

Влияние объемного заряда эмиттированных электронов на полевую электронную эмиссию

© В.Г. Павлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: vpavlov@ms.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 24 марта 2004 г.)

Показано, что обычно применяемый метод подстановки вычисленной с помощью уравнения Пуассона напряженности поля на границе объемного заряда с эмиттером в формулу Фаулера–Нордгейма приводит к значительному завышению влияния объемного заряда на полевую электронную эмиссию. Зависимость ослабления поля объемным зарядом от плотности эмиссионного тока и радиуса кривизны поверхности эмиттера определяется с использованием модели плоского слоя объемного заряда. Утверждается, что модель сферического диода для полевой электронной эмиссии непригодна из-за введения несуществующего в реальных условиях объемного заряда с обратной стороны от эмиттирующей поверхности. Обосновывается необходимость учитывать дискретность зарядов при рассмотрении объемного заряда в полевой электронной эмиссии, поскольку среднее расстояние между эмиттированными электронами значительно превышает ширину эмиссионного барьера.

Введение

В последнее время большой интерес проявляется к исследованиям и практическим приложениям полевых электронных (автоэлектронных) эмиттеров, в которых эмиссия идет с нанометровых включений проводящего вещества в диэлектрической или полупроводниковой матрице [1], углеродных нанотрубок [2], а также с выступов нанометровых размеров, в том числе расположенных в искусственных вакуумных микрополостях (катоды Спиндта) [3]. Малый размер эмиттирующей поверхности показывает, что плотности эмиссионного тока достигают значений, при которых влияние объемного заряда (ОЗ) эмиттированных электронов считается решающим фактором, определяющим эмиссионные свойства катодов [4–9]. В связи с этим представляется полезным рассмотреть вопрос о влиянии ОЗ, особенно применительно к случаю эмиссии из объектов малого размера и малого радиуса кривизны эмиттирующей поверхности ($\sim 1-10$ nm). Такие объекты представляют дополнительный теоретический интерес в связи с тем, что их размеры и радиусы кривизны поверхности соизмеримы с шириной потенциального барьера полевой электронной эмиссии (ПЭЭ) [4,10–14] и необходимо иметь возможность отделить размерный эффект от влияния ОЗ.

К настоящему времени в литературе по полевой электронной эмиссии утвердилось мнение, что плотность эмиссионного тока ограничивается на уровне $j \geq 5 \cdot 10^6$ A/cm² влиянием объемного (пространственного) заряда эмиттированных электронов [4–9,15]. Этот факт считается установленным и теоретически и экспериментально. Им же объясняется отклонение вольтамперных характеристик (ВАХ) эмиссии в координатах Фаулера–Нордгейма от прямой линии в сторону мень-

ших токов. В то же время сообщалось об экспериментально зарегистрированной ПЭЭ с плотностью тока, на три порядка большей (до 10^{10} A/cm²) [16,17].

Полевая электронная эмиссия отличается от других видов эмиссии тем, что электрическое поле, в том числе и создаваемое ОЗ, не только влияет на прохождение электронами вакуумного промежутка, но и определяет процесс выхода электронов из эмиттера. Применявшийся до сих пор подход к вопросу о влиянии ОЗ на полевую электронную эмиссию основан во многом по аналогии с термоэлектронной эмиссией на вычислении напряженности электрического поля на границе зоны ОЗ у поверхности эмиттера с использованием уравнения Пуассона для плоского [4,6,8,18–21], или сферического диода [4,8,22–25], или для более сложной геометрии электродов [4,5,7,15]. В данной работе делается попытка показать, что для ПЭЭ такой подход некорректен и приводит к завышенным оценкам влияния ОЗ на ПЭЭ.

Плоский диод

Первое рассмотрение [18] и первое количественное решение задачи о влиянии ОЗ на ПЭЭ и сравнение с экспериментом [20] были проведены с использованием модели плоского диода с бесконечными электродами. Задача решалась по аналогии с задачей о влиянии ОЗ на прохождение тока в плоском вакуумном диоде, когда использовались [26–28] уравнение Пуассона

$$\Delta U = -4\pi\rho \quad (1)$$

или в одномерном случае плоского диода

$$d^2U/dx^2 = -4\pi\rho(x) \quad (2)$$

уравнение непрерывности

$$j = \rho v \quad (3)$$

и закон сохранения энергии

$$1/2 mv^2 = Ue, \tag{4}$$

где U — электрический потенциал, ρ — плотность заряда, x — расстояние от катода, j — плотность тока, v — скорость электронов, m — масса, e — заряд электрона.

Условием ограничения тока в диоде, если принять $v(0) = 0$ (начальные скорости электронов много меньше скоростей, приобретаемых при прохождении диода) является

$$dU/dx(0) = 0. \tag{5}$$

Решение системы (2)–(5) приводит к „закону трех вторых“ (формула Чайлда–Лэнгмюра): плотность тока, которую может пропустить диод, пропорциональна межэлектродной разности потенциалов (V) в степени три вторые

$$j = AV^{3/2}/d^2, \tag{6}$$

где A — константа, d — расстояние между электродами.

Для решения задачи в случае ПЭЭ в систему уравнений были внесены следующие изменения [18–20]: отменено условие (5) и добавлена формула Фаулера–Нордгейма [4], связывающая плотность тока с полем у поверхности эмиттера,

$$j = e^3/8\pi h t^2(y) F^2/\varphi \exp[-8\pi\theta(y)(2m)^{1/2}/3he\varphi^{3/2}/F], \tag{7}$$

где F — поле на поверхности катода, h — постоянная Планка, $t(y)$ и $\theta(y)$ — табулированные функции Нордгейма от $y = (e^3 F)^{1/2}/\varphi$, φ — работа выхода поверхности эмиттера.

На основе решения системы уравнений (2)–(4) и (7) выводилась связь между полем на поверхности катода и разностью потенциалов между электродами плоского диода при наличии ОЗ. Для оценки влияния ОЗ на ПЭЭ исследовалась зависимость плотности тока от разности потенциалов. Плотность тока определялась подстановкой в (7) полученного значения F .

Следует учесть, что (7) получена в предположении, что потенциальный барьер для электронов на поверхности эмиттера создается сложением потенциала сил изображения и потенциала однородного внешнего поля [4]. В случае ОЗ должна быть другая связь между полем на поверхности, величиной и формой барьера и, следовательно, плотностью тока. На рис. 1 представлена зависимость потенциальной энергии электрона от расстояния в рассматриваемой в [20] модели: в плоском диоде поверхность эмиттера покидает поток электронов с нулевой начальной скоростью. В качестве примера выбрана плотность тока, при которой ОЗ снижает поле на поверхности в 2 раза. Подстановка полученного при решении задачи значения напряженности поля на поверхности (наклон касательной к потенциальной кривой 2) в формулу Фаулера–Нордгейма эквивалентна предположению, что потенциальный барьер для электронов имеет вид кривой 3, т.е. значительно больше

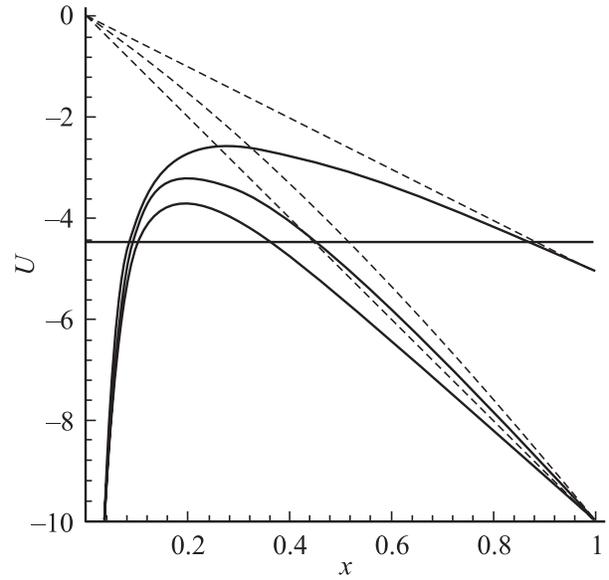


Рис. 1. Зависимости электрического потенциала (штриховые кривые) и потенциальной энергии электрона (сплошные) от расстояния до поверхности металла в модели плоского диода: нижние кривые — без учета объемного заряда, средние — с учетом объемного заряда, верхние соответствуют подстановке в формулу Фаулера–Нордгейма поля на границе ОЗ с поверхностью эмиттера (касательная к средней пунктирной кривой в $x = 0$).

реального в данной модели барьера (кривая 2). Таким образом, вычисление поля на границе зоны ОЗ у поверхности эмиттера, являющееся основным методом в опубликованных работах по оценке влияния ОЗ на ПЭЭ, сильно преувеличивает это влияние. Это связано с принципиальной кривизной потенциальной функции электрического поля в области ОЗ. Кроме того, эта кривизна (неоднородность поля) увеличивается при приближении к поверхности эмиттера и растет с увеличением плотности тока, чем случай ОЗ принципиально отличается от неоднородности поля, связанной с геометрией электродов.

Этот недостаток метода можно было бы устранить, используя для вычисления плотности тока барьера Фаулера–Нордгейма эквивалентный барьеру, измененному ОЗ (рис. 1, кривая 2), либо непосредственно вычислив прозрачность барьера. Однако в рассматриваемой модели имеются и другие несоответствия случаю ПЭЭ.

В имеющейся модели предполагается, что электроны начинают свое движение в вакууме на поверхности эмиттера с нулевыми начальными скоростями. Это соответствует случаю „надбарьерной“ эмиссии, например термоэлектронной. При ПЭЭ электроны имеют нулевые скорости на расстоянии от поверхности равном ширине барьера и движутся далее по тем же законам, что и в рассматриваемой выше модели, если принять за поверхность эмиссии плоскость выхода электронов из-под барьера, т.е. область ОЗ сдвинута от поверхности

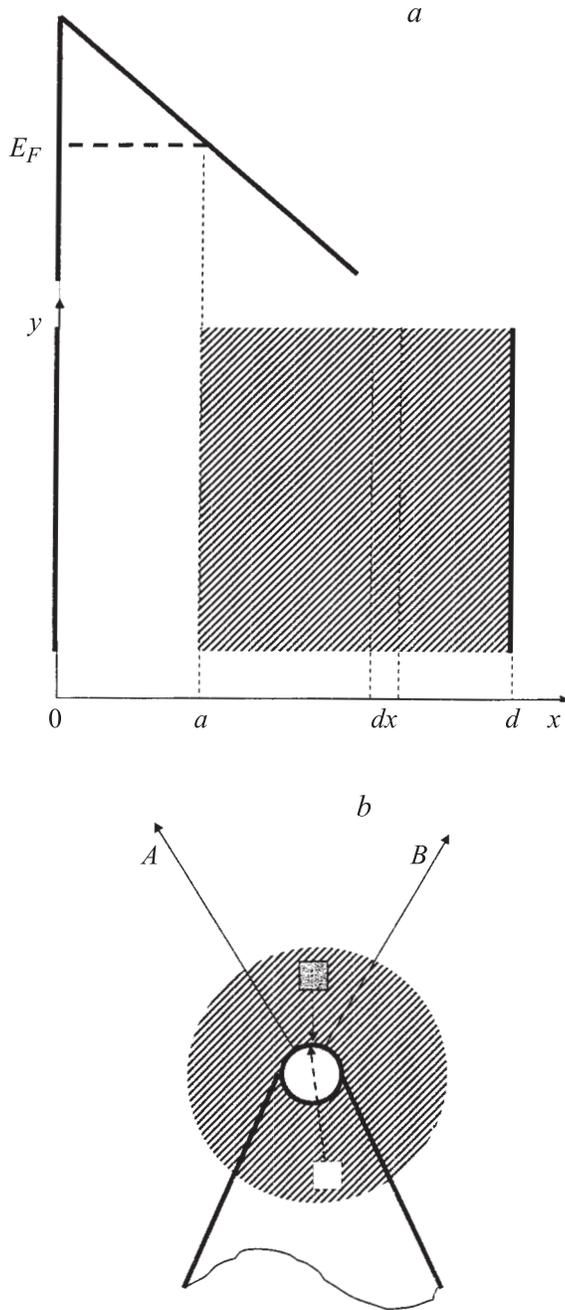


Рис. 2. Модели, используемые при рассмотрении задачи о влиянии объемного заряда на полевую электронную эмиссию: *a* — плоский диод, *b* — сферический диод. Заштрихованы предполагаемые области ОЗ. Темный квадрат — реальный заряд, светлый — не существующий при эмиссии из острия заряд.

эмиттера на ширину барьера (рис. 2, *a*). Приняв, что в области отрицательных кинетических энергий электронов (под барьером) электрических зарядов нет (точнее говоря, что эмиссия электронов не создает в этой области дополнительный к имеющемуся у поверхности заряд) и учитывая наличие экранирующих поле ОЗ в металле поверхностных зарядов, можно свести задачу

к плоскому конденсатору, образованному поверхностью эмиттера и плоскостью выхода электронов из-под барьера (начало области ОЗ). При фиксированных зарядах поле в плоском конденсаторе не зависит от расстояния между обкладками, поэтому задача сводится к вычислению мгновенного суммарного заряда эмиттированных электронов. Дополнительное поле объемного заряда F_q создается ОЗ и равным ему наведенным положительным зарядом на поверхности металла.

Такой подход применим, если в модельном плоском диоде анод является виртуальным электродом, только фиксирующим потенциал. Если анод представляет собой проводящее тело, то и на нем будет наведен такой же заряд, как на катоде, который полностью компенсирует поле, создаваемое экранирующим зарядом на катоде. В этом случае поле ОЗ будет в 2 раза меньше, чем в конденсаторе, — поле плоского заряженного слоя

$$F_q = 2\pi\sigma,$$

где $\sigma = \int_a^d \rho(x)dx$ — приведенная плотность поверхностных зарядов плоского слоя ОЗ.

Это поле вычитается из внешнего поля, создаваемого приложенной разностью потенциалов. Пользуясь принципом суперпозиции, можно вычислять поле плоского слоя отдельно. Следует только учесть, что поскольку плотность ОЗ зависит от скорости электронов, то при вычислении суммарного ОЗ необходимо рассматривать движение электронов в реальном поле с учетом внешнего поля, поля ОЗ и сил зеркального изображения.

Облегчает решение то, что поле бесконечного слоя (и поле в плоском конденсаторе) однородно и, следовательно, барьер на поверхности эмиттера полностью аналогичен барьеру в теории Фаулера–Нордгейма. Примем, что все эмиттированные электроны имеют одинаковые энергии (туннелируют с уровня Ферми). Задачу можно выразить системой уравнений (7)–(11)

$$F = F_g - 2\pi\sigma = F_g - 2\pi \int_a^d \rho(x)dx, \quad (8)$$

$$\rho(x) = j/v(x) = j \{2m/e[U(x) - U(a)]\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$U(0) = 0; \quad U(a) = Fa; \quad U(d) = V; \quad F_g = V/d, \quad (10)$$

$$a = (\varphi^2 - e^3F)^{1/2}/eF, \quad (11)$$

где F — напряженность поля у поверхности эмиттера с учетом ОЗ эмиттированных электронов, V — разность потенциалов, d — расстояние между эмиттером и анодом в модельном плоском диоде, a — расстояние между поверхностью катода и местом выхода электронов из-под барьера (ширина барьера), F_g („геометрическое поле“) — поле у поверхности катода в отсутствие ОЗ при данной разности потенциалов V .

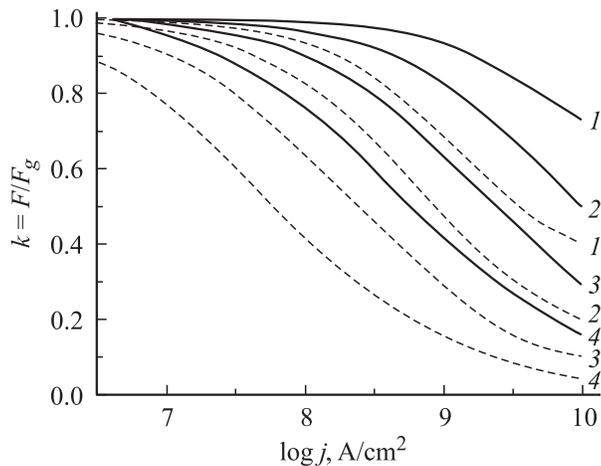


Рис. 3. Коэффициент ослабления поля k в модели плоского диода в зависимости от плотности эмиссионного тока j и расстояния между электродами моделирующего диода d : 1 — 10^{-7} , 2 — 10^{-6} , 3 — 10^{-5} , 4 — 10^{-4} см. Сплошные линии — работа выхода $\phi = 4.5$ eV, штриховые — $\phi = 2.0$ eV.

Точное аналитическое решение этой задачи, по-видимому, невозможно, необходимо применять численные методы. Несколько упростив условия задачи, можно сделать оценки влияния ОЗ на ПЭЭ. Для этого надо вычислить интеграл в уравнении (8). Это можно сделать, задавшись определенным значением плотности тока и определенным распределением электрического потенциала в области ОЗ. Вычисление интеграла в уравнении (8) дает следующие значения поля у поверхности эмиттера:

$$F = F_g - 2\pi\sigma = F_g - 4\pi(m/2e)sjdV^{-1/2} = F_g - 1.9 \cdot 10^5 sjd^{1/2}F_g^{-1/2}, \quad (12)$$

где j в A/cm^2 , d в см, V в В, F и F_g — в V/cm ; s — коэффициент, равный 1 для кривой 1 и 1.5 для кривой 3 на рис. 2.

Формула (12) дает абсолютное значение уменьшения поля под действием ОЗ эмиттированных электронов. Введенный в формулы коэффициент s ($1 < s < 1.5$) характеризует отклонение распределения плотности заряда, связанного с отклонением движения электронов от равномерно ускоренного. Он растет с ростом j , $s = 1$ соответствует отсутствию влияния ОЗ на движение электронов, $s = 1.5$ — запирающему диода барьеру, создаваемому ОЗ в межэлектродном пространстве. Это барьер, дополнительный к рассматриваемому барьеру на поверхности эмиттера, имеет по сравнению с ним макроскопические размеры и может считаться непрозрачным. В этих двух крайних случаях распределение плотности зарядов в межэлектродном пространстве известно [26,28], отношение интегралов в (8) равно 1.5. Если принять $s = 1.3$, что приемлемо для больших плотностей тока, то получим удобную для дальнейшего рассмотрения формулу

$$F = F_g - 2.5 \cdot 10^5 jd^{1/2}F_g^{-1/2}. \quad (13)$$

Введя коэффициент ослабления поля объемным зарядом

$$k = F/F_g$$

и подставив в (13) $F_g = F/k$, получим уравнение для k

$$2.5 \cdot 10^5 jd^{1/2}F^{-3/2}k^{3/2} + k - 1 = 0. \quad (14)$$

Подставив в (14) определенное значение F вычисленное для этого F по формуле Фаулера–Нордгейма (7) значение j , получим уравнение для k . Оно имеет единственный действительный корень. Результаты вычислений для двух значений работы выхода (4.5 и 2 eV) и нескольких значений d в интервале 10^{-7} – 10^{-4} см приведены на рис. 3.

Обсуждение модели

Полученные закономерности влияния ОЗ на ПЭЭ в модели плоского диода показывают, что результаты сильно зависят от принятого межэлектродного расстояния. В экспериментальных исследованиях и практических приложениях ПЭЭ используются эмиттеры в форме острия. Сглаженные (затупленные) высокотемпературным прогревом металлические острия имеют радиус закругления вершины в интервале 10^{-5} – 10^{-4} см. Естественные и искусственные микровыступы на поверхности, углы перестроенного острия, непрогретые (слабо прогретые) острия, катоды Спиндта, нитевидные кристаллы, углеродные нанотрубки и т.п. могут иметь радиусы кривизны 10^{-7} – 10^{-6} см.

Применимость модели плоского диода к рассмотрению вопроса о влиянии ОЗ на ПЭЭ [19,20] основана на том, что при эмиссии из острия плотность заряда быстро падает при удалении от поверхности за счет радиального расхождения траекторий и увеличения скорости электронов, поэтому можно пренебречь зарядом, расположенным на расстоянии, большем некоторого d . В то же время переход от сферической геометрии радиально расходящихся траекторий к параллельным траекториям в модели плоского диода увеличивает плотность заряда в $[(R+x)/R]^2$ раз (R — радиус острия, x — расстояние от поверхности острия), что компенсирует пренебрежение далеким от поверхности зарядом. При некотором значении d эта компенсация будет полной и влияние ОЗ на ПЭЭ в модели плоского диода будет эквивалентно реальному влиянию ОЗ на вершине острия. Эквивалентный плоский диод должен иметь межэлектродное расстояние в интервале

$$0.1R < d < R, \quad (15)$$

поскольку при $d = R$ плотность заряда на аноде модельного плоского диода (только за счет расхождения траекторий) в 4 раза больше реальной (в [19,20] предполагалось $d = 20$ nm при $R = 200$ nm, т.е. $d = 0.1R$).

Можно попытаться более точно рассчитать толщину бесконечного плоского слоя ОЗ, создающего такое же поле на вершине острия, что и конус эмиттированных острием электронов. Напряженность поля ОЗ на вершине острия можно выразить

$$F = 2\pi j_0 \int_0^{\infty} dx \times \int_0^{(x+R)\operatorname{tg}\alpha} x^{3/2} y [(x+R)^2 + y^2]^{-1} (x^2 + y^2)^{-2} v^{-1}(x, y) dy, \quad (16)$$

где j_0 — плотность тока эмиссии; R — радиус острия; x — расстояние от вершины острия вдоль оси конуса эмиссии; y — координата в плоскости перпендикулярной оси конуса; α — угол полураствора конуса; $v(x, y)$ — скорость электронов в точке с координатами (x, y) .

Численная оценка (16), сделанная в предположении равноускоренного движения электронов, показывает, что в интервале $15 < \alpha < 85^\circ$ толщина бесконечного плоского слоя ОЗ, эквивалентного бесконечному конусу эмиссии, лежит в интервале $0.25R < d < 0.6R$, т.е. подтверждается условие (15). В реальной геометрии электродов траектории электронов не являются точно радиально расходящимися. Возможно как сжатие траекторий (острый катод), так и расхождение (катоды Спиндта с выступающим эмиттером). Но можно предполагать, что это редко когда приведет к выходу за пределы неравенства (15).

При выводе зависимостей, изображенных на рис. 3, не учитывалось влияние на эмиссию поля наведенных ОЗ на поверхности эмиттера экранирующих зарядов. Это соответствует случаю, что в моделирующем плоском диоде на аноде наведен заряд, полностью компенсирующий поле, создаваемое экранирующим зарядом на катоде. При иной геометрии электродов, например острый катод—плоский анод, катоды Спиндта [3,29], эта компенсация на эмиттирующей поверхности может быть неполной и влияние ОЗ приблизится к случаю плоского конденсатора. Это отличие можно было бы учесть, введя в уравнения (12)–(14) коэффициент, меняющийся от 1 до 2. Этот коэффициент вошел бы в член, в который входят j , $d^{1/2}$; s — коэффициент, учитывающий отличие движения электронов от равноускоренного. Максимально возможные изменения этих двух коэффициентов эквивалентно изменению d меньше чем на порядок.

Учитывая все сказанное выше в этом разделе можно сделать вывод, что разброс данных при учете всех сделанных упрощений и предположений, а также возможных различий в геометрии не превышает расстояния между кривыми на рис. 3. Нельзя говорить, что действие ОЗ проявляется при какой-то определенной плотности тока. Имеется очень сильная зависимость от радиуса кривизны эмиттера.

Данный подход позволяет сделать вывод о том, в каких случаях можно не учитывать влияние ОЗ на эмиссию, а также оценить порядок величины плотности тока, при которой ОЗ заметно или значительно влияет на ПЭЭ. Из рис. 3 и условия (15) можно сделать вывод, что для типичного, затупленного высокотемпературным прогревом острия ($R = 10^{-5} - 10^{-4}$ см и $\varphi = 4.5$ eV) заметное влияние (изменение F на 1–10%) начинается при $j \geq 5 \cdot 10^7 - 10^8$ А/см² и значительное влияние (~50%, т.е. для получения таких j надо увеличивать напряжение в 2 и более раз по сравнению с расчетным) — при $j \geq 10^9$ А/см². Для объектов с $R = 10^{-7} - 10^{-6}$ см (например, термополевых микровыступов [16], углеродных нанотрубок [30]) заметное влияние начинается при $j \sim 10^9$, а значительное — при $j \geq 10^{10}$ А/см².

Сравнение этих величин с экспериментально измеряемыми плотностями тока показывает, что плотности тока, при которых ОЗ влияет на эмиссию, практически никогда не достигаются. Это относится и к случаям, когда наблюдаются отклонения от зависимости Фаулера—Нордгейма. Вероятно, эти отклонения связаны не с ОЗ, а, например, с отличием формы барьера от модели Фаулера—Нордгейма, проявляющимся при высоких напряженностях поля [31].

Влияние ОЗ можно ожидать при переходе полевой электронной эмиссии во взрывную электронную эмиссию [4]. Если бы влияние ОЗ было сильным, как следовало из прежних рассмотрений [8], то можно было предполагать, что ОЗ затормозит переход ПЭЭ во взрывную эмиссию и для этого перехода необходимо будет значительно повышать прикладываемое напряжение. Однако в экспериментах это не наблюдается и, по-видимому, подавление эмиссии (выхода электронов с поверхности эмиттера) объемным зарядом не происходит и в этом случае. ОЗ влияет только на прохождение электронов через вакуумный диод, образуемый поверхностью разлетающейся плазмы и анодом.

Сферический диод

Эмиттером в случае исследования и применений ПЭЭ обычно является острие и эмиссия идет с близкой по форме к полусфере вершины острия. Поэтому кажутся логически оправданным применение модели сферического диода и использование сферической симметрии при решении задач о ПЭЭ. Однако в случае рассмотрения вопроса о влиянии ОЗ такой подход далек от реального положения дел. В реальном случае эмиссия локализована в достаточно узком телесном угле и ОЗ находится по одну сторону от эмиттирующей поверхности. Следовательно, все области ОЗ вносят вклад в изменение электрического поля у поверхности эмиттера с одним знаком. В случае сферической симметрии ОЗ имеется по обе стороны определенного участка эмиттирующей поверхности (рис. 2, *b*). Действие (в реальном случае не существующего) ОЗ с „обратной“ стороны сферы, моделирующей эмиттер, вычитается из действия реального

ОЗ. Суммарное воздействие ОЗ в этом случае возникает из-за разницы в расстояниях между объемными зарядами с прямой и обратной сторон, зависящей от диаметра сферы эмиттера. При постановке и решении задачи для сферического диода это обстоятельство не учитывалось и не закладывалось в граничные условия или в способ решения [4,8,22–25]. Введение ограничения зоны ОЗ конусом эмиссии привело бы к потере преимуществ сферической симметрии и к зависимости параметров не только от радиуса.

Таким образом, сферический диод не является хорошей моделью для рассмотрения вопроса о влиянии ОЗ на ПЭЭ. Кроме того, к имеющимся решениям в модели сферического диода относятся и сделанные при рассмотрении плоского диода замечания: отличие формы барьера ОЗ от барьера Фаулера–Нордгейма, совмещение поверхности начальных нулевых скоростей электронов с поверхностью эмиттера.

Дискретность зарядов

Задача о влиянии ОЗ на эмиссию электронов впервые была решена для термоэлектронной эмиссии в плоском диоде [26]. При этом использовалось уравнение Пуассона (1) с равенством нулю поля на катоде и постоянством межэлектродной разности потенциалов в качестве граничных условий. Аналогичный метод был использован и при решении задачи в случае ПЭЭ [18–20]. Негласно предполагается, что плотность заряда достаточно слабо (непрерывно) изменяется в пространстве и не зависит от времени. В противном случае нельзя использовать дифференциальные уравнения. Посмотрим, как обстоит дело в случае ПЭЭ. Для этого оценим среднее расстояние между эмиттированными электронами вблизи поверхности эмиттера.

Среднее время между вылетами электронов с площади s при плотности тока j равно $t = e/js$. Электрон за это время в однородном ускоряющем поле F проходит путь $x = eFt^2/2m = e^3F/2j^2s^2m$. Если положить $s = x^2$, то получим уравнение для оценки среднего расстояния между электронами у поверхности эмиттера

$$x^5 = e^3F/2j^2m. \quad (17)$$

В таблице представлены полученное по формуле (17) среднее расстояние между электронами и ширина барьера на уровне Ферми для работы выхода 4.5 eV. Видно, что расстояние между эмиттированными электронами всегда значительно больше, чем ширина барьера. Следовательно, условие применимости дифференциального уравнения Пуассона — расстояние между точечными зарядами много меньше характерных размеров системы ($x \ll a$) в данном случае не выполняется. Это заключение не относится к случаям термоэлектронной эмиссии или прохождения тока через вакуумный диод,

Ширина барьера a и среднее расстояние между эмиттированными электронами x в зависимости от поля F и плотности эмиссионного тока j , рассчитанные в модели Фаулера–Нордгейма для работы выхода 4.5 eV

F , V/nm	$\log j$, A/cm ²	x , nm	a , nm
5	5.59	5885	0.72
6	6.62	2383	0.57
7	7.36	1245	0.46
8	7.94	751	0.34
9	8.39	508	0.27
10	8.76	369	0.25
12	9.32	288	0.23
14	9.94	134	0.22

где объемный заряд образует барьер макроскопических размеров. Использование представления о непрерывном в пространстве распределении заряда может привести к неправильным выводам для ПЭЭ и скрыть некоторые эффекты. Для вычисления влияния ОЗ на ПЭЭ необходимо учитывать точечный, дискретный характер распределения зарядов.

Усреднение действия отдельных точечных зарядов путем „размазывания“ заряда по пространству может не оправдаться по результату со статистическим усреднением влияния зарядов эмиттированных электронов на прозрачность барьера. Кроме того, при учете дискретности зарядов появляются временные (частотные) зависимости эмиссионного тока. Эмиттированный электрон ослабляет поле и увеличивает барьер в окрестности места эмиссии, как бы локально запирая эмиссию. По мере удаления электрона вероятность эмиссии возрастает. Этот эффект должен приводить к сглаживанию неоднородностей эмиссии как по эмиссионной поверхности, так и по времени, что должно проявляться в шумовых характеристиках эмиссионного тока. Действие отдельного точечного заряда изменяет не только величину барьера, но и его пространственную конфигурацию, создавая локальную „выпуклость“ барьера. Образуется „рифленый“, переменный во времени барьер. Это может сказаться и на угловых распределениях эмиттированных электронов.

Для решения задачи о влиянии отдельного эмиттированного электрона нельзя использовать одномерную плоскую модель и не удастся, вычислив создаваемое электроном поле у поверхности, использовать его как поправку к внешнему приложенному полю в формуле Фаулера–Нордгейма. Для получения формы и прозрачности барьера необходимо рассмотреть зависимость потенциальной энергии системы металл–эмиттированные электроны–виртуальный („пытающийся эмиттироваться“) электрон от координаты виртуального (пробного) электрона. Желательно учесть и взаимодействие электронов с другими электродами. Если рассматривать плоскую поверхность эмиттера и учитывать взаимодействие с одним эмиттированным электроном (рис. 4),

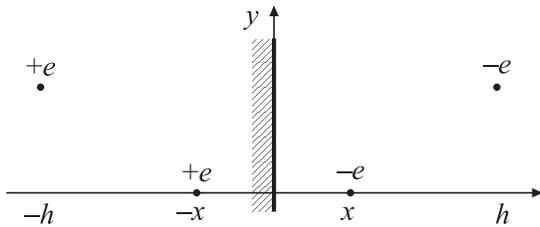


Рис. 4. Схема взаимодействия эмиттированного и виртуального (пробного) электронов.

то зависящая от координаты (x) пробного (виртуального) электрона часть потенциальной энергии системы состоит из энергий электрона во внешнем поле $-eFx$, взаимодействия электрона с металлом (с зеркальным изображением) $-e^2/4x$, взаимодействия обоих электронов $e^2/[(h-x)^2 + y^2]^{1/2}$, взаимодействия пробного электрона с изображением эмиттированного электрона $-e^2/[(h+x)^2 + y^2]^{1/2}$, взаимодействия зарядов, наведенных обоими электронами на поверхности металла (зеркальных изображений), $e^2/[(h-x)^2 + y^2]^{1/2}$. Здесь h — расстояние эмиттированного электрона от поверхности, y — расстояние между нормальными проекциями электронов на плоскость эмиттера. Первые два члена определяют барьер в модели Фаулера–Нордгейма, остальные описывают собственно влияние ОЗ. Зависимость энергии от x быстро падает с ростом h и y . Поэтому вклад взаимодействия с ближайшим к предполагаемому месту эмиссии электроном вносит решающий вклад в изменение барьера. Если предположить эмиссию электронов через равные промежутки времени и положить $y = 0$, то энергия взаимодействия с ближайшим электроном превышает взаимодействие с остальными электронами от второго до бесконечности. Энергия взаимодействия и прозрачность барьера сильно зависят от h и, следовательно, от времени после вылета электрона.

Таким образом, в то время как рассмотрение распределенного в пространстве заряда эмиттированных электронов может не выявлять заметного влияния на эмиссию, учет движения точечных зарядов показывает, что под влиянием эмиттированных электронов может изменяться как общий ток эмиссии (из-за временного „выключения“ частей поверхности), так и различные распределения электронов.

Выводы

1. Решение задачи о влиянии объемного заряда на полевую электронную эмиссию, основанное на решении уравнения Пуассона и вычислении поля на границе зоны ОЗ с поверхностью эмиттера, приводит к значительному завышению этого влияния. В зависимости от радиуса кривизны поверхности эмиттера и геометрии электродов плотность тока, при которой проявля-

ется эффект, может различаться на несколько порядков. Практически во всех опубликованных измерениях плотность тока не доходит до величин значительного влияния ОЗ на ПЭЭ и наблюдаемые отклонения от зависимости Фаулера–Нордгейма связаны с другими причинами.

2. Использование модели сферического диода к задаче об ОЗ в случае ПЭЭ некорректно, так как вводит несуществующий ОЗ с обратной стороны эмиссионной поверхности.

3. Учет дискретности зарядов показывает, что даже в отсутствие макроскопического ограничения тока объемным зарядом могут проявляться локальные эффекты воздействия заряда эмиттированных электронов на эмиссию. Кроме величины эмиссионного тока они могут сказаться на шумовых характеристиках эмиссии, однородности эмиссии во времени и по эмиссионной поверхности, энергетических и угловых распределениях эмиттированных электронов.

Список литературы

- [1] Forbes R.G. // Sol. St. Electron. 2001. Vol. 45. P. 779–808.
- [2] Guillorn M.A., Yang X., Melechko A.V. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2004. Vol. 22. Iss. 1. P. 35–39.
- [3] Spindt C.A. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 3504–3505.
- [4] *Не накаливаемые катоды* / Под ред. М.И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974. 336 с.
- [5] Anderson W.A. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1993. Vol. 11. P. 383–386.
- [6] Lau Y.Y., Liu Y., Parker R.K. // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. N 1. P. 2082–2085.
- [7] Van Veen G.N.A. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1994. Vol. 12. N 2. P. 655–661.
- [8] Батраков А.В., Пегель И.В., Проскуровский Д.И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 11. С. 78–82.
- [9] Morris D., Gilchrist B., Gallimore A. // AIP Conf. Proc. 2001. Vol. 552. P. 467–472.
- [10] Rabinovich A. // Surf. Sci. 1978. Vol. 70. P. 181–185.
- [11] Forbes R.G. // Technical Digest. 9th Int. Vac. Microelectronics Conf. (ISBN 5-86072-081-5). St.Petersburg: Bonch-Bruevich University of Telecommunications, 1996. P. 58–64.
- [12] Fursey G.N. and Glazanov D.V. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. Vol. 16. P. 910–915.
- [13] Modinos A. // Sol. St. Electron. 2001. Vol. 45. P. 809–816.
- [14] Yuasa K., Shimoi A., Ohba I., Oshima Ch. // Surf. Sci. 2002. Vol. 520. P. 18–28.
- [15] Jensen K.L., Zaidman E.G., Kodis M.A. // AIP Conf. Proc. 1997. Vol. 391. Issue 1. P. 95–100.
- [16] Павлов В.Г., Рабинович А.А., Шредник В.Н. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 10. С. 2126–2134.
- [17] Fursey G.N., Baskin L.M., Glasanov D.V. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. Vol. 16. P. 232–237.
- [18] Stern T.E., Gossling B.S., Fowler R.H. // Roy. Soc. Proc. A. 1929. Vol. 124. P. 699–723.
- [19] Dyke W.P., Trolan J.K. // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. N 4. P. 799–807.

- [20] *Barbour J.P., Dolan W.W., Trolan J.K. et al. // Phys. Rev.* 1953. Vol. 92. N 1. P. 45–51.
- [21] *Liu S., Dougal R.A. // J. Appl. Phys.* 1995. Vol. 78. N 10. P. 5919–5925.
- [22] *Айзенберг Н.Б. // ЖТФ.* 1954. Т. 24. Вып. 11. С. 2079–2082.
- [23] *Компанеев А.С. // ДАН СССР.* 1959. Т. 128. № 6. С. 1160–1162.
- [24] *Горьков В.А., Елинсон М.И., Сандомирский В.Б. // РиЭ.* 1962. № 7. С. 1495–1500.
- [25] *Айзенберг Н.Б. // РиЭ.* 1964. № 12. С. 2147–2155.
- [26] *Child C.D. // Phys. Rev.* 1911. Vol. 31. P. 492–511.
- [27] *Langmuir I. // Phys. Rev.* 1913. Vol. 2. P. 450–486.
- [28] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника.* М.: Наука, 1966. 564 с.
- [29] *Jaruphonphol W., Murakami K., Sakata K. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B.* 2003. Vol. 21. P. 1598–1601.
- [30] *Nagaoka K., Fujii H., Matsuda K. et al. // Appl. Surf. Sci.* 2001. Vol. 182. P. 12–19.
- [31] *Lewis C.D. // Phys. Rev.* 1956. Vol. 101. N 6. P. 1694–1698,