

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НА ПОВЕРХНОСТИ

УДК 539.2.01

ВЛИЯНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯДА С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТАЛЛА ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Л.Г. Ильченко, Т.В. Горайчук, В.В. Лобанов

*Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова 17, 03164, Киев-164*

В рамках нелокальной электростатики проведен расчет электростатического потенциала вблизи полуограниченного металла при наличии внешнего электрического поля с учетом микроскопической структуры его поверхности.

Показано, что вклад структурного потенциала в полный потенциал ион-поверхностного взаимодействия в приложенном поле определяется как концентрацией электронов металла-подложки, так и микроскопической структурой её поверхности (атомной структурой соответствующей грани металла и степенью её адсорбционного покрытия). Уменьшение концентрации свободных электронов в металле и степени субмонослойного покрытия его поверхности упорядоченной решеткой адсорбированных атомов (при условии квазинейтральности поверхности металла) приводит к увеличению вклада структурного потенциала.

The electrostatic potential near the surface of semilimited metal in an external electric field is calculated, using of the nonlocal electrostatics methods, the microscopic structure of its surface being taken into account.

The contribution of the structure potential to the ion-surface interaction full potential in an external electric field was shown to depend on the electron concentration of metal substrate as well as on microscopic structure of its surface (the atomic structure of the relative metal face and the level of its adsorption covering). A decrease in free electron concentration in metal and in degree of submonolayer covering its surface by ordered lattice of adsorbed atoms (provided metal surface is quasineutral) results in a considerable increase of the contribution of the structure potential.

Введение

Прогресс современной вакуумной наноэлектроники требует более точного теоретического описания взаимодействия зарядов (электронов и ионов) с поверхностью твердых тел. Протекание адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности металлов (пленок металлов), которые используются в гетероструктурных газовых сенсорах [1, 2], во внешних электрических полях F , эмиссионные характеристики металлических или слоистых катодов [3] и др., существенно зависят как от электронной структуры металлов, так и от зарядового состояния их поверхности (наличия адсорбционных покрытий, заряженных комплексов, дипольных слоев и др.).

В классической (локальной) электростатике распределение потенциала $V_{cl}(x, F)$ вблизи поверхности металла при наличии постоянного электрического поля F в зависимости от расстояния x имеет вид

$$V_{cl}(x, F) = -e^2 / 4x \pm eFx, \quad (1)$$

где первый член – потенциал сил изображения $V_{cl}^0(x)$, а второй – определяет вклад внешнего электрического поля F .

Известно, что расходимость $V_{cl}^0(x)$ на резкой границе раздела металл-вакуум ($x = 0$) устраняется корректным учетом электронной структуры металла в рамках современных теоретических моделей [4 – 8], так что распределение потенциала $V(x, F)$ в области $x \geq 0$ (вакуум) с хорошей точностью задается зависимостью (при отсутствии зарядов на поверхности)

$$V(x, F) = -e^2 / 4(x + x_0) \pm eF(x + x_1). \quad (2)$$

Параметры x_0 и x_1 определяются электронной структурой металла и аналитически рассчитываются в рамках нелокальной электростатики [7, 8].

В данной работе определен ход электростатического потенциала взаимодействия заряда e с полугораниченным металлом при наличии внешнего постоянного электрического поля F с учётом как эффектов пространственной дисперсии в диэлектрической функции металла $\varepsilon(\vec{k})$ в приближении Томаса-Ферми (ПТФ), так и микроскопической (атомной) структуры металлической поверхности.

Показано, что на эмиссионные и адсорбционно-десорбционные процессы в присутствии внешних электрических полей на металлической поверхности влияют концентрация электронов металла-подложки и микроскопическая структура её поверхности (тип соответствующей грани металла и степень её адсорбционного покрытия). Увеличению вклада структурного потенциала, обусловленного атомной структурой поверхности, в полный потенциал ион-поверхностного взаимодействия способствует уменьшение концентрации свободных электронов в металле и степени субмонослойного покрытия его поверхности упорядоченной решеткой адсорбированных атомов.

Теория

Электростатический потенциал взаимодействия электрона (заряд дан в ат. ед.) с поверхностью металла $V(\vec{r}, \sigma, F)$ во внешнем поле F , определяется его электронной структурой, свойствами полупроводниковой подложки (при наличии) и состоянием поверхности (присутствием адсорбционных покрытий, заряженных комплексов, дипольных слоёв и др.) [9, 10]. Наличие на поверхности металлической подложки заряда с плотностью $\sigma(y, z)$ в плоскости поверхности ($x = 0$) при наложении внешнего поля F приводит к скачку $(4\pi\sigma \pm F)$ перпендикулярной составляющей вектора электростатической индукции на границе раздела металл-вакуум, так что распределение полного электростатического потенциала взаимодействия в вакууме ($x \geq 0$) вблизи поверхности металла имеем вид

$$V(\vec{r}, \sigma, F) = V^0(x) + \Delta V(\vec{r}, \sigma, F), \quad (3)$$

$$\Delta V(\vec{r}, \sigma, F) = \Delta V(\vec{r}, \sigma, F) + \Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma), \quad (4)$$

где $V^0(x)$ – потенциал сил изображения рассчитанный в рамках нелокальной электростатики, $\Delta V(\vec{r}, \sigma, F)$ и $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma)$ – зарядово-полевая и структурная компоненты полного потенциала соответственно.

В [5, 8] было показано, что непрерывное распределение потенциала сил изображения $V^0(x)$ на границе раздела металл-вакуум достигается учётом пространственной дисперсии, т.е. зависимостью диэлектрической функции металла $\varepsilon(\vec{k})$ от волнового вектора, которая в длинноволновом приближении Томаса – Ферми (ПТФ) имеет вид, согласно которому

$$\varepsilon(\vec{k}) = 1 + \frac{\kappa^2}{k^2}, \quad \vec{k} = \{k_{\perp}, q\}, \quad (5)$$

где $\kappa^{-1} = (E_F / 6\pi e^2 n)^{1/2}$, $E_F = \hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3} / 2m^*$, n , m^* – радиус экранирования Томаса-Ферми, энергия Ферми, концентрация и эффективная масса свободных электронов в металле.

В ПТФ потенциал сил изображения $V^0(x)$ в области вакуума ($x \geq 0$) определяется выражением [4, 5]

$$V^0(x) = -\frac{e^2}{4x} \left\{ 1 + \frac{1}{(\kappa \cdot x)^2} + \pi [H_0(2\kappa \cdot x) - N_0(2\kappa \cdot x)] - \frac{\pi}{\kappa \cdot x} [H_1(2\kappa \cdot x) - N_1(2\kappa \cdot x)] \right\}, \quad (6)$$

где $H_n(z)$ и $N_n(z)$ – функции Струве и Неймана n -го порядка соответственно и, хорошей аппроксимацией которого есть уравнение (2) при $x_0 = 0,75\kappa^{-1}$, $x_1 = \kappa^{-1}$, $F = 0$ [7, 10].

Для учета микроскопической структуры поверхности металла в предположении, что поверхностная плотность заряда σ сформирована упорядоченными решетками поверхностных атомов и адсорбированных ионов (для упрощения расчетов рассмотрены квадратные решётки) с двумерной концентрацией $N_i = a_i^{-2}$, стороной решетки a_i и эффективным зарядом e_i^* на поверхностных атомах i -го типа. Фурье-компоненту суммарной плотности фиксированного заряда $\sigma(q)$ на упорядоченных поверхностных решётках представим в виде [9, 10]

$$\sigma(q) = \sum_{i=1}^{\nu} \sigma_i(q) = (2\pi)^2 \sum_{i=1}^{\nu} e_i^* N_i \left[\delta(q_y) \delta(q_z) + \delta\left(q_y - \frac{2\pi}{a_i}\right) \delta\left(q_z - \frac{2\pi}{a_i}\right) \right], \quad (7)$$

где $\sigma_i(q)$ – Фурье-компонента плотности фиксированного заряда на поверхностных атомах i -го типа и ν – количество типов атомных решёток. Первый член в (7) соответствует однородной (не модулированной) плотности заряда на поверхности металлического образца.

В ПТФ с учётом атомной (микроскопической) структуры металлической поверхности (7), следуя рекомендациям работ [9, 10] по расчёту зарядово-полевой $\Delta V(\vec{r}, \sigma, F)$ и структурной $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma)$ компонент полного потенциала $V(\vec{r}, \sigma, F)$ электростатического взаимодействия внешнего заряда e с поверхностью металла получим

$$\Delta V(\vec{r}, \sigma, F) = -e \frac{(4\pi\sigma \pm F)}{\kappa} \mp eFx + \Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma), \quad (8)$$

$$\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma) = - \sum_{i=1}^{\nu} \frac{4\pi e \cdot \sigma_i \cdot A_1^i(0) \cdot A_2^i(x)}{A_1^i(0) + A_2^i(0)} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{a_i} y\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{a_i} z\right), \quad (9)$$

где

$$A_1^i(0) = \frac{1}{\beta_1^i}, \quad A_2^i(x) = \frac{\exp(-x \cdot \beta_2^i)}{\beta_2^i}, \quad \beta_1^i = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{2\pi}{a_i}\right)^2 + \kappa^2}, \quad \beta_2^i = \left(\frac{2\pi}{a_i}\right) \sqrt{2}. \quad (10)$$

Результаты

Оценим влияние электронной структуры металлической подложки на электростатический потенциал $V(\vec{r}, \sigma, F)$ вблизи поверхности металла во внешнем поле F без учета микроскопической структуры квазинейтральной поверхности подложки металла, когда $\sigma = \sum_{i=1}^{\nu} \sigma_i = 0$ и $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma) = 0$. На рис. 1 показано распределение

электростатического потенциала взаимодействия заряда (иона) с металлом разной электронной структуры при отсутствии внешнего поля $F = 0$ (кривые 2), а также в прижимающем (кривые 1) и вытягивающем (кривые 3) постоянном электрическом поле, полученные согласно уравнениям (3), (6) и (8) и работам [3, 5, 7].

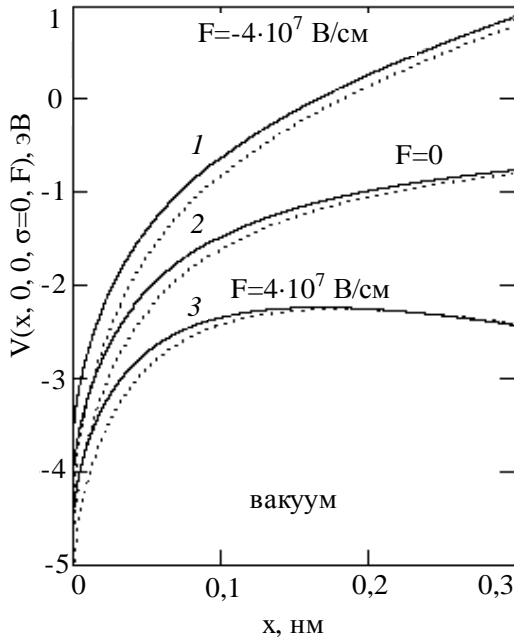


Рис. 1. Распределение $V(\vec{r}, \sigma, F)$ вблизи поверхности металла с параметрами: $\varphi = 4,6 \text{ эВ}$, $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6135 m_0$ (сплошные кривые) и $\varphi = 4,6 \text{ эВ}$, $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ (точечные кривые).

Для определения влияния электронной структуры металла-подложки на $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma)$, обусловленный микроскопической структурой поверхности, рассмотрим квазинейтральную поверхность с двумя типами упорядоченных поверхностных решеток $\nu = 2$. В этом случае суммарная плотность заряда на границе раздела металл-вакуум $\sigma = \sum_{i=1}^{\nu} \sigma_i = 0$, что обеспечивается следующими значениями параметров: $e_1^* = 0,05$,

$N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (первая решетка), степенью адсорбционного покрытия $\theta = 0,04$ и эффективным зарядом на адатомах упорядоченной второй решетки $e_2^* = -1,25$.

Латеральное (вдоль поверхности) распределение структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ на границе раздела ($x = 0$), рассчитанное согласно уравнений (9), (10) для двух металлов с одинаковой работой выхода $\phi = 4,6 \text{ эВ}$, но разной концентрацией свободных электронов, показано на рис. 2.

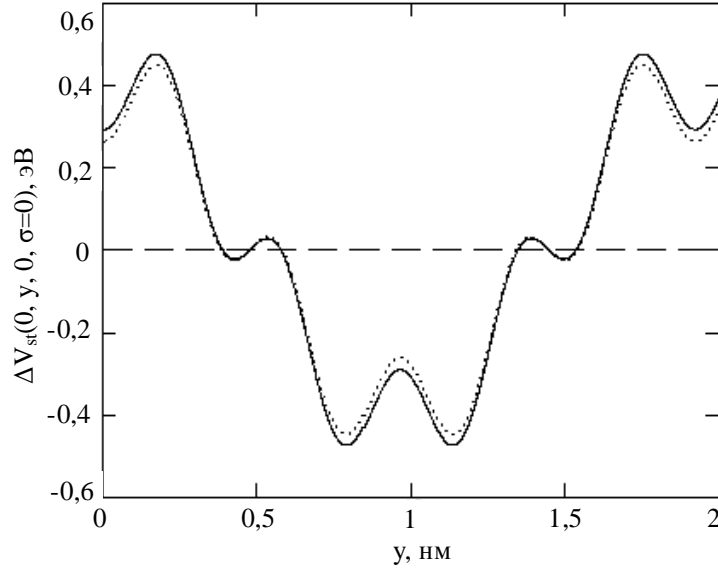


Рис. 2. Распределение структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ на металлической поверхности с микроскопическими параметрами: $e_1^* = 0,05$, $N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $e_2^* = -1,25$, $N_2 = 2,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для металлов с $\phi = 4,6 \text{ эВ}$ $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6135 m_0$ (сплошная кривая) и $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ (точечная кривая).

Как видно из рис. 2, увеличение концентрации свободных электронов приводит к уменьшению амплитуды структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ и соответственно его вклада в полный потенциал поверхности металла.

Влияние атомной структуры металла-подложки на полный электростатический потенциал взаимодействия заряда с металлической поверхностью со степенью её покрытия упорядоченным субмонослоем адсорбата $\theta = 0,028$ в прижимающем электрическом поле $F = -2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ при удалении заряда (иона) в область вакуума ($x \geq 0$) продемонстрировано на рис. 3. Рельеф потенциала создаваемый металлом $V(\vec{r}, \sigma, F)$ в прижимающем поле рассчитан в ПТФ согласно уравнениям (3), (4) с учетом (6) и (8) – (10) для двух металлов с одинаковой работой выхода $\phi = 4,6 \text{ эВ}$, но разной концентрацией электронов: $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6135 m_0$ (сплошные кривые) и $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ (точечные кривые).

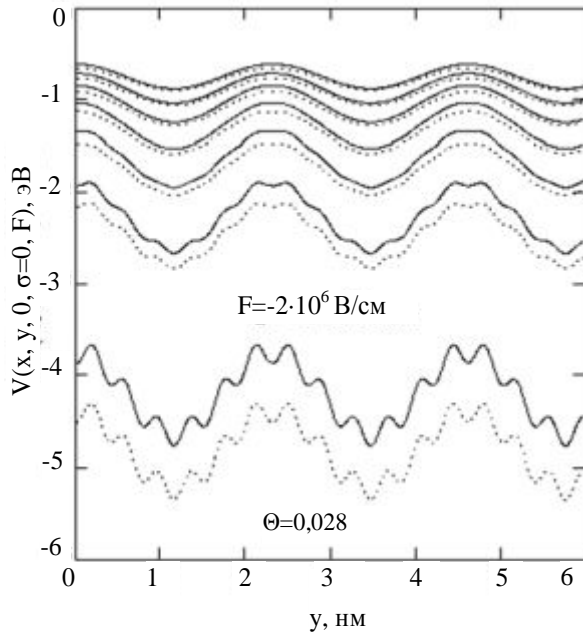


Рис. 3. Распределение полного электростатического потенциала $V(x, y, 0, \sigma = 0, F)$ во внешнем поле $F = -2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ вблизи металлической поверхности с $\nu = 2$ и микроскопическими параметрами: $e_1^* = 0,05$, $N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $e_2^* = -1,8$, $N_2 = 1,889 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при удалении в вакуум на расстояния $x = 0; 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,25; 0,3 \text{ нм}$ для металлов с $\varphi = 4,6 \text{ эВ}$; $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6135 m_0$ (сплошные кривые) и $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ (точечные кривые).

Результаты аналитических расчетов для вытягивающих электрических полей $F = 2 \cdot 10^7$, $F = 4 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ и при его отсутствие ($F = 0$) показаны сплошными кривыми на рис. 4. Распределению потенциального барьера без учета вклада атомной структуры поверхности металла соответствуют штриховые кривые.

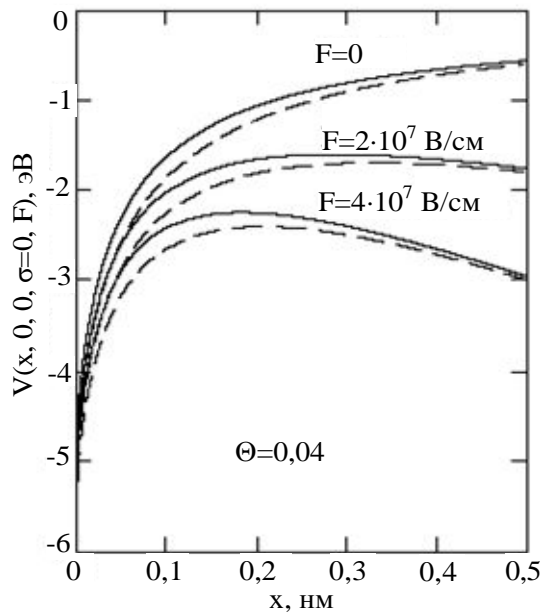


Рис. 4. Формирование потенциального барьера $V(\vec{r}, \sigma = 0, F)$ в полях $F = 2 \cdot 10^7$ и $F = 4 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ вблизи поверхности металла с параметрами: $\varphi = 4,6 \text{ эВ}$, $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ и атомной структурой: $e_1^* = 0,05$, $N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $e_2^* = -1,25$, $N_2 = 2,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (сплошные кривые). Соответствующие штриховые кривые – распределение $V(\vec{r}, \sigma = 0, F)$ без учета вклада структурного потенциала. Для сравнения показано распределение $V(\vec{r}, \sigma = 0, 0)$.

На рис. 5 сплошными кривыми 1 – 3 изображен вклад $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ в латеральное распределение полного потенциала $V(0, y, 0, \sigma, F)$ на границе раздела металл-вакуум ($x = 0$) во внешнем электрическом поле $F = 2 \cdot 10^7$, $F = 4 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ и при $F = 0$ для степени покрытия поверхности упорядоченной решеткой адатомов $\theta = 0,04$. Соответствующие штриховые прямые 1' – 3' распределение полного потенциала без учета атомной структуры поверхности металла, когда $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0) = 0$.

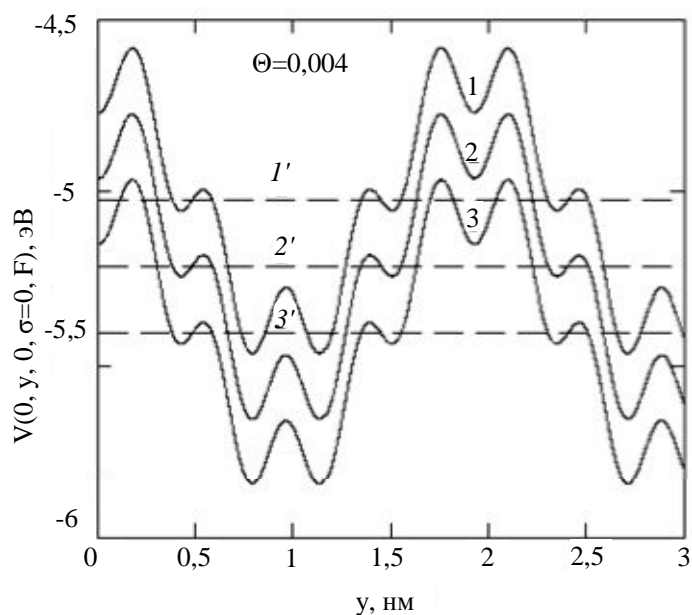


Рис. 5. Латеральное распределение полного потенциала $V(0, y, 0, \sigma = 0, F)$ на поверхности металла ($x = 0$) с параметрами: $\varphi = 4,6$ эВ, $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ и атомной структурой: $e_1^* = 0,05$, $N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $e_2^* = -1,25$, $N_2 = 2,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (сплошные кривые) во внешних полях $F = 0$ (кривая 1), $F = 2 \cdot 10^7$ (кривая 2) и $F = 4 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ (кривая 3). Соответствующие штриховые прямые 1' – 3' – распределение $V(\vec{r}, \sigma = 0, F)$, когда $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0) = 0$.

Из рис. 4, 5 видно, что микроскопическая структура металлической поверхности существенно влияет на формирование потенциального барьера для электронов, туннелирующих из металла в вакуум в сильных электрических полях. Диапазон изменения высоты потенциального барьера вдоль поверхности обусловлен как концентрацией электронов металла, так и атомной структурой поверхности.

Влияние степени покрытия θ квазинейтральной поверхности металла в прижимающем поле $F = -2 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ на полный электростатический потенциал $V(\vec{r}, \sigma, F)$ для заряда в вакууме на расстоянии $x = 0,05$ нм от границы раздела продемонстрировано на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что увеличение степени покрытия поверхности θ при условии её квазинейтральности приводит к уменьшению амплитуды структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ и ослаблению влияния микроскопической (атомной) структуры поверхности при приближении заряженной частицы к металлу.

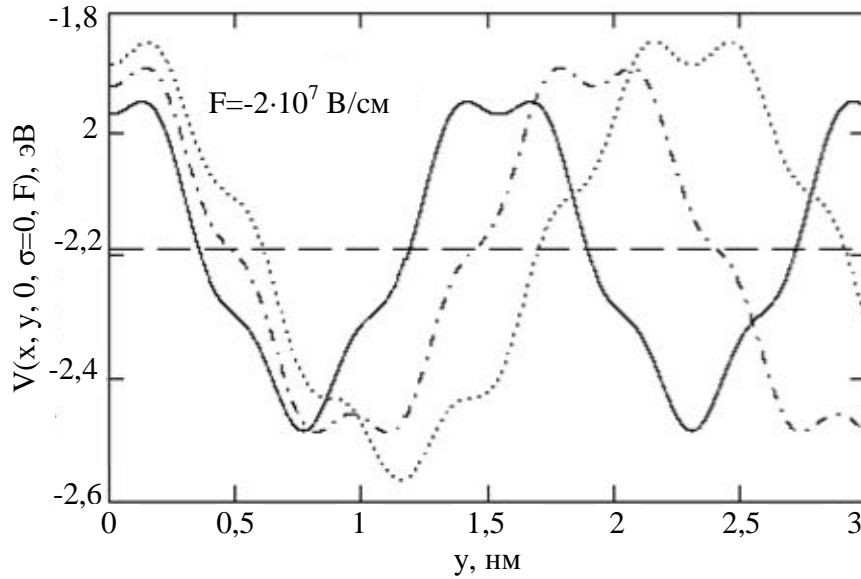


Рис. 6. Латеральное распределение полного потенциала $V(0, y, 0, \sigma = 0, F)$ во внешнем поле $F = -2 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ на расстоянии $x = 0,05 \text{ нм}$ от поверхности металла с параметрами: $\varphi = 4,6 \text{ эВ}$, $n = 1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $m^* = 0,6374 m_0$ и атомной структурой $e_1^* = 0,05$, $N_1 = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, когда $\theta = 0,062$: $e_2^* = -0,8$, $N_2 = 4,25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (сплошная кривая), $\theta = 0,04$: $e_2^* \equiv -1,25$, $N_2 = 2,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (штрих-пунктирная кривая) и $\theta = 0,028$: $e_2^* = -1,8$, $N_2 = 1,889 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (точечная кривая). Штриховая прямая – распределение $V(x = 0,05 \text{ см}, F = -2 \cdot 10^7 \text{ В/см})$, рассчитанное без учета вклада структурного потенциала.

Выводы

Вклад структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$, обусловленного атомной структурой поверхности металла, в полный потенциал ион-поверхностного взаимодействия $V(\vec{r}, \sigma, F)$ значительно усиливается при приближении заряженной частицы к металлическому образцу (рис. 3), так что на поверхности он может быть доминирующим (рис. 5).

Этим можно объяснить особенности эмиссии электронов с плоской металлической поверхности. В том случае возникновение центров эмиссии (точка максимального понижения высоты потенциального барьера) может быть связано с микроскопической структурой поверхности. Поэтому, в случае упорядоченных решеток поверхностных и адсорбированных атомов, возможно появление упорядоченной решетки эмиссионных центров, параметры которой определяются как электронной структурой металла-подложки (рис. 1 и рис. 3), так и, в значительной степени, структурой поверхности с субмонослойным адсорбционным покрытием.

Можно предположить, что в прижимающих электрических полях F также возникает упорядоченная решетка адсорбционных центров, обусловленная максимальным увеличением ион-поверхностного взаимодействия при приближении заряда к поверхности металла на расстояния, когда вклад структурного потенциала $\Delta V_{st}(\vec{r}, \sigma = 0)$ становится существенным (рис. 3).

Работа выполнена при финансовой поддержке Комплексной программы фундаментальных исследований «Наноструктурные системы, наноматериалы,

нанотехнологии» в рамках проекта „Теоретическое моделирование механизмов взаимодействия наночастиц металлов, полупроводников и диэлектриков между собой и с биологически активными молекулами.

Литература

1. About the gas sensitivity of contacts metal - silicon with the superthin nickel and titanium films to the ammonia environment / O.I. Bomk, L.G. Il'chenko, V.V. Il'chenko, G.V. Kuznetsov, A.M. Pinchuk, V.M. Pinchuk // Sensors and Actuators B. Chemical. – 2000. – V. 62, № 2. – P. 131 – 139.
2. Друга похідна вольтамперних характеристик, як метод дослідження відгуку та його природи в нанорозмірних поверхнево-бар'єрних структурах титан-кремній при адсорбції аміаку / О.Й. Бомк, В.В. Ільченко, Л.Г. Ільченко, О.І. Кравченко // Вісник Київськ. ун-ту, серія: фіз.-мат. науки. – 2002. – № 4. – С. 283 – 295.
3. Il'chenko L.G., Il'chenko V.V. Theoretical Calculation of the Tunnel Characteristics Superthin diamond Films on the Metal Substrate // 12th International Vacuum Microelectronics Conference 6th-9th July 1999. – Darmstadt, Germany, Technical Digest, 1999. – P. 104 – 105.
4. Сидякин А. В. Вычисление поляризационного вклада в энергию взаимодействия заряда с поверхностью металла // ЖЭТФ. – 1970. – Т. 58, № 2. – С. 573 – 581.
5. Electrostatic energy and screened charge interaction near the surface of metals with different Fermi surface shape / A.M. Gabovich, L.G. Il'chenko, E.A. Pashitskii, Yu.A. Romanov // Surface Sci. – 1980. – V. 94, № 1. – P. 179 – 203.
6. Lang N.D. Apparent barrier height in scanning tunneling microscopy // Phys. Rev. B – 1988. – V. 37, № 1. – P. 10395 – 10398.
7. Il'chenko L.G., Kryuchenko Yu.V. External field penetration effect on current-field characteristics of metal emitters // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1995. – V. 13, № 2 – P. 566 – 570.
8. Il'chenko L.G., Goraychuk T.V. Role of the image forces potential in the formation of the potential barrier between closely spaced metals // Surface Sci. – 2001. – V. 478, № 3 – P. 169 – 179.
9. Microscopic structure of the semiconductor surface in the external electric field / L.G. Il'chenko, V.V. Il'chenko, T.V. Goraychuk, I.W. Rangelow // Chemistry, physics and technology of surfaces. – 2001. – Iss. 4 – 6. – P. 186 – 195.
10. Il'chenko L.G., Lobanov V.V. The contribution of microscopical structure of surface to the interaction potential of charge with surface of metal and quantum size film // Investigations on Sensor Systems and Technologies // Ed. A.V. El'skaya, V.D. Pokhodenko. – Kyiv, 2006. – P. 231 – 40.