICON MICROCATHODE

V. A. Fedirko

Moscow State University of Technology "Stankin", Moscow, Russia

Yu. N. Karamzin, S. V. Polyakov, I. G. Zakharova

Institute for Mathematical Modelling RAN, Moscow, Russia

Two-dimensional quasi-hydrodynamic model of hot electron field emission from silicon microcathode is developed. An original numerical method is suggested which ensures the conservatism and the weak monotony of a finite difference decision. The steady-state of the emitting cathode have been simulated. The results are essential for the vacuum microelectronics technology of effective silicon field emitter arrays.