

01

Термополевая эмиссия в наноструктурах с резонансным туннелированием

© М.В. Давидович

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия
e-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 6 июля 2023 г.
В окончательной редакции 15 октября 2023 г.
Принято к публикации 18 октября 2023 г.

Представлена модель термополевой эмиссии в наноструктурах с несколькими барьерами и потенциальными ямами между ними, основанная на строгом определении формы квантового потенциала и строгом решении уравнения Шредингера с учетом теплового баланса и влияния пространственного заряда. Рассмотрены вакуумные и полупроводниковые резонансно-туннельные диодные и триодные структуры с двумя, тремя и более электродами. Приведена формула для коррекции квантового потенциала за счет влияния пространственного заряда. Показано, что в общем случае необходимо рассматривать двустороннее туннелирование и разогрев электродов с разными температурами за счет протекания тока. Рассмотрены условия, когда вклад обратного тока мал, когда можно пренебречь термотоком или туннельным током. Подход может быть распространен на нестационарный случай.

Ключевые слова: резонансное туннелирование, термополевая эмиссия, вакуумный нанотриод, потенциальный барьер, квантовая яма.

DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56899.170-23

Введение

При воздействии на проводники внешних полей возникает эмиссионный ток. Обычно рассматривают отдельно термоэлектронную эмиссию [1–3] и полевую (автоэлектронную) эмиссию [1,4–8]. Для второй характерно то, что температуру в распределении Ферми–Дирака (ФД)

$$f_{FD} = [1 + \exp((E - \mu_c)/(k_B T))]^{-1}$$

полагают равной нулю. Это хорошо работает вплоть до комнатных температур $k_B T \sim 0.026$ eV. В этом приближении плотность тока с катода на анод при анодном напряжении U_a есть

$$J^+(U_a) = \frac{-em_e}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\mu_c} D^+(E, U_a)(\mu_c - E)dE. \quad (1)$$

Далее все величины, соответствующие катоду, обозначаем индексом „с“, аноду — индексом „а“, сетке — индексом „g“. Для твердотельных наноструктур имеют место соответствия понятий катод и исток, а также анод и сток. Для термоэмиссии характерны относительно малые поля и высокие (порядка 1000–2000 К) температуры. В ряде работ [8–20] рассматривалась общая ТПЭ, но только с катода, при этом форма потенциальной функции и строгое решение уравнения Шредингера (УШ), как правило, не учитывались. Для наноструктур такой учет важен, как важен и учет двустороннего туннелирования и различных температур катода и анода, что и является целью настоящей работы. Кроме того,

важно влияние пространственного заряда на изменение квантового потенциала, что в настоящей работе не рассматривается. Учет термополевой эмиссии важен и для эмиттеров с острями [18–21], для которых разогрев может быть сильным, неоднородным и приводящим к взрывной эмиссии.

Будем рассматривать диодные структуры, а также триодные структуры (рис. 1) с одинарной или со сдвоенной сетками при одинаковом сеточном электростатическом потенциале U_g и квантовом потенциале $V_g = -eU_g + E_{Fc}$. Соответственно для анода

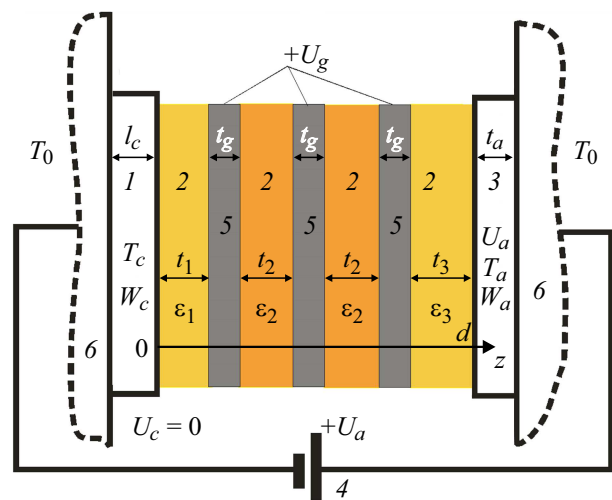


Рис. 1. Схема РТС в виде катода 1, диэлектрических слоев 2, анода 3, источника питания 4, сеточных электродов 5 и термостатов 6.

$V_a = -eU_a + E_{Fc}$. Формально можно считать, что при комнатной температуре энергия Ферми (ЭФ) немного увеличивается за счет теплового уширения от $E_{Fc} = \mu_c$ до $E_{Fc} = \mu_c + k_B T$, и тогда можно взять плотность тока в виде

$$J^+(U_a) = \frac{-em_e}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{\mu_c + k_B T} D^+(E, U_a)(\mu_c + k_B T - E)dE.$$

Плотность тока с анода на катод дается аналогичной (1) формулой

$$J^-(U_a) = \frac{-em_e}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{\mu_a} D^-(E, U_a)(\mu_a - E)dE. \quad (2)$$

В формулы введены электрохимические потенциалы $\mu_c = E_{Fc}$, $\mu_a = E_{Fc} - eU_a$ и определены прозрачности D^\pm . Полная плотность тока есть $J(U_a) = J^+(U_a) - J^-(U_a)$. Здесь заряд электрона $q_e = -e$, а его масса m_e . При $eU_a \geq E_{Fa}$ имеем $J^-(U_a) = 0$, поскольку на катоде нет уровней для туннелирования электронов с анода. В этом случае удобно отсчитывать энергию от дна зоны проводимости катода. При $eU_a < E_{Fa}$ часть электронов может туннелировать с анода, и в этом случае удобно отсчитывать энергию от более низкого дна зоны проводимости анода. Энергия электронов на катоде при этом увеличивается на eU_a . В соотношениях (1), (2) отсчет энергии идет от дна зоны проводимости катода, величины $D^+(E, U_a)$ и $D^-(E, U_a)$ характеризуют прозрачность (коэффициент пропускания) барьера. Далее под барьером понимаем любое входящее в УШ распределение квантового потенциала $V(x)$. При $eU_a \geq 1$ эВ барьер сильно несимметричный, и можно считать, что $|D^+(E, U_a)| \gg |D^-(E, U_a)|$. В этом случае полная плотность тока $J(U_a) \approx J^+(U_a)$. В случае произвольной температуры плотность набегающих в секунду на единицу поверхности катода при $z = 0$ электронов с энергией $E = p_z^2/(2m_e) = m_e v_z^2/2$ есть ([1], формула 4.27)

$$dn_E^+ = \frac{m_e k_B T}{2\pi^2\hbar^3} \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu_c - E}{k_B T}\right)\right) dE = A(E)dE. \quad (3)$$

Эта формула получена с учетом распределения ФД и интегрирования по всем вкладам $(p_x^2 + p_y^2)/(2m_e)$, соответствующим поперечным импульсам набегающих электронов. В (3) химический потенциал на катоде равен ЭФ: $\mu_c = E_{Fc}$. На аноде в распределении (3) следует заменить $\mu_c \rightarrow \mu_a = E_{Fa} - eU_a$. Используя (3), получаем $J(U_a, T_c, T_a) = J^+(U_a, T_c) - J^-(U_a, T_a)$ и

$$J^+(U_a, T_c) = \frac{-em_e k_B T_c}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty D^+(E, U_a) \times \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu_c - E}{k_B T_c}\right)\right) dE, \quad (4)$$

$$J^-(U_a, T_a) = \frac{-em_e k_B T_a}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty D^-(E, U_a) \times \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu_a - E}{k_B T_a}\right)\right) dE. \quad (5)$$

Это основные уравнения термополевой эмиссии (ТПЭ). Очевидно, при $T_{c,a} \rightarrow 0$ из них получаем (1) и (2). Термоэмиссию получают в приближении $k_B T_c \sim 0.2$ эВ, $E \geq E_{Fc} + W_c$, $T_a = 0$ и $D^+(E, U_a) = 1 - |\tilde{R}|^2 \approx 1$. Здесь $|\tilde{R}|^2$ — усредненный коэффициент отражения по мощности от надбарьерного прохождения. При этом полевой эмиссией (областью $0 < E < E_{Fc} + W_c$) пренебрегают, поскольку при низких напряжениях $D^+(E, U_a) \ll 1$. Для этого должно быть $eU_a \ll W_c$, т.е. $eU_q \sim k_B T_c$. При этом обычно ускоряющий электрод находится достаточно далеко, так что возникающий барьер достаточно широкий и почти прямоугольный с высотой W_c над уровнем Ферми (УФ) E_{Fc} . Коэффициент \tilde{R} находится как отражение от ступеньки W_c при прохождении над ней. Плотность тока в этом приближении дается уравнением Ричардсона $J_T = -A_0 T^2 \exp(-W_c/(k_B T_c))$, где $A_0 = 2^5 \pi^4 m_e e k_B^2 / \hbar^3$ — термоэлектронная постоянная Зоммерфельда. Заметим, что если для полевой эмиссии в (1) положить $D^+ = 1$ для всех энергий, то для максимальной плотности при $W_c = 4$ эВ, $E_F = 14.6$ (бериллий) имеем (при $T = 1500$ К)

$$\frac{J_{\max}}{J_T} = \frac{E_{Fc}^2}{2^7 \pi^6 (k_B T)^2} \exp\left(\frac{W_c}{k_B T_c}\right) \approx 4 \cdot 10^7.$$

Предельная недостижимая плотность тока $10^{15} - 10^{16}$ А/м² дается выражением $J_{\max} = em_e E_{Fc}^2 / (4\pi^2 \hbar^3)$ [1] и соответствует гипотетическому случаю, когда все вылетающие электроны проходят барьер. Она недостижима из-за квантовых свойств. Теоретически в резонансно-туннельных (РТ) наноструктурах достижима плотность тока на 2–3 порядка ниже [22,23], поскольку условие полного пропускания достигается для некоторых энергий. При такой плотности тока происходит сильный разогрев электродов за счет выделения джоулева тепла. Катод разогревается и за счет эффекта Ноттингема. При РТ с уровнями, расположенными существенно ниже УФ, его вклад большой. Анод греется за счет джоулева тепла и выделения каждым электроном энергии eU_a . За счет термоэмиссии происходит охлаждение катода. Поэтому высокоточные РТ наноструктуры характеризуются тем, что температуры катода и анода могут быть различными и достаточно большими, т.е. следует учитывать ТПЭ. Это особенно характерно для вакуумных резонансно-туннельных структур (РТС). В этом смысле квантовые РТ наноструктуры сильно отличаются от накальных термокатодов с ТПЭ, поскольку их температуры определяются процессами протекания тока, т.е. могут изменяться во времени и в пространстве. Кроме того, использование накальных

катодов предполагает анод холодным (тепло выделяется в коллекторе), а анодное напряжение достаточно высоким, так что рассматривается эмиссия только с катода. Типичная РТ наноструктура приведена на рис. 1. В ней диэлектрические слои 2 могут быть выполнены из различных диэлектриков, а могут и отсутствовать. Наиболее подходят CVD (chemical vapor deposition) алмазные пленки с большим содержанием алмазной фазы углерода (sp^3 -гибридизированных атомов) [24]. В качестве проводящих слоев можно осаждают пленки в виде графитовых нанокластеров, использовать n -слойный графен, или другие проводящие пленки. Для РТ диодов и квантово-каскадных лазеров наиболее часто используют гетероструктуры на основе технологии GaAs — $Ga_xAl_{1-x}As$. РТ структуре (рис. 1) соответствуют три квантовые ямы одинаковой глубины. Можно рассматривать РТС с одной, двумя и тремя ямами. Поскольку для РТ необходим баллистический транспорт, при большом числе слоев надо увеличивать длину свободного пробега (ДСП) электронов, для чего нужно уменьшать температуру. Использование криогенных температур затруднительно, поэтому при длине всей структуры не более 10 nm реально можно получать от трех до семи слоев.

Цель настоящей работы — расчет ТПЭ при произвольных температурах катода T_c и анода T_a в наноструктурах с диэлектрическими и проводящими слоями, а также в случае вакуумных промежутков между сетками с использованием точного квантового потенциала и на основе точного решения УШ. Также целью является получение теплового баланса и оценка температуры электродов в РТС с большой плотностью тока. Поскольку для наноструктур указанная задача весьма сложна, особенно в части теплопроводности [25–33], мы используем ряд приближений. Основное допущение — равновесность и стационарность. В рамках этой модели ищется распределение температуры. Второе допущение — размер пролетного участка „граница катода–граница анода“ (рис. 1) меньше длины свободного пробега. Это основное требование для эмиссионной электроники, поддерживающее баллистический транспорт. В этой области тепловыделения нет, и все оно происходит на электродах — аноде и катоде на их длинах свободного пробега (т.е. на длинах порядка десятков нанометров). Размер катода и анода существенно больше — несколько сотен нанометров, т.е. там транспорт диффузионный, и имеется тепловыделение в виде джоулева тепла. Такие относительно малые размеры катода и анода взяты для того, чтобы увеличить градиент температур и увеличить отток тепла в термостаты. Это позволило использовать линейное распределение температуры и получить относительно низкие температуры при больших плотностях тока. Реально такая линейная температура определяется на длинах порядка нескольких длин свободного пробега. При таких больших градиентах закон Фурье может несколько нарушаться, т.е. поток тепла может зависеть от температуры и размеров, а также быть пропорциональным некоторой степени температуры. Тем не

менее мы считаем транспорт фононов диффузионным, рассматриваем линейное уравнение теплопроводности и используем табличные значения коэффициентов теплопроводности. Это говорит о том, что полученные результаты следует считать качественными. Иначе требовалось бы решать уравнение теплопроводности с учетом нелинейных эффектов при необходимости определения входящих в него параметров, и модель баланса тепла была бы весьма сложной и трудно решаемой.

Рассмотрены случаи триода с одной и двумя сетками, а также случай диода. В частном случае РТС может содержать вакуумные зазоры вместо диэлектрических слоев. В этом случае баллистическая теплопроводность отсутствует. Следует отметить, что имеется ряд работ, где в той или иной степени рассматривается ТПЭ [8–20]. В частности, рассмотрена эмиссия из острий [19,20]. Однако общие уравнения (4), (5) при двусторонней эмиссии не рассматривались. Также точно не учитывался квантовый потенциал с точным решением УШ. В работе [11] (см. также [12–16]) рассмотрено применение формулы (4), т.е. считалось, что $D^-(E, U_a) = 0$. Однако для РТС в случае, когда резонансный уровень попадает в область энергий электронов на аноде и $D^-(E, U_a) = 1$, формулу (5) следует учитывать. Этот случай не реализуется, если $eU_a > E_{Fc}$ и температура анода близка к нулю. Однако при конечной температуре анода на нем есть электроны всех энергий. Тем более (5) следует учитывать в структурах с малым анодным напряжением, что может реализовываться в твердотельных гетероструктурах, используемых в РТ диодах и транзисторах.

1. Тепловой баланс в квантовых гетероструктурах

Термоэмиссия использует подогреваемые накальные катоды при относительно малых анодных напряжениях, когда полевой эмиссией можно пренебречь. Эти напряжения таковы, что поле на катоде существенно ниже 10^7 V/cm — порогового уровня, когда начинает проявляться полевая эмиссия (ПЭ). Для наноразмерных структур эти напряжения порядка долей V. В случае электронных пушек дальнейшее ускорение пучка достигается вторым анодом. При ПЭ возможно достижение высоких плотностей тока, при которых возникает существенный нагрев катода, приводящий к ТПЭ. Большие плотности туннельного тока характерны для РТС. Дополнительный сильный разогрев катода при этом возникает из-за эффекта Ноттингема при туннелировании через резонансные уровни значительно ниже УФ. Это требует учета ТПЭ. РТС с двумя, тремя и более электродами (рис. 1) являются в настоящее время одними из наиболее перспективных для освоения высокочастотных электромагнитных диапазонов, включая THz и ИК [33–48], а также как сильноточные источники тока ПЭ [22,23]. При этом для анализа резонансно-туннельных диодов, транзисторов, квантово-каскадных

лазеров на штарковской лестнице и подобных им структур необходимо рассматривать РТ, особенностью которого является повышение тока эмиссии на несколько порядков по сравнению с туннелированием через одиночный барьер. Одиночный барьер характерен для обычной диодной структуры с вакуумом в пространстве катод–анод, либо при заполнении этого пространства однородным диэлектриком. В последнем случае барьер снижается в ε разкратно диэлектрической проницаемости (ДП). Такое снижение барьера может также приводить к увеличению тока на несколько порядков. В случае большой плотности тока (и соответственно пространственного заряда) для строгого моделирования РТС необходимо согласованно решать УШ, уравнение Пуассона (УП) и уравнение теплопроводности Фурье (УТФ). Для наноструктур УТФ может не выполняться, поскольку имеет место баллистический транспорт фононов. В этом случае обычно изменяют коэффициент теплопроводности. В РТС с вакуумными зазорами при больших температурах электродов следует учитывать радиационный перенос тепла. Теплофизика наноструктур весьма сложна [25–32]. Оценки показывают малый вклад радиационного теплопереноса, особенно при близких температурах катода и анода, что вполне возможно при использовании приближенных оценок (см. таблицу). Далее мы не рассматриваем тепловыделение в слоях, поскольку транспорт электронов и фононов почти баллистический, а соответствующее тепловыделение — происходящим на ДСП электронов и фононов на катоде и аноде. На ДСП электронов выделяется тепло от эффекта Ноттингема, а также и от горячих электронов, попадающих на анод. Эффект Ноттингема разогревает испускающий электроны электрод, тогда как тепловое излучение электронов их охлаждает. Поэтому тепловой баланс весьма сложен даже в установившемся режиме, когда температуры поверхностей электродов определены. Реально в наноструктурах следует рассматривать распределение температуры. Мы будем рассматривать наноструктуры (рис. 1), расположенные на массивных

Зависимость температур поверхности катода T_c и анода T_a от длины $l = l_c = l_a$ nm (материал электродов — медь, $T_0 = 300$ K)

Плотность тока J , A/m ²	Температура, K	Длина l , nm					
		80	160	240	320	400	480
$7.5 \cdot 10^{11}$	T_c	551	834	1150	1498	1879	2292
	T_a	668	1070	1504	1970	2468	2999
$5.2 \cdot 10^{11}$	T_c	570	856	1157	1474	1805	2152
	T_a	475	666	872	1093	1329	1581
$8.1 \cdot 10^{11}$	T_c	731	1199	1703	2244	2822	3436
	T_a	562	862	1198	1570	1978	2425

термостатах, находящихся при комнатной температуре T_0 , при этом для простоты считаем, что температуры катода и анода распределены по линейному закону в зависимости от координаты x . В этом случае не нужно решать УТФ, и весьма просто получить тепловой баланс, а также распределение температуры. Реально линейные или близкие к нему распределения температуры — наиболее часто встречающиеся случаи. Далее считаем поперечные размеры существенно превосходящими продольные, т.е. используем одномерные уравнения. В случае одномерного стационарного туннелирования эти одномерные уравнения можно записать соответственно как

$$\left(-\frac{\hbar^2 \partial_x^2}{2m_e} + V(x) - E\right) \Psi(x, E, T) = 0, \quad (6)$$

$$\partial_x^2 U(z) = \frac{e|\Psi(x, E, T)|^2}{\varepsilon_0 \varepsilon(z)}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} -\alpha^2(x) \partial_z^2(T)(x) &= -\left(\frac{\kappa(x)}{c_p(x)\rho(x)}\right) \partial_x^2 T(x) = f(x, T) \\ &= \frac{F(x, T)}{c_p(x)\rho_m(x)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь электростатический потенциал U связан с квантовым потенциалом V соотношением $V(x) = V_0(x) - eU(x) - exU_a/d$, где $V_0(x)$ — часть квантового потенциала, связанная с воздействием структуры (электродов) при движении точечного электрона, $-eU(x)$ часть — квантового потенциала, связанная с действием пространственного заряда на этот электрон, а $-exU_a/d$ — часть квантового потенциала, связанная с электростатическим потенциалом в плоской структуре катод–анод. Потенциал $V_0(x)$ строится на основе многократных изображений. Из него выкинут сингулярный член, связанный с расходимостью функции Грина (ФГ), поскольку электрон сам на себя не действует. По сути $V_0(x)$ (с точностью до множителя) есть электростатическая ФГ электрона в структуре с удаленной сингулярной частью. Ее вид приведен ниже. УТФ (8) мы записали в нестационарном виде, поскольку температура при туннелировании может быть медленной функцией времени. В нем введены коэффициенты: α — температуропроводности, $\kappa(x)$ — теплопроводности, $c_p(x)$ — теплоемкости при постоянном давлении, $\rho(x)$ — плотности. Далее для простоты будем считать, что все коэффициенты постоянными (в крайнем случае, кусочно-постоянными). Стационарные (установившиеся) процессы в случае туннелирования на самом деле следует считать квазистационарными медленно меняющимися. Соответственно в УШ (6)

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \Psi(x, t, T) &= \hat{E} \Psi(x, t, T) = [V(x, t, T) - \hbar^2 \partial_x^2 / (2m_e)] \\ &\times \Psi(x, t, T), \end{aligned}$$

УП (7) уже является стационарным, а не волновым (опущен член ∂_t^2 , а также не рассматривается

вектор-потенциал), поскольку в нем, как и в УШ, потенциал меняется весьма медленно. Плотность заряда $\rho_e = -e|\Psi(z, E, T)|^2$, вообще говоря, медленно зависит от времени. Если в УТФ оператор ∂_t опущен, то рассматриваются медленные тепловые процессы, близкие к установившимся. Для решения задачи следует определить плотность тепловых источников F , которая сильно зависит от характера туннелирования. Так, при РТ каждый электрон, туннелирующий с уровня за счет эффекта Ноттинггема, отдает области катода с размером порядка ДСП λ энергию $E_{Fc} - E$. Используя (3), имеем соответствующую плотность источников тепла

$$F_N(E, T_c, U_a) = \frac{m_e k_B T_c}{2\pi^2 \hbar^3 \lambda} D^+(E, U_a)(E_{Fc} - E) \times \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu_c - E}{k_B T_c}\right)\right) dE, \quad (9)$$

которая равномерно распределена на ДСП в области $-\lambda < x < 0$. Полную линейную плотность следует получать интегрированием и умножением на площадь поперечного сечения катода S , которую для 1D-модели считаем большой ($S \gg d^2$, $S \gg l_{c,a}^2$):

$$F_N(T_c, U_a) = S \int_0^{E_{Fc}} F_N(E, T_c, U_a) dE. \quad (10)$$

Здесь l_c и l_a — длины катода и анода, которые для наноструктур считаем малыми (порядка сотен нанометров), а катод и анод считаем расположенными на массивных термостатах при температуре T_0 . В этом случае можно найти стационарные решения и определить температуру поверхности катода T_c и анода T_a . Именно от них зависит эмиссия и тепловой баланс. Ток проводимости и туннельный ток непрерывны. За счет джоулева нагрева током имеем плотность выделения тепла на единицу длины катода

$$F_D(T_c, U_a) = \sigma^{-1} S J^2(T_c, U_a), \quad (11)$$

где σ — удельная проводимость. Аналогичные источники надо ввести на аноде. Кроме того, при $T_c > 0$ есть высокоэнергетические электроны $E > E_{Fc}$, которые попадают на анод и отдают ему энергию $E + eU_a$ на длине λ . Имеем

$$F_{Tc}(T_c, U_a) = \frac{m_e k_B T_c S}{2\pi^2 \hbar^3 \lambda} \int_{E_{Fc}}^{\infty} D^+(E, U_a)(E + eU_a) \times \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu_c - E}{k_B T_c}\right)\right) dE. \quad (12)$$

В (12) и в (9) использовано соотношение (3). Следует также рассмотреть и источники за счет туннелирования с анода. Проходящие над барьером тепловые электроны с анода разогревают катод, а такие же электроны с

катода его охлаждают. Приведенные соотношения определяют весьма сложную нелинейную модель, особенно в нестационарном случае. Упрощение модели может быть в следующем. Считаем все параметры в (6)–(10) типа коэффициента теплопроводности, плотности, удельной проводимости постоянными и не зависящими от температуры. Считаем модель стационарной. Также считаем $eU_a \geq E_{Fc}$, т.е. нет РТ с анода, а обратный ток мал, и им можно пренебречь. Рассматриваем также вакуумную структуру размера d , т.е. считаем $\varepsilon = 1$. Через вакуумные зазоры возможен только радиационный теплоперенос от катода к аноду, который обычно мал. Оценки показывают, что при разности температур до 1000 К он мал. Им пренебрегаем. Также возможен баллистический транспорт фононов. Он пропорционален разности температур анода и катода и способствует выравниванию этих температур. Для его определения нужно знать соответствующий эффективный коэффициент теплопроводности, и тогда его учет довольно прост. Оценки показывают (см. таблицу), что температуры катода и анода отличаются не сильно, поэтому этот поток невелик. Этот учет не нужен, если зазоры между сеточными электродами являются вакуумными. Считаем, что катод и анод находятся на массивном термостате с температурой T_0 . Это означает, что площадь термостата S_0 , на котором размещен катод, должна удовлетворять условию $S_0 \gg S$. В случае твердотельной РТС предполагаем, что структура между анодом и катодом содержит диэлектрические и металлические наноразмерные слои (рис. 1) с общей длиной $d \ll \lambda$. Это и означает баллистический электронный транспорт без тепловыделения и баллистический фононный перенос тепла [26–33]. Соответственно нет сеточного тока и тепловыделения на сетках. Если рассматривать алмазные слои, то их баллистическая теплопроводность весьма высока, как и для тонких углеродных проводящих слоев. В этом случае можно считать температуру катода и анода примерно одинаковой, что упрощает задачу. При этом термоток с катода больше, чем с анода за счет разности потенциалов. Баллистический транспорт электронов и фононов не приводит к тепловыделению в РТС [26–33]. Высокая баллистическая теплопроводность приводит к выравниванию температур поверхностей катода и анода, при этом тепловыделение за счет переноса фононов идет на менее холодном электроде. Для этого следует использовать материал сеток с близким к алмазу акустическим импедансом, т.е. уменьшать тепловое сопротивление Капицы на границах [25,26]. Для этого целесообразно применять наноразмерные металлические сетки. В вакуумных РТС со „взвешенными“ сетками есть только радиационный перенос от более горячей поверхности к менее горячей, и их температуры могут различаться более сильно, чем для твердотельных РТС. В этом случае удобны графен-УНТ сеточные структуры [22].

Для простоты удобно положить, что температура между термостатами и поверхностями распределена

линейно. Такое распределение удовлетворяет УТФ, позволяет просто вычислить тепловые потоки и определить баланс тепла. Наиболее хорошими структурами (рис. 1) могут быть графитовые или n -слойные графеновые электроды, разделенные алмазными слоями. Кристаллический алмаз имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = 5.6$ и очень высокий коэффициент теплопроводности $1001\text{--}2600\text{ W/(m}\cdot\text{K)}$. Поэтому и баллистический коэффициент теплопроводности должен быть велик. Технологически удобно выполнять гетероструктуры в виде аморфного CVD-алмаза и хорошо проводящего стеклоуглерода или нанокристаллического графита [49,50]. В первом случае структура содержит преимущественно sp^3 -гибридизированные атомы углерода, а во втором — sp^2 . Можно использовать и поликристаллические алмазные пленки, получаемые магнетронным напылением из плазмы низкого давления. При РТ на уровне анода ($eU_a < E_{Fc}$) возможно охлаждение анода. С ростом анодного напряжения тепловыделение на аноде увеличивается, и анод может быть разогрет более сильно, чем катод. Это всегда будет так для нерезонансной диодной структуры при большом напряжении. Для полевых вакуумных источников электронных приборов электроны пролетают анод, не рассеиваясь, а далее ускоряются вторым анодом и обычно поглощаются в массивном коллекторе. Если катод и анод выполнены из одинакового материала, то каждый из туннелирующих электронов выделяет на катоде энергию $E_{Fc} - E$ и отдает аноду энергию $eU_a - E_{Fc} + E$. Если тепловые электроны проходят барьер выше УФ, то энергия $E - E_{Fc}$ забирается от катода, а эти электроны охлаждают катод. Также и на аноде возможно как поглощение, так и выделение тепла. Заметим, что эти процессы происходят за счет электронов, попадающих на электроды или уходящих с них за счет тока проводимости, который замыкается через источник питания. Ток проводимости осуществляется в металле электронами с ЭФ. Электронная температура на катоде и на аноде разная, но при таком движении происходит выравнивание температур.

Рассмотрим баланс тепловой энергии. Поток тепла от анода к катоду $\kappa_d S(T_a - T_c)/d$. Здесь κ_d — диффузионный коэффициент теплопроводности. Поток тепла от катода к термостату $\kappa_c S(T_c - T_0)/l_c$. Поток тепла от анода к термостату $\kappa_a S(T_a - T_0)/l_a$. Наиболее простая модель получается, если взять материалы и длины катода l_c и анода l_a одинаковыми. Для меди $\lambda = 39\text{ nm}$ при $T = 300\text{ K}$. На таком наноразмерном катоде создается большой градиент температуры, что способствует отводу тепла в термостат. Реально длины могут быть порядка нескольких ДСП. Для баланса на катоде имеем

$$\begin{aligned} & \frac{\kappa_c(T_c - T_0)}{l_c} - \frac{\kappa_d(T_a - T_c)}{d} \\ &= \frac{F_N(T_c, U_a) + F_D(T_c, U_a) - F_{Tc}(T_c, U_a)}{S} = \tilde{F}_c(T_c, U_a). \end{aligned} \quad (13)$$

Аналогично для баланса на аноде

$$\begin{aligned} & \frac{\kappa_a(T_a - T_0)}{l_a} + \frac{\kappa_d(T_a - T_c)}{d} \\ &= \frac{F_N(T_a, U_a) + F_D(T_a, U_a) - F_{Ta}(T_a, U_a)}{S} = \tilde{F}_a(T_a, U_a). \end{aligned} \quad (14)$$

Правые части (13) и (14) не зависят от S , а сами уравнения можно переписать в виде

$$\begin{aligned} T_c &= \frac{T_0 \kappa_c d + T_a \kappa_d l_c + \tilde{F}_c(T_c, U_a) l_c d}{\kappa_c d + \kappa_d l_c}, \\ T_a &= \frac{T_0 \kappa_a d - T_c \kappa_d l_a + \tilde{F}_a(T_a, U_a) l_a d}{\kappa_a d + \kappa_d l_a}. \end{aligned}$$

Эти уравнения для нескольких резонансов перепишем так:

$$\begin{aligned} T_1 &= T_0 + (l_1/k_1) \left[\sum_{n=1}^N D_n (E_{F1} - E_n)^2 \frac{m_e}{2\pi^2 \hbar^3} \Delta E_n \right. \\ & \quad \left. + j^2 \rho_1 l_1 - S(T_1, T_2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_2 &= T_0 + (l_2/k_2) \left[\sum_{n=1}^N D_n (E_1 - E_{F2} + eU_a) \frac{m_e}{2\pi^2 \hbar^3} \Delta E_n \right. \\ & \quad \left. + j^2 \rho_2 l_2 + S(T_1, T_2) \right]. \end{aligned}$$

При полных резонансах $D_n = 1$, при неполных резонансах пики прозрачности на несколько порядков больше ее значений между этими пиками, что и оправдывает использование формул. Из этих нелинейных уравнений можно определить температуры электродов. С другой стороны, положив $T_a = \beta T_c$ (в частности, $\beta = 1$), можно найти связь между длинами, обеспечивающую эти условия. Для вакуумных РТ структур УП следует решать при весьма высокой плотности тока, когда возможно существенное изменение используемого в УШ квантового потенциала за счет пространственного заряда. При этом большая плотность тока приводит к разогреву и к необходимости решать совместно с УШ и УП еще и УТФ для теплопроводности, причем желательно в нестационарном виде. Это сложная нелинейная задача, требующая итерационного решения.

Тепловыделение за счет эффекта Ноттингема на катоде и за счет попадания ускоренных электронов на анод происходит у их поверхностей на длине порядка ДСП, что приводит к разогреву поверхностей электродов. Размер области туннелирования должен быть на порядок меньше ДСП в соответствующих материалах, что ограничивает возможное число электродов, при этом в области туннелирования транспорт баллистический, т.е. рассеяния и тепловыделения нет. Тепловыделение идет только на катоде и аноде, т.е. тепловую задачу

следует решать только на этих электродах. При прохождении тока через контакт двух металлов с разными значениями ЭФ возникает хорошо известный эффект Пельтье. В работе [51] сходный эффект рассмотрен при туннелировании через одиночный барьер и показано, что при определенных достаточно редко встречающихся условиях возможно охлаждение анода электронами определенных энергий. Указанные условия определяются малым анодным напряжением и существенно большей ЭФ анода по сравнению с ЭФ катода. Однако при таких условиях возможен, особенно при РТ, существенный обратный туннельный ток с анода на катод и разогрев анода за счет эффекта Ноттингема. В настоящей работе рассмотрен полный тепловой баланс.

Хорошими структурами для сеток могут служить поленицы из УНТ. Технологически удобно использовать сеточные и анодные электроды при одинаковом положительном потенциале $U_g = U_a$, разделенные диэлектрическими подложками и выполненные в виде единого блока (рис. 1). Сеточных электродов может быть несколько с разными сеточными напряжениями. Далее индексом B обозначаем размер барьера, индексом W — размер ям, причем $t_w = t_g$. Для РТ удобно брать $U_g = U_a = E_{Fc}/e$, где E_{Fc} — ЭФ катода. В этом случае все потенциальные ямы имеют дно одного уровня, совпадающее с дном зоны проводимости катода. Для РТ желательно выравнивать высоты барьеров, что легко можно сделать, изменяя ДП ϵ_n и толщины диэлектрических слоев t_n . В работах [22,49,50] рассмотрены случаи, когда диэлектрические пленки частично заполняют пространство катод–анод. Чем больше коэффициент заполнения, тем больше коэффициент туннелирования. Результаты анализа показывают, что более интересен случай полного заполнения зазора, поскольку он приводит к большему снижению (в ϵ_n раз) высот барьеров. На аноде тепловыделение происходит за счет джоулева тепла, а также за счет избыточной кинетической энергии электронов при их рассеянии и переходе на УФ анода. Однако возможно и поглощение тепла (охлаждение анода) в случае туннелирования электронов с низких уровней на катоде, находящихся ниже УФ анода, если такое возможно. Температуры поверхностей катода и анода в общем случае разные. Если катод и анод разделены вакуумным промежутком, то следует учесть радиационную теплопередачу. Она при различии температур менее 1000 К пренебрежимо мала. Для выравнивания температур катода и анода можно использовать в качестве диэлектрика алмаз ($\epsilon = 5.6$) или BeO ($\epsilon = 2.955$), обладающие высокой теплопроводностью. Алмаз более предпочтителен, поскольку его теплопроводность выше, а барьеры ниже почти в два раза. Кроме того, он обладает большей электрической прочностью, поскольку проводимость BeO при 700 К составляет 10^{-2} S/m. Другим возможным хорошим диэлектриком для изготовления РТС может служить SiO₂.

2. Определение квантовых потенциалов

В настоящей работе мы ограничимся соотношениями типа (13), (14), определяющими заданные температуры при пренебрежении радиационным переносом тепла, решением УШ с определением D^\pm при заданных температурах с вычислением интегралов (4), (5). Рассматриваемые структуры (рис. 1) могут быть с РТ, так и без него в зависимости от конфигураций сеток и напряжений на них. В случае диодной структуры следует взять $V(x) = V_0(x) + V_a(x)$, где $V_a(x) = -xeU_a/d$, а связанная с многократными изображениями часть потенциала дается соотношением [22]:

$$V_0(x) = E_{Fc} + \frac{W_c}{\epsilon} - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon} \left\{ \frac{1}{x + \delta_c} + \frac{2x^2}{d(d-x+\delta_a)(d+x)} + \frac{2x^2}{d^3} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n^2 - (x/d)^2)n} \right\}. \quad (15)$$

Здесь параметры $\delta_{c,a}$ связаны с работой выхода (РВ) с катода $W_c = e^2/(16\pi\epsilon_0\delta_c)$, РВ с анода $W_a = e^2/(16\pi\epsilon_0\delta_a)$ и вводятся на основе экспериментальных данных. На катоде $V(0) = V_0(0) = E_{Fc}$. На аноде $V(d) = E_{Fc} + (W_c - W_a)/\epsilon - eU_a$. Если материалы и РВ катода и анода совпадают, то все энергетические уровни на аноде снижены на eU_a . Для такой энергетической диаграммы отсчет энергии идет от дна зоны проводимости катода, при большом размере d барьер относительно ЭФ имеет высоту W_c/ϵ , а при малых d барьер снижается из-за эффекта Шоттки. Уравнение (15) и вычисление $V(x)$ следует применять для диодных структур, для которых они записаны, а при нескольких электродах потенциал необходимо шивать. В случае нескольких электродов такое построение следует выполнить для каждого из диэлектрических (вакуумных) промежутков, учитывая, что на электродах потенциалы заданы и постоянны, а затем использовать непрерывность потенциала.

Для алмаза снижение барьера в $\epsilon = 5.6$ раз приводит к увеличению тока туннельного диода на 3 и более порядка. При отсутствии анодного напряжения одиночный барьер в диодной структуре в работе [52] аппроксимируется параболой. При $W_c = W_a = W = e^2/(16\pi\epsilon_0\delta)$ и $E_{Fc} = E_{Fa} = E_F$ зависимость (14) удобно более точно аппроксимировать выражениями

$$V_0(x) \approx E_F + W(1 - \alpha/d)[1 - (2x/d - 1)^4]/\epsilon, \quad (16)$$

$$V_0(x) \approx E_F + W \frac{(1 - \alpha/d)(1 + \delta/d)^2}{(1 - \delta/d)^2\epsilon} \times \left[1 - \frac{\delta d}{(z + \delta(1 - x/d))(d - z + x\delta/d)} \right], \quad (17)$$

$$\alpha = 2\delta + \delta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)n(2n+1)} = \delta(2 \ln(2) + 1).$$

В этом случае $V_0(0) = V_0(d) = E_F$ следует из того, что

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)(n+2)} = \frac{1}{4}.$$

Во всех этих случаях $\delta/d \sim 10^{-2}$, и погрешность указанных соотношений порядка $\delta^2/d^2 \sim 10^{-4}$. Соотношение (17) несколько более точное, чем (16). На рис. 2 приведено сравнение результатов (15)–(17). Там же приведены результаты для аппроксимации параболой и параболой шестого порядка. Параболическая аппроксимация дает заостренную вершину, а аппроксимация параболой шестого порядка — более сплюсненную вершину. В случае разных материалов катода и анода следует к (16) и (17) добавить величину $(W_a - W_c)x/(\epsilon d)$. В случае нескольких электродов следует последовательно применять указанные соотношения. Пример их применения приведен на рис. 3–6. Рис. 3 соответствует квантовой гетероструктуре GaAs–AlAs. Рис. 4 соответствует вакуумному триоду с одной квантовой ямой, а рис. 5, 6 — вакуумному диоду. Рис. 6 иллюстрирует влияние на потенциал диэлектрических пленок и углеродных структур на металлическом катоде. Используя полученные аналитические зависимости $V(x)$, далее получаем решение УШ без учета пространственного заряда, т.е. при относительно малой плотности тока. Оценка вклада в потенциал при большой его плотности сделана в работе [23], а соответствующая формула приведена ниже.

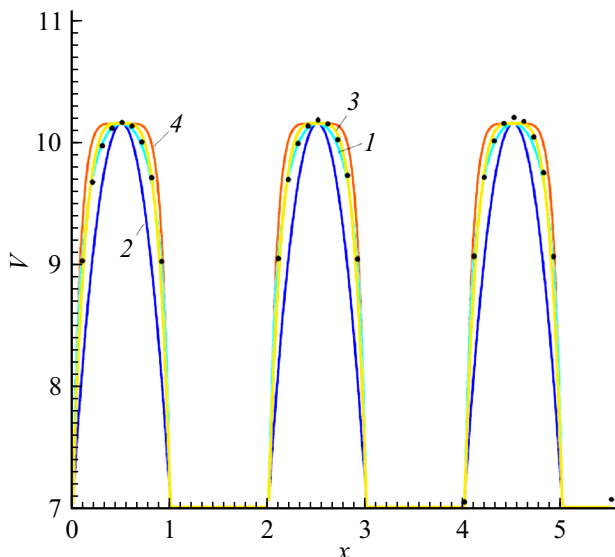


Рис. 2. Сравнение аппроксимации (V , [eV], x , [nm]) по формуле (2) (кривая 1), параболической аппроксимации (кривая 2), аппроксимации параболой четвертого (3) и шестого порядков (4) с точным [19] профилем (символы ***) квантового потенциала (5) в РТС с двумя ямами (двойной сеткой) при размере зазоров (барьеров) $t_B = 1$, размере ям (сеток) $t_W = 1$ (nm) при $E_{Fc} = 7$ eV и $U_g = U_a = 0$.

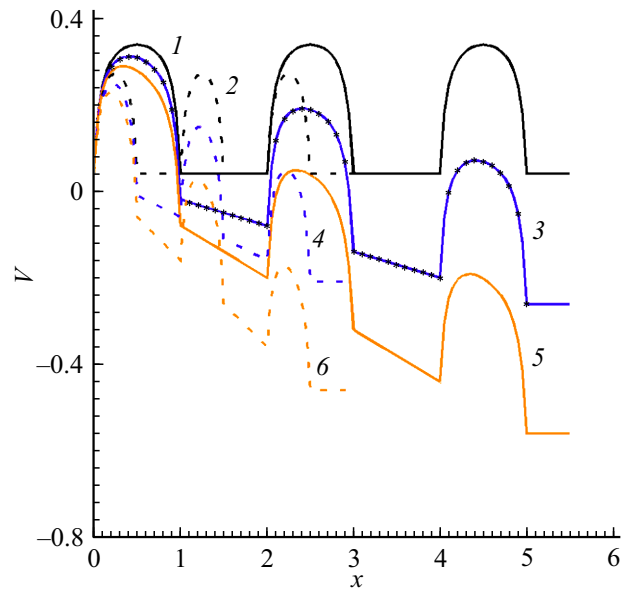


Рис. 3. Профили V , [eV] в зависимости от координаты x , [nm] для полупроводниковых двухъямных РТД при $t_B = t_W = 1$ nm (сплошные кривые) и $t_B = t_W = 0.5$ nm (штриховые кривые) при разных анодных напряжениях (V): $U_a = 0$ (кривые 1, 2), 0.25 (3), 0.3 (4), 0.5 (5), 0.6 (6).

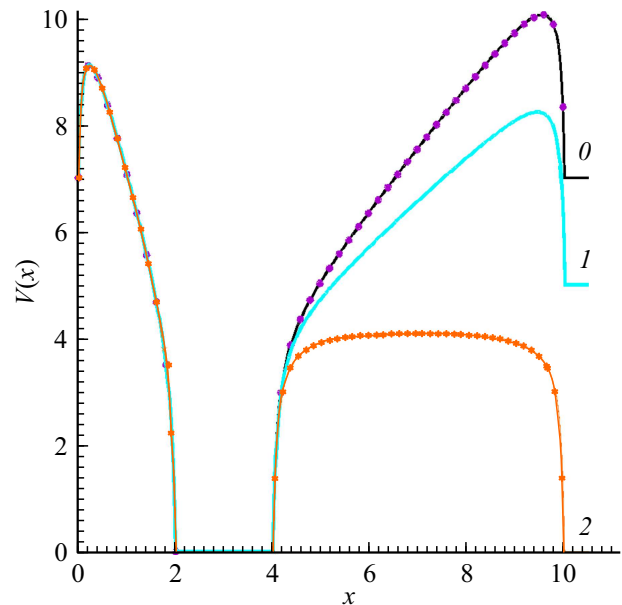


Рис. 4. Распределение квантового потенциала V , [eV] в вакуумном триоде в зависимости координаты x , [nm] при $d = 10$ nm, напряжении на сетке 7 В и разных анодных напряжениях (V): 0 (кривая 1), 2 (2), 7 (3). $E_F = 7$, $W = 4.36$ eV. Размер сетки 2 nm.

3. Решение одномерного УШ и вычисление тока

Получить решение УШ в нашем случае проще всего методом трансформации волнового импеданса, поскольку

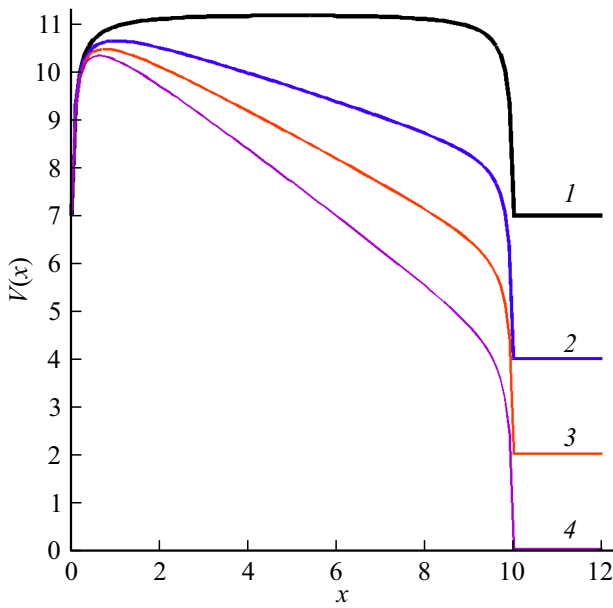


Рис. 5. Форма потенциального барьера V , [eV] в вакуумном диоде $d = 10$ nm в зависимости от координаты x , [nm] при разных анодных напряжениях (V): 0 (кривая 1), 3 (2), 5 (3), 7 (4). $E_F = 7$, $W = 4.36$ eV.

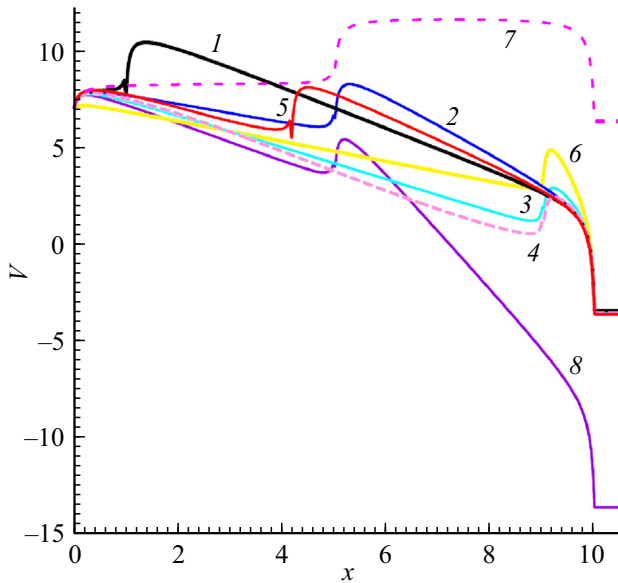


Рис. 6. Расчеты квантового потенциала V , [eV] в диоде в зависимости от координаты x , [nm] в присутствии на катоде структур: стеклоглерод-УНТ (кривые 1–4), поленица из УНТ (5), диэлектрическая пленка (6–8). Взяты размеры t , [nm]: 1 (кривая 1), 5 (2, 7, 8), 4.18 (5), 9 (3, 4, 6). $W_c = 4.36$, $W_a = 5.5$ eV. Кривые 1–6 построены для $U_a = 10$ V, кривая 7 — для $U_a = 0$, кривая 8 — для $U_a = 20$ V.

ку сама волновая функция (ВФ) как таковая нас не интересует. Нужны только прозрачности D^\pm . Малый участок $|x - x_n| \leq \Delta x/2$ можно описать ВФ

$$\psi(x) = \psi_n(x) = A_n^+ \exp(ik_n x) + A_n^- \exp(-ik_n x)$$

и ее производной, для которой

$$\psi'_n(x) = ik_n A_n^+ \exp(ik_n x) - ik_n A_n^- \exp(-ik_n x).$$

Сшивание этих функций можно осуществить на основе метода матриц переноса [22]. Другой способ решения состоит в использовании метода прогонки. Для него имеем $\psi''_n = (\psi_{n+1} - 2\psi_n + \psi_{n-1})/\Delta x^2$. Налагая граничные условия

$$\psi_0 = A(E)(1 + R(E)),$$

$$\psi'_0 = ik_c(E)A(E)(1 - R(E)) = (\psi_1 - \psi_0)/\Delta x,$$

$$\psi_N = A(E)T(E),$$

$$\psi'_N = ik_a(E)T(E)A(E) = (\psi_N - \psi_{N-1})/\Delta x,$$

получаем

$$2k_c(E)A(E)\Delta x = -i\psi_1 + \psi_0(k_c(E)\Delta x + i),$$

$$\psi_{N-1} = \psi_N(1 - ik_a(E)\Delta x).$$

Это позволяет вычислить ВФ во всех дискретных точках по формуле

$$\psi_{n+1} = \left(2 + \frac{2m_e \Delta x^2}{\hbar^2} (E - V_n)\right) \psi_n - \psi_{n-1}, \quad (18)$$

если, например, положить $\psi_0 = 1$. Найти реальное значение ψ_0 можно, сравнивая вычисленное значение ψ_N с $\psi_{N-1}/(1 - ik_a(E)\Delta x)$. Удобнее использовать обратную прогонку. В этом случае все величины пропорциональны ψ_N , коэффициент отражения не зависит от ψ_N и вычисляется сразу:

$$R(E) = \frac{ik_c(E)\Delta x - \psi_1/\psi_0}{ik_c(E)\Delta x + \psi_1/\psi_0}.$$

Решить УШ можно методом рядов. Для этого удобно использовать функции $\cos(n\pi x/d)$ и $\sin(n\pi x/d)$ [23]. Метод рядов удобен для совместного решения нестационарных УШ, УТФ и УП. Он заключается в этом случае в получении уравнений для зависящих от времени коэффициентов разложений. Самосогласованное решение упомянутых уравнений совместно с задачей радиационного теплопереноса между анодом и катодом приводит к сложной сильно нелинейной нестационарной проблеме. Такая проблема, например, характерна для взрывной эмиссии.

Метод трансформации нормированных волновых импедансов $\eta_n = k_0/k_n$, где $k_n = \sqrt{2m_e(E - V(x_n))/\hbar}$, более удобен. На катоде $k_c = k_0 = \sqrt{2m_e E/\hbar}$, на аноде $k_a = \sqrt{2m_e(E - V(d))/\hbar}$. Трансформируя последовательно импеданс анода к импедансу катода по формуле

$$Z_{l-1} = \eta_l \frac{Z_l - i\eta_l \tan(k_l t_l)}{\eta_l - iZ_l \tan(k_l t_l)}, \quad (19)$$

$$l = N, N - 1, \dots, 2, 1,$$

$$Z_N = Z_a = \eta_a = k_0/k_a,$$

получаем коэффициент отражения на катоде

$$R_c(E) = (Z_0 - \eta_0)/(Z_0 + \eta_0)$$

и прозрачность $D^+(E) = 1 - |R_c(E)|^2$. Трансформируя с катода на анод, получаем $D^-(E) = 1 - |R_a(E)|^2$. В этом случае на аноде теперь следует взять $E > 0$, отсчитывая энергию от дна зоны проводимости анода. При этом все уровни энергии на катоде поднимаются на величину eU_a .

В качестве примера рассмотрим простейшую аналитическую модель туннельного диода с прямоугольным барьером. Пусть материалы электродов одинаковы. Высоту барьера относительно УФ возьмем равной W , т.е. относительно дна зоны проводимости катода $V = E_F + W$, а относительно дна зоны проводимости анода $V = E_F + W + eU_a$. Пусть этот барьер существует в области $0 < z < d$. В нем в первом случае $k = i\sqrt{2m_e(E_F + W - E)}/\hbar$ и нормированный импеданс $\tilde{\eta} = -i/\sqrt{(E_F + W)/E - 1}$. Он нормирован на n_c . В области $z > d$ имеем ступеньку $V_a = E_F - eU_a$ и параметры $k_a = \sqrt{2m_e(E + eU_a)}/\hbar$, $\tilde{\eta}_a = 1/\sqrt{1 + eU_a/E}$. На катоде $k_c = k_0 = \sqrt{2m_e E}/\hbar$, $\tilde{\eta}_c = 1$. Получаем входной импеданс, коэффициент отражения и прозрачность:

$$Z_0 = |\tilde{\eta}| \frac{\tilde{\eta}_a - i|\tilde{\eta}| \tanh(|k|d)}{|\tilde{\eta}| + i\tilde{\eta}_a \tanh(|k|d)},$$

$$R_c(E) = \frac{Z_0 - 1}{Z_0 + 1} = \frac{|\tilde{\eta}| \tilde{\eta}_a - |\tilde{\eta}| - i(|\tilde{\eta}|^2 + \tilde{\eta}_a) \tanh(|k|d)}{|\tilde{\eta}| \tilde{\eta}_a + |\tilde{\eta}| - i(|\tilde{\eta}|^2 - \tilde{\eta}_a) \tanh(|k|d)},$$

$$|R_c(E)|^2 = \frac{|\tilde{\eta}|^2(\tilde{\eta}_a - 1)^2 + (|\tilde{\eta}|^2 + \tilde{\eta}_a)^2 \tanh^2(|k|d)}{|\tilde{\eta}|^2(\tilde{\eta}_a + 1)^2 + (|\tilde{\eta}|^2 - \tilde{\eta}_a)^2 \tanh^2(|k|d)},$$

$$D^+(E) = \frac{4|\tilde{\eta}|^2 \tilde{\eta}_a (1 - \tanh^2(|k|d))}{|\tilde{\eta}|^2(\tilde{\eta}_a + 1)^2 + (|\tilde{\eta}|^2 - \tilde{\eta}_a)^2 \tanh^2(|k|d)} \leq 1.$$

В случае широкого барьера

$$\tanh^2(|k|d) = 1 - 4 \exp(-2|k|d),$$

и имеем

$$D^+(E) \approx \frac{16|\tilde{\eta}|^2 \tilde{\eta}_a \exp(-2|k|d)}{(|\tilde{\eta}|^2 + 1)\tilde{\eta}_a^2 + |\tilde{\eta}|^2 + |\tilde{\eta}|^4}.$$

В случае широкого и высокого барьера $|\tilde{\eta}| \ll 1$, и тогда

$$D^+(E) \approx \frac{16|\tilde{\eta}|^2 \tilde{\eta}_a \exp(-2|k|d)}{\tilde{\eta}_a^2 + |\tilde{\eta}|^2}.$$

В случае большого напряжения на аноде $\tilde{\eta}_a \ll 1$. Во всех этих случаях $D^+(E) \ll 1$. В случае предельно узкого ($d \rightarrow 0$) барьера $D^+(E) = 4\tilde{\eta}_a/(\tilde{\eta}_a + 1)^2 \leq 1$. Равенство достигается при $\tilde{\eta}_a = 1$ или при $U_a = 0$. Ненулевое напряжение всегда приводит к отражению. Туннелирование с анода невозможно, если $E < 0$, поскольку на катоде нет отрицательных уровней. С анода к источнику

электроны уходят с ЭФ E_{Fa} . Трансформируя волновой импеданс катода $\tilde{\eta}_c = \sqrt{E/E_F}$ к аноду, имеем

$$Z_a = |\tilde{\eta}| \frac{\tilde{\eta}_c - i|\tilde{\eta}| \tanh(|k|d)}{|\tilde{\eta}| + i\tilde{\eta}_c \tanh(|k|d)},$$

$$R_a(E) = \frac{|\tilde{\eta}|(1 - \tilde{\eta}_c) + i(\tilde{\eta}_c + |\tilde{\eta}|^2) \tanh(|k|d)}{|\tilde{\eta}|(1 + \tilde{\eta}_c) + i(\tilde{\eta}_c - |\tilde{\eta}|^2) \tanh(|k|d)},$$

$$|R_a(E)|^2 = \frac{|\tilde{\eta}|^2(1 - \tilde{\eta}_c)^2 + (\tilde{\eta}_c + |\tilde{\eta}|^2)^2 \tanh^2(|k|d)}{|\tilde{\eta}|^2(1 + \tilde{\eta}_c)^2 + (\tilde{\eta}_c - |\tilde{\eta}|^2)^2 \tanh^2(|k|d)},$$

$$D^-(E) = \frac{4|\tilde{\eta}|^2 \tilde{\eta}_c (1 - \tanh^2(|k|d))}{|\tilde{\eta}|^2(1 + \tilde{\eta}_c)^2 + (\tilde{\eta}_c - |\tilde{\eta}|^2)^2 \tanh^2(|k|d)} \leq 1.$$

При $\tilde{\eta}_c \gg 1$ (т.е. при $E \gg E_F$) прозрачность мала: $D^-(E) \approx 4\sqrt{E_F/E}$. При $E \ll E_F$ величина $\tilde{\eta}_c$ мала, а прозрачность $D^-(E) \approx 2\tilde{\eta}_c \exp(-2|k|d)/(1 + |\tilde{\eta}|^2)$ — экспоненциально мала. Реально модель в виде прямоугольного барьера весьма неточна. Ее можно использовать для широких барьеров и малых значениях eU_a по сравнению с РВ и ЭФ. Реально барьер близок к треугольному, поставленному на прямоугольный постамент. Такой барьер отражает существенно меньше прямоугольного той же ширины. Моделирование РТС с несколькими прямоугольными барьерами требует коррекции их ширины [23]. С ростом анодного напряжения U_a одиночный барьер сужается и опускается. При критическом поле $E_{xc} = U_a/d = 16\pi\epsilon_0 W^2/e^3$ он исчезает, образуя скос к аноду, при этом прозрачность у УФ катода может быть близкой к единице. При $W = 4.5$ eV, $E_{xc} = 5.7 \cdot 10^{10}$ V/m. Напряжения на один порядок ниже уже дают прозрачность на несколько порядков меньше. РТ позволяет получать прозрачность $D = 1$ для некоторых энергий, при этом важно, что они могут быть существенно ниже УФ катода. Это теоретически позволяет увеличить туннельный ток на несколько порядков при полях, существенно меньших критического. Обычно формы одиночного и кратных барьеров считают для простоты прямоугольными. Квантовые подходы к определению РВ и формы барьеров весьма сложны и трудно реализуемы в задачах расчета эмиссионного тока. РВ можно рассчитывать методом теории функционала плотности, но более точно использовать ее экспериментальные значения. Формально следует рассчитывать квантовый потенциал для УШ, зависящий от плотности пространственного заряда вылетевших электронов в вакуумной области и при нескольких электродах, что на основе квантового подхода выполнить сложно. Реально профиль простой и сложной барьерных структур — квантовый потенциал $V(z)$ — может быть строго определен методом многократных изображений [22,49,50] рис. 3–6. Между двумя электродами с большим напряжением (например, в диоде) она близка к треугольнику, поставленному на прямоугольный постамент (рис. 5). Между двумя близкими электродами с одинаковым потенциалом (например, двумя сетками) она близка к перевернутой параболе четвертой степени, поставленной на постамент (рис. 2, 3, 5).

Отметим, что при $T = 0$ есть уровни на катоде, которые выше уровней на аноде. Для них при $eU_a > 1$ eV всегда $D^+ \gg D^-$, и они определяют основной ток. Поэтому ток с катода всегда больше, чем с анода, хотя с сильно разогретого анода термоток может быть больше, чем термоток с более холодного катода. Разогрев анода увеличивается с ростом U_a . Увеличение U_a снижает W . Форма тем ближе к треугольной, чем больше d и напряжение. Расчеты показывают, что треугольный барьер более прозрачен, чем прямоугольный той же высоты и ширины, а для получения одинаковой прозрачности нужно уменьшить ширину прямоугольного барьера более чем в два раза. Поэтому приведенные аналитические соотношения могут быть использованы для малых напряжений и для достаточно высоких температур, когда одиночный барьер еще близок к прямоугольному, т. е. в случае термоэмиссии. При ненулевой температуре есть электроны всех энергий, и при превышении энергий высоты барьера параметры $k = \sqrt{2m_e(E - E_F - W)}/\hbar$ и $\eta = 1/\sqrt{1 - (E_F + W)/E}$ становятся действительными, при этом

$$Z_0 = \eta \frac{\eta_a - i\eta \tan(kd)}{\eta - i\eta_a \tan(kd)},$$

$$|R_c(E)|^2 = \frac{\eta^2(\eta_a - 1)^2 + (\eta^2 - \eta_a)^2 \tan^2(kd)}{\eta^2(\eta_a + 1)^2 + (\eta^2 + \eta_a)^2 \tan^2(kd)},$$

$$D^+(E) = \frac{4\eta^2\eta_a}{\eta^2(\eta_a + 1)^2 + [(\eta^2 + \eta_a)^2 - \eta^2(\eta_a + 1)^2] \sin^2(kd)}.$$

При больших энергиях $E \gg eU_a$ и $E \gg E_F$ будет $\eta_a = 1 - eU_a/(2E)$, $\eta = 1 - (E_F + W)/(2E)$. При $kd = n\pi$ имеем $D^+ = 4\eta_a/(\eta_a + 1)^2 \leq 1$ и $D^+ \approx 1 - e^2U_a^2/(4E^2)$. При $kd = (2n - 1)\pi/2$ будет $D^+ = 4\eta^2\eta_a/(\eta^2 + \eta_a)^2 \leq 1$, и при больших энергиях $D^+ \approx 1 - (E_F + W)^2/E^2 - e^2U_a^2/(4E^2)$. При $eU_a = E_F$ обычно $W \ll E_F$, и тогда $D^+ \approx 1 - 5e^2U_a^2/(4E^2)$. Можно взять среднее значение $D^+ \approx 1 - 3e^2U_a^2/(4E^2)$. Обычно при термоэмиссии полагают $D^+ = 1$ или определяют малую поправку отклонения прозрачности от единицы и получают скорректированную формулу Ричардсона. При $E \gg eU_a$ можно взять приближение

$$D^+(E) \approx 1 - \frac{(E_F + W + eU_a/2)}{E} \sin^2(kd). \quad (20)$$

Для строгого анализа ТПЭ необходимо для каждой энергии вычислять прозрачность D^\pm , причем в широких диапазонах энергий, и с ними численно определять интегралы (4), (5). Численная оценка показывает, что при $T < 2500$ К достаточно взять верхний предел $3E_F$. Получить точные аналитические выражения затруднительно в основном из-за сложности определения D^\pm . Если в РТС при $eU_a > E_{Fc}$ и $T = 0$ с анода невозможно туннелирование, то при конечной температуре всегда есть энергии, совпадающие с резонансными уровнями, для которых $D^- = 1$. В общем случае это требует учета обеих формул (4), (5) и решения УШ для соответствующих квантовых потенциалов.

Рассмотрим простейший случай $T_c = T_a = T$, который можно достичь подбором длин электродов и условий для РТС с одной сеткой. Условие $U_g = U_a$ означает, что дно ямы совпадает с максимальной энергией на аноде при $T = 0$. Если $U_g = U_a = E_F/e$, то дну ямы и максимальной энергии на аноде соответствует нуль. При этом РТ возможно только с катода. В этом случае интеграл (1) можно заменить суммой

$$J(U_a) = J^+(U_a) \approx \frac{-em_e}{2\pi^2\hbar^3} \sum_{n=1}^N (E_{Fc} - E'_n) E''_n \quad (21)$$

по резонансным уровням энергии $E_n = E'_n - iE''_n$. Найти указанные комплексные уровни резонансов следует из условия $R_c(E_n)$. При $T > 0$ имеем $D^+(E_n) = D^-(E_n)$, но, согласно (3), $dn_E^+ \gg dn_E^-$, и J^- можно пренебречь. В области $E \gg E_{Fc}$ имеем $D^+(E_n) \approx D^-(E_n) \approx 1$ и соотношения для плотностей

$$dn_E^+ = \frac{m_e k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) dE,$$

$$dn_E^- = \frac{m_e k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{E + eU_a - E_F}{k_B T}\right) dE = \exp\left(-\frac{eU_a}{k_B T}\right) dn_E^+,$$

которые также удовлетворяют при не слишком высокой температуре условию $dn_E^+ \gg dn_E^-$. Интегралы (4) и (5) разбиваем на области $0 < E < E_F$ и $E_F < \nu E < \infty$, где $\nu \sim 3-4$. Для комнатной температуры $k_B T = 0.026$ eV. Для максимальной рабочей температуры $T = 2500$ К имеем $k_B T = 0.217$ eV, поэтому, взяв верхний предел E_F , можно получить оценку

$$\begin{aligned} -J^-(U_a, T) &= \frac{em_e k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^{E_F} D^-(E, U_a) \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \\ &< \frac{em_e (k_B T)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \left(1 - \exp\left(-\frac{E_F}{k_B T}\right)\right). \end{aligned}$$

Здесь мы мажорировали интеграл и взяли электроды одинаковыми. Даже для самых высоких температур входящая экспонента равна 10^{-14} , а сам интеграл для всех температур менее 0.001 A/m². При РТ расчет при $T = 0$ дает максимальные значения $j^+ \sim 10^{12}-10^{13}$ A/m². Мажорантная оценка получена при $D^- = 1$. Реально при РТ это значение может достигаться в некоторых точках E'_n при $E''_n/E'_n \sim 10^{-3}$, между которыми прозрачность на несколько порядков ниже. Взяв среднее значение $\bar{D}^- = 0.001$, получаем оценку $|j^-| \sim 10^{-6}$ A/m². Таким образом, при РТ обратным током вполне можно пренебречь. В обычной нерезонансной (диодной) структуре это также выполняется. Единственным условием существенного обратного тока можно считать малую по сравнению с $k_B T$ или сравнимую с ней величину eU_a . В этом случае сильно увеличить обратный ток по сравнению с прямым может превышение температуры анода по

сравнению с катодом. Оценить остаток интеграла можно аналитическим вычислением

$$\int_{vE_F}^{\infty} \left(1 - \frac{3e^2 U_a^2}{4E^2}\right) \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right) dE \approx k_B T \times \exp\left(-\frac{(v-1)E_F}{k_B T}\right) \left(1 - \frac{3e^2 U_a^2}{4(vE_F)^2}\right).$$

Отсюда видно, что при $v = 3$, когда с хорошей точностью выполняются эти соотношения, указанный остаток столь мал, что не требует учета. Таким образом, можно ограничить интеграл верхним пределом $3E_F$. Реально этот предел можно даже снизить.

На рис. 4 приведено распределение потенциала в структуре с одиночной сеткой (одной ямой) при разных напряжениях на сетке. Структура выбрана несимметричной без РТ. Для этой структуры на рис. 7 построены прозрачности D^+ и на рис. 8 — зависимости плотности тока от температуры при разных анодных напряжениях. Для РТС с одной и двумя ямами прозрачности приведены на рис. 9. Рассмотрен тонкий слой барьера на меди. В структуре рис. 7 РТ не полное, тогда как рис. 9 демонстрирует несколько пиков РТ. Для выравнивания барьеров взят катод с низкой РВ (барий) и сеточные электроды с повышенной РВ (платина). РТС с одним и двумя сеточными электродами весьма перспективны как вакуумные источники электронов в конструкциях электронных приборов, в частности, электронных пушек для ЛБВ диапазона THz. Во всех таких структурах есть ток с катода на анод, но есть и обратный туннельный ток с анода на катод. Он обычно экстремально мал. Его следует учитывать при малых или знакопеременных

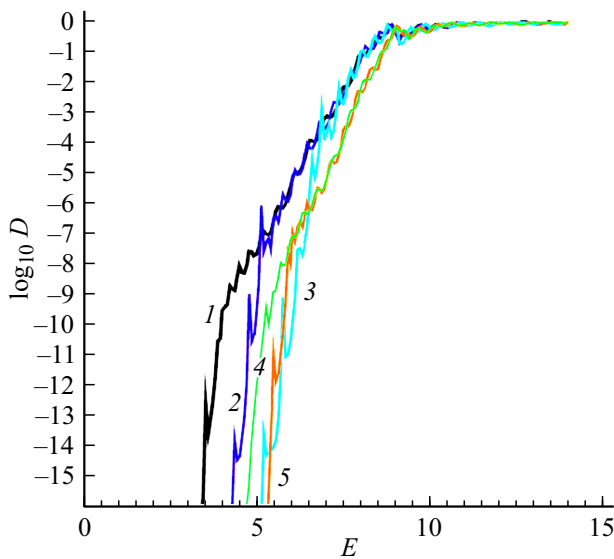


Рис. 7. Прозрачность в зависимости от кинетической энергии электронов E , [eV] в триодной наноструктуре при разных напряжениях (V) на сетке и аноде: $U_g = 7, U_a = 7$ (кривая 1); $U_g = 7, U_a = 5$ (2); $U_g = 7, U_a = 3$ (3); $U_g = 5, U_a = 7$ (4); $U_g = 5, U_a = 5$ (5).

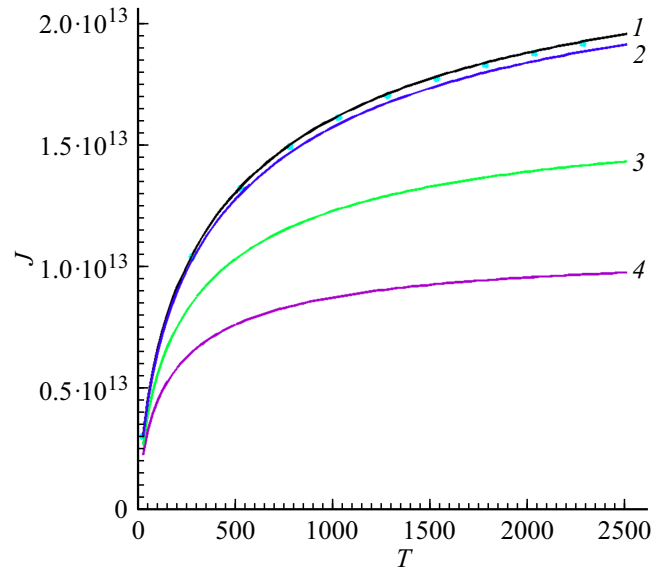


Рис. 8. Температурная зависимость плотности тока J , [A/m²] в триодной наноструктуре при разных напряжениях (V) на сетке и аноде: $U_g = 7, U_a = 7$ (кривая 1); $U_g = 7, U_a = 3$ (2); $U_g = 5, U_a = 7$ (3); $U_g = 3, U_a = 7$ (4). Звездочками *** обозначены результаты для $U_g = 7, U_a = 5$. $E_F = 7$ eV, $W = 4.36$ eV.

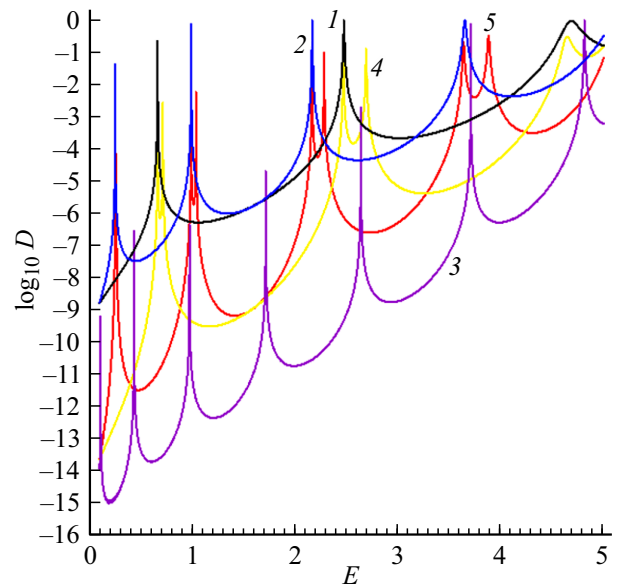


Рис. 9. Прозрачность D в зависимости от энергии (eV) одноямных (кривые 1–3) и двухямных (4, 5) РТС для барьеров $t_B = 0.6$ nm (1, 2, 4, 5) и $t_B = 1$ nm (3). Кривые 1, 4 построены для ям с $t_W = 0.6$ nm, кривые 2, 5 — для $t_W = 1.2$ nm, кривая 3 — для $t_W = 2$ nm. Использованы значения $W_c = 2.5$, $E_{Fc} = 5$, $W_g = 6.35$ eV.

напряжениях на аноде. В нашем случае существенного анодного напряжения обратный ток экспоненциально мал. Учет пространственного заряда требует модификации использованного выше потенциала. В случае полностью заполненного диэлектриком зазора модификация

имеет вид

$$V_a(x) = -\frac{eU_a x}{d} - \frac{2ed}{\pi^2 \varepsilon \varepsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^d |\psi(x')|^2 n^{-2} \sin\left(\frac{n\pi x}{d}\right) \times \sin\left(\frac{n\pi x'}{d}\right) dx'. \quad (22)$$

Частичное или неоднородное заполнение требует численного решения УП. Решение (22) можно распространить для нескольких электродов. Уточнение ВФ и плотности тока на основе учета пространственного заряда требует использования итерационной процедуры. Если напряжение на сетке больше анодного, то последний барьер у анода имеет скос в сторону катода (рис. 4). При отсчете от дна зоны проводимости катода и при $U_a = U_g = EF_c$ будем иметь $V_a = V_g = 0$. Считаем сетки на порядок и более тонкими, чем ДСП. Тогда транспорт электронов баллистический без рассеяния. При таком определении $V(z)$ на сетках и на аноде постоянный квантовый потенциал соответствует УФ.

Если на катоде находится не проводящая идеальная диэлектрическая пленка толщины t , а в области $t < z < d$ вакуум, то без учета пространственного заряда очевидно

$$V_a(x) = -eU(x) = -eU_a \times \begin{cases} x/[\varepsilon d + (1 - \varepsilon)t], & 0 \leq x \leq t, \\ (\varepsilon x + t(1 - \varepsilon))/[\varepsilon d + (1 - \varepsilon)t], & t < x \leq d. \end{cases}$$

Эта функция удовлетворяет уравнению Лапласа и граничным условиям на катоде $V_a(0) = 0$, на аноде $V_a(d) = -eU_a$ и на границе диэлектрика (непрерывна и создает непрерывную индукцию). В работах [22,49,50] также использованы значения функции $V_0(x, t, \varepsilon)$ при частичном заполнении области диэлектриком, вместо функции (15). Такая функция требует построения многократных изображений относительно двух металлических и одной диэлектрической поверхности, т.е. имеет существенно более сложный вид. Метод основан на введении коэффициента отражения потока электростатической индукции $(1 - \varepsilon)/(1 + \varepsilon)$ от поверхности диэлектрика. Коэффициент отражения от металла соответствует бесконечной ДП и равен -1 . Диэлектрический слой на катоде сильно увеличивает число изображений. Построенная так функция обладает свойствами $V_0(x, d, \varepsilon) = V_0(x)$, $V_0(x, t, 1) - EF_c = \varepsilon(V_0(x) - EF_c)$. В ней также учтена РВ из диэлектрика. На рис. 6 приведены результаты построения квантового потенциала для структур с частичным заполнением диэлектриком. Отметим, что полупроводниковые и углеродные структуры на катоде могут иметь как свободные, так и связанные заряды (например, π -электроны). В зависимости от концентрации N_e и соотношения толщины t и длины экранирования Дебая $L_D = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T / (N_e e^2)}$ пленка может

обладать как диэлектрическими, так и металлическими свойствами. В промежуточном случае поле проникает в часть пленки. Проникновение поля в пленку приводит к скосу потенциала к барьеру (рис. 6). Этот скос приводит к ускорению электронов, набегающих на барьер. Барьер возникает в основном за границей диэлектрика и вакуума. Занимающая существенную часть промежутка пленка приводит к размерному эффекту сужения барьера [22,49,50]. Кривые 3, 4 на рис. 6 построены с учетом решения УП для концентрации электронов в пленке.

Рассмотрим диодную РТС из $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. GaAs представляет собой хорошо проводящие слои (катод, анод и слои из GaAs, которые могут быть сильно легированными), разделенные слоями с низкой проводимостью из $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, т.е. почти диэлектрическими. При $x = 0$ ширина запрещенной зоны у GaAs 1.42 eV, а у AlAs — 2.16 eV. Подвижность электронов $\sim 1200 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ и их эффективная масса $\sim 0.7m_e$ у AlAs. Показатель преломления в ИК диапазоне равен 3, т.е. можно считать ДП равной 9. Для GaAs имеем электроны с эффективной массой 0.067 m_e , подвижностью $8500 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$, легкие дырки с эффективной массой 0.082 m_e и тяжелые дырки с эффективной массой 0.45 m_e . Подвижность дырок — $400 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$. Дырочным током в первом приближении можно пренебречь. Взяв толщину 2 nm для слоя AlAs, получим с учетом работы выхода 4.7 eV и ДП 9 высоту барьера 0.45 eV. При толщине 1 nm получаем высоту порядка 0.38 eV. Легирование электродов и выполнение нелегированных областей GaAs в ямах может проводить к небольшому подъему их дна относительно дна зоны проводимости катода. Подача напряжения на анод приводит к добавлению соответствующего потенциала к приведенному распределению. Поскольку ДП ослабляет электрическое поле, можно рассматривать дополнительный потенциал в слоях как кусочно-линейную функцию. Падение потенциала тем меньше, чем больше ДП слоя. Поскольку ДП GaAs $\varepsilon = 10.9$ мало отличается от ДП AlAs, проще использовать линейный потенциал $\Phi_0(z) = -zU_a/d$ без изломов. Его наложение приводит к скосу профиля квантового потенциала (рис. 3). В этом случае дно ям также имеет наклон, что отличает такую структуру от структуры с сетками, т.е. с заданными потенциалами на проводящих слоях. Будем обозначать размеры областей t_n , $n = 1, 2, \dots$ начиная от катода (рис. 1). В триодных структурах с одинаковыми положительными потенциалами сеток дно ям горизонтальное. Выполнить висячие сетки технологически сложно, поэтому целесообразно наносить их на слои диэлектрика. При этом если РВ катода есть W , то высота вакуумного барьера при его ширине $t = 2 \text{ nm}$ будет немного меньше РВ и примерно равна $0.86W/\varepsilon$, что для значения $W = 4.7 \text{ eV}$ и $\varepsilon = 10$ примерно равно 0.4 eV. Полупроводниковая РТ гетероструктура обычно существенно короче вакуумной. Хорошим материалом для сеток является n -слоистый графен. Гетероструктуру можно считать квантовой, если ее длина существенно меньше ДСП, иначе

ее следует рассматривать как классическую сверхрешетку. Для последней следует решать серию задач о туннелировании, рассматривая каждый электрод как макроскопический, т.е. учитывая на нем уровни энергии электронов. Принимая ДСП в GaAs 120 nm, получаем длины структур порядка 10 nm. В графене она более чем на порядок больше. Однако эта величина получается при движении в плоскости графена. В сетке из n -слоеного графена движение идет в перпендикулярном направлении. Поскольку слои связаны силами ван-дер-Ваальса при расстояниях 0.335 nm, ДСП в этом направлении также велика. В металлах эта длина порядка 50 nm, т.е. выполнить металлические сетки проблематично, поскольку необходимо получить размеры менее 2 nm. Будем считать, что при длине структуры менее 20 nm ее еще можно рассматривать как квантовую. Как известно, квантовая частица проникает через барьер без потери энергии, т.е. с тем же импульсом, что и набегает на него. В профиле потенциала с несколькими ямами и горбами это соответствует последней точке поворота. После нее частица движется квазиклассически, ускоряется анодом, и при попадании на него выделяет энергию eU_a . Если уровень E , с которого туннелирует электрон, выше УФ анода, то на аноде выделяется энергия $E - V_{Fa}$. При туннелировании с УФ катода эта энергия $E_{Fc} - E_{Fa} = eU_a$. При туннелировании с глубоких уровней и при малом потенциале анода возможно отрицательное значение этой величины, при этом анод охлаждается, поскольку туннелируемый электрон переходит на УФ [51]. Для диодной структуры ВФ на аноде можно взять в виде $\psi_a = T \sqrt{n(k_c)} \exp(ik_a(z - d))$, поэтому $|T|^2 = k_c/k_a < 1$. Равенство имеет место при $U_a = 0$, когда $|T|^2 = 1 - |R|^2 = D$. При критическом электрическом поле на катоде $E_{cz} = 16\pi\epsilon_0 W^2/e^3$ квантовый потенциал $V(x)$ представляет собой скос длины d , который тем круче, чем больше напряжение. При большом напряжении его приближенно можно заменить ступенькой. Для нее имеем $1 + R = T$, $1 - R = (k_a/k_c)T$, т.е. $R = (k_c - k_a)/(k_c + k_a)$. При большом U_a имеем $k_a \gg k_c$ и $R \approx -1$. Квантовая частица не может „скачаться“ с горки в бесконечно широкую и глубокую квантовую яму. Это объясняет тот факт, что увеличивать напряжения и поля выше E_{cz} с целью повышения тока не имеет смысла. Кроме того, при таких полях возникают локальные неустойчивости, обусловленные атомарной неровностью поверхности и взрывная эмиссия, разрушающая катод. РТ имеет место при существенно меньших полях и существенно больших плотностях тока.

На рис. 3 приведены результаты расчета профилей квантового потенциала полупроводниковых РТС AlAs/GaAs/AlAs/GaAs/AlAs с одной и двумя ямами при разных напряжениях на аноде на основе соотношения (8). ДП везде $\epsilon = 12.9$, РВ для GaAs взята равной 4.7 eV, ЭФ взята равной 0.04 eV, что соответствует концентрации доноров в электродах $N = 3.6 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. При такой концентрации для комнатной температуры длина экранирования Дебая $L_D = 0.7 \text{ nm}$, т.е. меньше

длины слоя, и его можно считать почти металлическим. Для интерпретации слоя как металлического следует поднять концентрацию на порядок, при этом ЭФ возрастет в 4.6 раза. Полученные из условия комплексные резонансные частоты полностью соответствуют пикам РТ на рис. 8, при этом структуре соответствует плотность туннельного тока $3 \cdot 10^{13} \text{ A/m}^2$. Для РТС с медными электродами и алмазными пленками между ними размера 2–3 nm вполне можно получить такие плотности.

В таблице приведены результаты расчета температуры по формулам (13), (16) в зависимости от длины электродов для структур 1, 2, 5 РТС (рис. 9). Взяты одинаковые длины $l_c = l_a = l$, при этом $J \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Для снижения температуры анода взято $U_a = 3.5 \text{ V}$. Для полупроводниковых РТС достижимая плотность тока может быть на 2–3 порядка ниже в основном из-за существенного омического сопротивления. Для GaAs $\mu = 0.067m_e$, собственный полупроводник при комнатной температуре имеет концентрацию электронов $N = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$. При легировании и достижении концентрации $N = 3.4 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ЭФ на катоде $E_{Fc} = 0.3 \text{ eV}$, и возможна высота барьера 0.4 eV. При таких условиях также можно оценить тепловыделение. РТ с большой плотностью тока приводит к разогреву. Для снижения рабочих температур при РТ следует выполнять размеры катода и анода малыми, а термостаты массивными. Удобно использовать равные сеточные и анодные напряжения при условии $U_a = E_{Fc}/e$. Выравнивание барьеров в этом случае возможно путем изменения их размеров и изменения РВ на катоде и на сетках. Необходимо увеличивать РВ материала сеток по сравнению с РВ катода. Удобными такими материалами с повышенной РВ являются многослойный графен, вольфрам, палладий, платина (соответственно РВ: 4.8; 4.54; 4.91–5.01; 5.0; 5.35–6.35 eV). Увеличить РВ можно фторированием. Для образования глубоких резонансных уровней на катоде ЭФ должна быть высокой при низкой эффективной РВ. Регулировать РВ электродов и выравнивать барьеры можно изменением электронного сродства. Например, весьма большее значение сродства к электрону имеют гексафторид платины ($7.0 \pm 0.35 \text{ eV}$) и Pt₃Zr. Увеличение размеров электродов сетки приводит к увеличению размеров ям и к увеличению числа резонансов. Барьеры в несколько нанометров приводят к снижению плотности тока на порядок. Их технологически выполнить проще. Обычно металлические пленки на диэлектрических подложках выполняются от 2 nm и более. Самая тонкая одинарная сетка может быть выполнена из n -слоеного графена. При $n = 2$ получаем толщину 0.34 nm, при $n = 4$ получаем толщину 1.02 nm. Малые напряжения и неглубокие ямы могут приводить к отсутствию резонансов или к одному резонансу. В этом случае термоэмиссия может быть существенной.

Заключение

В работе рассмотрена 1D-модель ТПЭ в наноразмерных квантовых РТС с тремя электродами, а также в диодной структуре, когда нагрев электродов происходит за счет тока структуры. Найдены условия, когда в сильнооточных структурах обратным током можно пренебречь. Его следует учитывать при весьма малых анодных напряжениях, либо при сильно нагретом аноде. Получены общие выражения при отличающихся температурах электродов и рассмотрен баланс тепла. Подход можно использовать для нестационарных процессов, для чего необходимо совместно решать соответствующие УШ, УП и УТФ. Малое время пролета в таких структурах делает их перспективными для создания приборов ТНЗ-диапазона. Исползованные упрощения анализа теплопереноса приводят к необходимости считать полученные численные результаты оценочными. Тем не менее показана принципиальная достижимость температур электродов ниже 2000 К при весьма больших плотностях тока в РТС в квазистационарном режиме.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00226.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Д.И. Проскуровский. *Эмиссионная электроника* (Изд-во ТГУ, Томск, 2010)
- [2] C. Herring, M.H. Nichols. *Rev. Mod. Phys.*, **21** (2), 185 (1949).
- [3] W.B. Nottingham. *Thermionic Emission*. In: *Electron-Emission Gas Discharges I / Elektronen-Emission Gasentladungen I. Encyclopedia of Physics / Handbuch der Physik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1956), v. 4/21. DOI: 10.1007/978-3-642-45844-6_1
- [4] G.N. Fursey. *Field Emission in Vacuum Micro-Electronics* (Kluwer Academic Plenum Publishers, Springer, NY., 2005)
- [5] N. Egorov, E. Sheshin. *Field Emission Electronics* (Springer Series in Advanced Microelectronics, Springer Nature, 2017), v. 60.
- [6] L. Kevin, R.G. Forbes. *Surf. Interface Anal.*, **36**, 395 (2004). DOI: 10.1002/sia.1900
- [7] R.G. Forbes. *Royal Society Open Science*, **6** (12), 190912 (2019). DOI: 10.1098/rsos.190912
- [8] K.L. Jensen. *J. Vacuum Sci. Technol. B*, **21**, 1528 (2003). DOI: 10.1116/1.1573664
- [9] W.W. Dolan, W.P. Dyke. *Phys. Rev.*, **95** (2), 327 (1954). DOI: 10.1103/PHYSREV.95.327
- [10] A. Modinos. *Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy* (Plenum, NY., 1984)
- [11] E.L. Murphy, R.H. Good. *Phys. Rev.*, **102** (6), 1464 (1956). DOI: 10.1103/PhysRev.102.1464
- [12] S. Christov. *Phys. Stat. Sol.*, **17** (11), 11 (1966). DOI: 10.1002/PSSB.19660170103
- [13] K.L. Jensen, M. Cahay. *Appl. Phys. Lett.*, **88** (15), 154105 (2006). DOI: 10.1063/1.2193776
- [14] K.L. Jensen. *J. Appl. Phys.*, **102**, 024911 (2007). DOI: 10.1063/1.2752122
- [15] V. Semet, Ch. Adessi, T. Capron, R. Mouton, Vu Thien Binh. *Phys. Rev. B*, **75**, 045430 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.045430
- [16] K.L. Jensen. *A Thermal-Field-Photoemission, Model and Its Application*. In: *Modern Developments in Vacuum Electron Sources*, TAP, **135**, 345 (2020). DOI: 10.1007/978-3-030-47291-7_8
- [17] R.G. Forbes. *Renewing the Mainstream Theory of Field and Thermal Electron Emission*. In: *Modern Developments in Vacuum Electron Sources*, Springer Nature, ch. 9, 2020. DOI: 10.1007/978-3-030-47291-7_9
- [18] А.Б. Петрин. *ЖЭТФ*, **136** (2), 369 (2009). [A.B. Petrin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **109** (2), 314 (2009). DOI: 10.1134/S1063776109080184]
- [19] А.Б. Петрин. *ЖЭТФ*, **151** (6), 1005 (2017). [A.B. Petrin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **124** (6), 854 (2017). DOI: 10.1134/S1063776117050156]
- [20] K.L. Jensen, M.S. McDonald, M.K. Dhillon, D. Finkenstadt, A. Shabaev, M. Osofsky. *J. Vacuum Sci. Technol. B*, **40**, 022801 (2022). DOI: 10.1116/6.0001656
- [21] С.П. Бугаев, Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. *УФН*, **115**, 101 (1975). [S.P. Bugaev, E.A. Litvinov, G.A. Mesyats, D.I. Proskurovskii. *Sov. Phys. Usp.*, **18**, 51 (1975). DOI: 10.1070/PU1975v018n01ABEH004693]
- [22] M.V. Davidovich, I.S. Nefedov, O.E. Glukhova, M.M. Slepchenkov. *J. Appl. Phys.*, **130**, 204301 (2021). DOI: 10.1063/5.0067763
- [23] М.В. Давидович. *ЖТФ*, **92** (9), 1387 (2022). [M.V. Davidovich. *Tech. Phys.*, **67** (9), 1196 (2022)]. DOI: 10.21883/TP.2022.09.54684.257-21]
- [24] J. Robertson. *Mater. Sci. Eng. R*, **37**, 129 (2002). DOI: 10.1016/S0927-796X(02)00005-0
- [25] В.И. Хвесюк, А.С. Скрыбин. *ТВТ*, **55** (3), 447 (2017). [V.I. Khvesyuk, A.S. Scriabin. *High Temperature*, **55** (3), 428 (2017). DOI: 10.1134/S0018151X17030129]
- [26] А.С. Дмитриев. *Введение в нанотеплофизику* (БИНОМ. Лаборатория знаний, М., 2015)
- [27] Y. Dubi, M. Di Ventra. *Rev. Mod. Phys.*, **83** (1), 131 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.131
- [28] G. Chen, A. Shakouri. *Trans. ASME*, **124** (4), 242 (2002). DOI: 10.1115/1.1448331
- [29] Y. Ezzahri, K. Joulain, J. Ordenez-Miranda. *J. Appl. Phys.*, **128**, 105104 (2020). DOI: 10.1063/5.0017188
- [30] D.G. Cahilla, W.K. Ford, K.E. Goodson, G.D. Mahan, A. Majumdar, H.J. Maris, R. Merlin, S.R. Phillpot. *J. Appl. Phys.*, **93**, 793 (2003). DOI: 10.1063/1.1524305
- [31] Y.K. Koh, D.G. Cahill, B. Sun. *Phys. Rev. B*, **90**, 205412 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.205412
- [32] B. Vermeersch, A. Shakouri. *Nonlocality in Microscale Heat Conduction*. <https://arxiv.org/abs/1412.6555> (2014)
- [33] Ю.А. Кругляк. *Нанoeлектроника „снизу-вверх“* (Изд-во Стрельбицкого, Киев, 2016)
- [34] R. Tsu, L. Esaki. *Appl. Phys. Lett.*, **22** (11), 562 (1973). DOI: 10.1063/1.1654509 (1973)
- [35] L.L. Chang, L. Esaki, R. Tsu. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 593 (1974). DOI: 10.1063/1.1655067

- [36] S.Z. Deng, H.T. Xu, X.G. Zhen, Jun Zhou, Jun Chen, N.S. Xu. *Effect of Temperature on Field Emission Properties from Nanoclusters of Tungsten Oxide on Silicon Carbide* IEEE/CPMT/SEMI. 28th International Electronics Manufacturing Technology Symposium, 07–11 July 2003, IEEE. DOI: 10.1109/IVMC.2003.1223047
- [37] Y. Arakawa, A. Yariv. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22** (9), 1887 (1986). DOI: 10.1109/JQE.1986.1073185
- [38] E.X. Ping, H.X. Jiang. *Phys. Rev. B*, **40** (17), 11792 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevB.40.11792
- [39] O. Pinaud. *J. Appl. Phys.*, **92** (4), 1987 (2002). DOI: 10.1063/1.1494127
- [40] L. Esaki. *IEEE J. Quant. Electron.*, **22** (9), 1611 (1986). DOI: 10.1109/JQE.1986.1073162
- [41] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **128** (5), 922 (2005). [V.F. Elesin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **101**, 795 (2005). DOI: 10.1134/1.2149060]
- [42] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев. *ЖЭТФ*, **123** (6), 1308 (2003). [V.F. Elesin, Y.V. Kopaev. *J. Exp. Theor. Phys.*, **96**, 1149 (2003). DOI: 10.1134/1.1591227]
- [43] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **116** (2), 704 (1999). [V.F. Elesin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **89**, 377 (1999). DOI: 10.1134/1.558994]
- [44] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **112** (2), 483 (1997). [V.F. Elesin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **85**, 264 (1997). DOI: 10.1134/1.558273]
- [45] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **121** (4), 925 (2002). [V.F. Elesin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **94**, 794 (2002). DOI: 10.1134/1.1477905]
- [46] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **144** (5), 1086 (2013). [V.F. Elesin. *J. Exp. Theor. Phys.*, **117**, 950 (2013). DOI: 10.1134/S1063776113130104]
- [47] В.Ф. Елесин. *ЖЭТФ*, **145** (6), 1078 (2014). [V.F. Elesin. *JETP*, **118** (6), 951 (2014). DOI: 10.1134/S1063776114060041]
- [48] М.В. Давидович. *Письма в ЖЭТФ*, **110** (7), 465 (2019). [M.V. Davidovich. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, **110** (7), 472 (2019). DOI: 10.1134/S0370274X19190068]
- [49] М.В. Давидович, Р.К. Яфаров. *ЖТФ*, **88** (2), 283 (2018). [M.V. Davidovich, R.K. Yafarov. *Tech. Phys.*, **63** (2), 274 (2018). DOI: 10.1134/S106378421802010X]
- [50] М.В. Давидович, Р.К. Яфаров. *ЖТФ*, **89** (8), 1282 (2019). [M.V. Davidovich, R.K. Yafarov. *Tech. Phys.*, **64** (8), 1210 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47905.402-18]
- [51] Ю.А. Чаплыгин, В.К. Неволин, В.А. Петухов. *ДАН*, **436** (2), 179 (2011). [Yu.A. Chaplygin, V.K. Nevolin, V.A. Petukhov. *Dokl. Phys.*, **56**, 1 (2011). DOI: 10.1134/S1028335811010058]
- [52] J.G. Simmons. *J. Appl. Phys.*, **34**, 1793 (1963). DOI: 10.1063/1.1702682