

## Пиннинг уровня Ферми, вызванный адсорбцией

© С.Ю. Давыдов, С.В. Трошин\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ),  
197376 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Sergei.Davydov@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 1 августа 2007 г.)

Показано, что наведенный адсорбцией пиннинг уровня Ферми имеет место при степенях покрытия  $\Theta^*$ , соответствующих мелкому экстремуму или насыщению работы выхода системы. В рамках модифицированной модели адсорбции Андерсона–Ньюенса получены уравнения для определения  $\Theta^*$ . Приведен анализ экспериментальных данных по адсорбции атомов щелочных, щелочно-земельных (Ba) и редкоземельных металлов и водорода на полупроводниках (кремнии, арсениде галлия и диоксиде титана). Сделаны оценки положения уровня Ферми на поверхности полупроводника.

Работа выполнена при поддержке целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы Российской Федерации“ (проект РНП 2.1.2.1716К).

PACS: 73.20.Nb, 71.55.Cn, 71.55.Eq

1. Под пиннингом уровня Ферми понимается его фиксация на поверхности полупроводника относительно краев разрешенных зон, вызванная наличием в приповерхностной области каких-либо квазилокализованных состояний [1]. К таким состояниям могут относиться собственные поверхностные уровни полупроводника, уровни приповерхностных дефектов, а также состояния, наведенные адатомами. В настоящей работе будем рассматривать именно состояния адатомов, считая, что в отсутствие таковых зоны в приповерхностной области являются плоскими.

В зависимости от взаиморасположения квазиуровня адатома и уровня Ферми (химического потенциала) субстрата адсорбированные атомы могут либо отдавать электроны подложке, выступая в качестве доноров, либо, наоборот, захватывать электроны, оставляя в подложке дырки и являясь при этом акцепторами [2,3]. Наличие заряженных адатомов вызывает изгиб зоны проводимости  $E_C$  и валентной зоны  $E_V$  полупроводника [4,5]

$$\begin{aligned} E_C(x) &= E_{C0} - e\varphi(x), \\ E_V(x) &= E_{V0} - e\varphi(x), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\varphi$  — электростатический потенциал:  $\varphi > 0$ , если зоны изгибаются вниз;  $\varphi < 0$ , если зоны изгибаются вверх:  $x = 0$  — координата поверхности подложки, совпадающей с плоскостью  $(0yz)$ , причем подложка занимает правое полупространство,  $e$  — величина заряда электрона,  $E_{C0}$  и  $E_{V0}$  — положения зоны проводимости и валентной зоны в объеме полупроводника. Можно показать [5–7], что плотность поверхностного заряда адатомов  $\sigma_s$ , связана с приведенным поверхностным потенциалом (безразмерной потенциальной энергией)  $\psi_s = e\varphi_s/k_B T$  ( $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — аб-

солютная температура,  $\varphi_s > 0$ )<sup>1</sup> определенными соотношениями. При адсорбции отрицательно заряженных адатомов (акцепторов) на  $p(n)$ -подложке, когда зоны изгибаются вверх по направлению к поверхности, можно показать (см. Приложение), что

$$|\sigma_s| = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}{e L_{p(n)}} \sqrt{e^{\pm \psi_s} \mp \psi_s - 1}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника; дебаевские длины имеют вид

$$L_p = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}{2e^2 p}}, \quad L_n = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}{2e^2 n}}. \quad (3)$$

При адсорбции положительно заряженных адатомов (доноров) на  $p(n)$ -подложке, когда зоны изгибаются вниз по направлению к поверхности, имеем

$$\sigma_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}{e L_{p(n)}} \sqrt{e^{\mp \psi_s} \pm \psi_s - 1}. \quad (4)$$

Отметим, что при получении выражений (2) и (4) мы учитывали только основные носители.

Легко показать (см., например, [6,7]), что в случае адсорбции частиц с зарядом  $Z$  и концентрацией  $N = N_{ML}\Theta$  плотность поверхностного заряда адатомов

$$\sigma_s = eZ\Theta N_{ML}. \quad (5)$$

Здесь степень покрытия  $\Theta = N/N_{ML}$ , где  $N$  и  $N_{ML}$  — концентрации частиц в адсорбированном слое и монослое соответственно (мы рассматриваем только субмонослой-

<sup>1</sup> В дальнейшем будем считать значение  $\psi_s$  всегда положительным, а направление изгиба зон учитывать с помощью соответствующего знака.

**Таблица 1.** Адсорбция атомов щелочных металлов на кремнии и арсениде галлия (теоретические значения  $\Theta^*$  взяты из работ [23–25])

	Li/Si (100)	K/Si (100)	Rb/Si (100)	Cs/Si (100)	K/GaAs (110)	Cs/GaAs (110)
$\Theta^*$ , теория	0.75 насыщение	0.40 насыщение	0.40 минимум	0.30 минимум	0.70 насыщение	0.80 насыщение
$\Theta^*$ , эксперимент	0.75 [11] насыщение	0.40 [12] насыщение	0.60 [9] минимум	0.35 [8] минимум; 0.40 [13] насыщение	0.80 [14] насыщение	0.90 [15] насыщение

ные покрытия  $0 \leq \Theta \leq 1$ ). Из теории адсорбции также следует, что вызванное адатомами изменение работы выхода системы  $\Delta\phi$  дается выражением

$$\Delta\phi = -\Theta Z\Phi, \quad \Phi = e^2 N_{ML} \lambda / \epsilon_0, \quad (6)$$

где  $\lambda$  — длина адсорбционной связи.

2. Пиннинг уровня Ферми можно определить уравнением

$$\left( \frac{d\psi_s}{d\Theta} \right)_{\Theta \geq \Theta^*} = 0. \quad (7)$$

Действительно, при выполнении условия (7) края зон фиксируются на поверхности, так как при  $\Theta \geq \Theta^*$  зависимость изгиба зон от увеличения концентрации адатомов исчезает. При этом фиксируется и положение уровня Ферми в запрещенной зоне. Отметим, что условие (7) отвечает случаю насыщения функции  $\psi_s(\Theta)$ . Может, однако, иметь место ситуация, когда функция  $\psi_s(\Theta)$  имеет экстремум, соответствующий покрытию  $\Theta = \Theta^*$ . Если этот экстремум можно считать достаточно мелким, то в окрестности покрытия  $\Theta^*$  значения  $\psi_s$  будут меняться мало. Такой случай также будем относить к пиннингу.

Из выражений (2) и (4) вытекает, что выражению (7) отвечает условие  $(d\sigma_s/d\Theta)_{\Theta \geq \Theta^*} = 0$ . Далее, из сравнения формул (5) и (6) следует, что (7) эквивалентно уравнению

$$\left( \frac{d\Delta\phi}{d\Theta} \right)_{\Theta \geq \Theta^*} = 0. \quad (8)$$

Таким образом, пиннинг уровня Ферми отвечает состоянию насыщения работы выхода системы при  $\Theta \geq \Theta^*$  или слабо выраженному ее экстремуму при  $\Theta = \Theta^*$ . Это важный и, более того, весьма привлекательный результат. Действительно, влиянию адсорбции на работу выхода посвящено огромное число экспериментов, результаты которых можно разбить на две группы. К первой группе относятся системы, для которых зависимость  $\Delta\phi(\Theta)$  не имеет экстремума и не демонстрирует насыщения, ко второй — системы, для которых такой экстремум или насыщение наблюдаются. При этом, что особенно важно, значение  $\Theta^*$  может быть непосредственно определено из эксперимента.

Рассмотрим типичные адсорбционные системы, а именно: субмонослойные слои металлических атомов и атомов (молекул) газа на полупроводниках [2]. Экспериментальные значения  $\Theta^*$  для атомов щелочных металлов на Si(100) и GaAs(110) приведены в табл. 1, для атомов бария и редкоземельных металлов (РЗМ) на Si(111) — в табл. 2, для атомов щелочных металлов на TiO<sub>2</sub>(110) — в табл. 3 [8–22]. В тех же таблицах приведены теоретические значения  $\Theta^*$ , взятые из работ [23–28]. Согласие следует признавать вполне удовлетворительным.

При адсорбции атомов водорода на Ge(100) наблюдается максимум работы выхода при  $\Theta^* \sim 0.1$  [29]. При адсорбции H на Ge(111) имеют место минимум работы выхода при  $\Theta^* \sim 0.1$  и максимум при  $\Theta^* \sim 0.6$  [29]. Соответствующая теория представлена в работах [30,31].

Необходимо, однако, отметить следующее обстоятельство. В последние годы экспериментаторы, как правило, не затрудняют себя определением степени покрытия  $\Theta$ , а приводят результаты опытов в виде  $\Delta\phi(\tau)$ , где  $\tau$  — время нанесения пленки (время экспозиции). Теоретику

**Таблица 2.** Адсорбция атомов бария и редкоземельных металлов на Si(111) (теоретические значения  $\Theta^*$  взяты из работы [26])

	Ba	Sm	Eu	Yb
$\Theta^*$ , теория	0.6 насыщение	0.7 насыщение	0.7 насыщение	0.6 насыщение
$\Theta^*$ , эксперимент	0.4 насыщение	0.7 минимум	0.6 насыщение	0.6 минимум

**Таблица 3.** Адсорбция атомов щелочных металлов на TiO<sub>2</sub>(110) (теоретические значения  $\Theta^*$  взяты из работ [27,28])

	Na	K	Cs
$\Theta^*$ , теория	0.8 насыщение	0.7 насыщение	0.6 минимум
$\Theta^*$ , эксперимент	0.8 насыщение	0.7 насыщение	0.5 минимум

приходится самому сопоставлять время  $\tau$  с покрытием  $\Theta$ . При этом, естественно, имеет место определенный произвол.

3. Покажем теперь, как можно рассчитать величину покрытия  $\Theta^*$ , воспользовавшись моделью адсорбции Андерсона–Ньюнса (см., например, [23,24]), в рамках которой число заполнения состояния адатома  $n_a$  определяется уравнением

$$n_a(\Theta) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arccotg} \frac{\Omega - \xi \Theta^{3/2} Z(\Theta)}{\Gamma},$$

$$\xi = 2e^2 \lambda^2 N_{ML}^{3/2} A. \quad (9)$$

Здесь  $\Omega$  — положение центра тяжести квазиуровня адатома  $\varepsilon_a$  относительно положения уровня Ферми  $E_F^0$  в объеме субстрата,  $\Gamma$  — полуширина квазиуровня,  $A \sim 10$  — безразмерный коэффициент, слабо зависящий от геометрической структуры адсорбированного слоя,  $\xi$  — константа диполь-дипольного отталкивания адатомов,  $Z = 1 - n_a$  — заряд адатомов. Отметим, что при исследовании адсорбции газов [30,31] используется более сложная модель.

Легко показать, что условие (8) с учетом (6) приводит к уравнению

$$Z(\Theta) + \Theta \frac{dZ(\Theta)}{d\Theta} = 0, \quad (10)$$

определяющему степень покрытия  $\Theta^*$ . Подставляя (9) в (10), после ряда преобразований найдем

$$\xi \rho^* (\Theta^*)^{3/2} = 2, \quad (11)$$

где плотность состояний на адатоме

$$\rho^* \equiv \rho(\Theta^*) = \frac{2}{\pi} \frac{\Gamma}{[\Omega - \xi(\Theta^*)^{3/2} Z^*]^2 + \Gamma^2}, \quad (12)$$

$Z^* \equiv Z(\Theta^*)$ . Как следует из (11), возможность существования покрытия  $\Theta^*$  связана с выполнением неравенства  $\xi \rho^* > 2$ . Это означает, что, во-первых, константа энергии диполь-дипольного взаимодействия должна быть достаточно большой. Во-вторых, плотность состояний на адатоме при  $\Theta = \Theta^*$  не должна быть слишком малой. Следовательно, при покрытии  $\Theta^*$  квазиуровень адатома не должен быть чрезмерно удален по энергии от уровня Ферми подложки. Рассмотрим некоторые частные случаи. Если  $\Omega \gg \xi(\Theta^*)^{3/2} Z^*$ , то в наинизшем по  $\Theta^*$  приближении получим из формулы (11)

$$\Theta^* \approx \left( \frac{\pi(\Omega^2 + \Gamma_0^2)}{\Gamma_0 \xi} \right)^{2/3}. \quad (13)$$

Если  $|\Omega - \xi(\Theta^*)^{3/2} Z^*| \ll \Gamma^*$ , то

$$\Theta^* \approx \left( \frac{\pi \Gamma_0}{\xi} \right)^{2/3} \quad (14)$$

при условии, что выражение, стоящее в скобках, меньше единицы. При  $\Omega, \Gamma^* \ll \xi(\Theta^*)^{3/2} Z^*$  получим

$$\Theta^* \approx \left( \frac{\Gamma_0}{\pi \xi (Z_0)^2} \right)^{2/3}. \quad (15)$$

В выражениях (13)–(15) естественно предположить, что значение  $\Theta^*$  должно быть меньше единицы. Необходимым условием выполнения такого неравенства является достаточно малое значение отношения  $\Gamma_0/\xi$ . Для щелочных металлов на поверхности Si(100) имеем  $\Gamma_0 \sim 1.1$  eV, а  $\xi \sim 6-26$  eV, т.е. неравенство  $\Gamma_0/\xi \ll 1$  выполняется (исключение составляет случай адсорбции натрия, для которого  $\Gamma_0 \sim 1.7$  eV; как показывает эксперимент [12] (см. также [32]), в системе Na/Si(100) ни минимума, ни насыщения зависимости  $\Delta\phi(\Theta)$  не наблюдается). Аналогичная картина имеет место и для щелочных металлов, адсорбированных на диоксиде титана ( $\Gamma_0 = 1$  eV,  $\xi \sim 5-12$  eV).

При адсорбции K, Rb и Cs на поверхности GaAs(110) полуширина квазиуровня  $\Gamma_0 \sim 2.5$  eV и  $\xi \sim 12$  eV, так что отношение  $\Gamma_0/\xi$  достаточно мало. В результате для этих систем наблюдается насыщение. Аналогичная ситуация имеет место в случае адсорбции бария и PЗМ на поверхности Si(111), где  $\Gamma_0 \sim 2$  eV и  $\xi \sim 9$  eV.

4. Перейдем теперь к непосредственным оценкам положения уровня Ферми относительно краев зон при пиннинге. Как следует из выражения (2), при адсорбции атомов акцепторов на  $p(n)$ -подложке

$$\Theta^* |Z^*| = C_{p(n)} \sqrt{e^{\pm \psi_s^*} \mp \psi_s^* - 1},$$

$$C_{p(n)} \equiv \frac{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}{e^2 N_{ML} L_{p(n)}}; \quad (16)$$

при адсорбции атомов-доноров на  $p(n)$ -подложке

$$\Theta^* Z^* = C_{p(n)} \sqrt{e^{\mp \psi_s^*} \pm \psi_s^* - 1}. \quad (17)$$

Таким образом, для определения величины  $\psi_s^*$  необходимо решить уравнения (17) при известных значениях  $\Theta^*$  и  $Z^*$ .<sup>2</sup>

Сделаем некоторые оценки. Положим  $\varepsilon = 10$ ,  $T = 300$  K и  $N_{ML} = 6 \cdot 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>. Тогда при  $p(n) = 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> получим  $C_{p(n)} \approx 0.9 \cdot 10^{-4}$ , а при  $p(n) = 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> —  $C_{p(n)} \approx 0.9 \cdot 10^{-3}$  ( $C_{p(n)} \sim \sqrt{p(n)}$ ). Так как  $\Theta^* |Z^*| < 1$  и  $C_{p(n)} \ll 1$ , при  $\psi_s^* \gg 1$  получим для акцепторов, адсорбированных на  $p$ -подложке, следующее значение безразмерного поверхностного потенциала:

$$\psi_s^* (-/p) \approx \ln[(\Theta^* Z^* / C_p)^2]. \quad (18)$$

Здесь в круглых скобках в левой части уравнения первый символ отвечает знаку заряда адатома, второй — типу проводимости подложки. Полагая  $\Theta^* = 0.8$  и  $|Z^*| = 0.2$ , для концентрации основных носителей, равной  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup>, для  $p$ -подложки получим  $\psi_s^* \approx 15$ , а при  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> —  $\psi_s^* \approx 10.4$ , что соответствует 0.40 и 0.27 eV.

<sup>2</sup> К сожалению, во многих экспериментальных работах по изменению работы выхода, вызванного адсорбцией, не приводятся данные по легированию подложки и начальное значение работы выхода, что делает вычисления невозможными.

Аналогичное выражение получается для доноров на  $n$ -подложке

$$\psi_s^*(+/n) \approx \ln[(\Theta^* Z^*/C_n)^2]. \quad (19)$$

Для акцепторов, адсорбированных на  $n$ -подложке, и доноров, адсорбированных на  $p$ -подложке, при  $\psi_s^* \gg 1$

$$\psi_s^*(\mp/n(p)) \approx \left(\frac{\Theta^* Z^*}{C_{n(p)}}\right)^2. \quad (20)$$

Сравнение выражений (20) и (19) показывает, что воздействие на изгиб зон акцепторов, адсорбированных на  $n$ -подложке, и доноров, адсорбированных на  $p$ -подложке, значительно сильнее, чем акцепторов на  $p$ -подложке и доноров на  $n$ -подложке. Таким образом, наибольший эффект вызывает инжекция адатомами в подложку неосновных носителей заряда.

Отметим, что для количественных оценок выражение (20) применимо только в том случае, если заряд адатома чрезвычайно мал. Так как заряд адатома  $Z = 1 - n_a$ , из уравнения (9) следует, что условие  $Z \ll 1$  всегда выполняется, если

$$\varepsilon_a - \xi(\Theta^*)^{3/2} Z^* \approx E_F^0. \quad (21)$$

Это условие означает, что уровень адатома при  $\Theta = \Theta^*$  совпадает с уровнем Ферми субстрата. На подобный характер пиннинга уже указывалось в работе [33].

Если  $\psi_s^* \ll 1$ , из выражений (16) и (17) получим

$$\psi_s^* = \sqrt{2\Theta^* |Z^*| / C_{p(n)}}. \quad (22)$$

При этом заряд адатома практически равен нулю. Здесь вновь должно выполняться соотношение (21). В принципе подобная ситуация (очень малый заряд) возможна при адсорбции газов, например при адсорбции  $O_2$  на поверхности  $TiO_2(110)$  [34].

Положим, что в объеме  $n$ -полупроводника имеем  $E_{C0} - E_{Fn}^0 = \Delta$ , а в объеме  $p$ -полупроводника —  $E_{Fp}^0 - E_{V0} = \Delta$ , где  $E_{Fn}^0$  и  $E_{Fp}^0$  — положения уровня Ферми в объеме  $n$ - и  $p$ -подложек соответственно. Будем отсчитывать положение уровня Ферми на поверхности полупроводника  $E_{Fn(p)}^s$  от потока изогнутой валентной зоны. При адсорбции акцепторов на  $n$ -подложке положение уровня Ферми  $E_{Fn}^s \approx E_g - \psi_s^* - \Delta$ , где  $E_g = E_{C0} - E_{V0}$  — ширина запрещенной зоны. В случае  $p$ -подложки  $E_{Fp}^s \approx \Delta - \psi_s^*$ . Если  $\psi_s^* > \Delta$ , уровень Ферми оказывается внутри валентной зоны, т.е. имеет место вырождение. При адсорбции доноров на  $n$ -подложке  $E_{Fn}^s \approx E_g + \psi_s^* - \Delta$  (вырождение наступает при  $\psi_s^* > \Delta$ ), тогда как при адсорбции на  $p$ -подложке  $E_{Fp}^s \approx E_g - \psi_s^* - \Delta$ . Таким образом, в случае электроотрицательной адсорбции на  $n$ -подложке и электроположительной адсорбции на  $p$ -подложке уровень Ферми на поверхности полупроводника сдвигается к центру запрещенной зоны. В узкозонных полупроводниках такой сдвиг может приводить к инверсии проводимости.

Авторы благодарят А.Н. Пихтина за стимулирующую дискуссию.

## Приложение

Рассмотрим адсорбцию атомов-акцепторов на  $p$ -подложке. Значение  $(d\psi/dx)$  найдем из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{e\rho}{\varepsilon_0\varepsilon k_B T}. \quad (П1)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость, а плотность заряда  $\rho$  дается соотношением

$$\rho = e[p(x) - N_a^-], \quad (П2)$$

где  $p(x) = pe^{\psi(x)}$  и  $N_a^- = p$  ( $\psi > 0$ ).

Тогда имеем уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{e^2 p}{\varepsilon_0\varepsilon k_B T} [e^{\psi(x)} - 1] \quad (П3)$$

с граничными условиями

$$\psi(x \rightarrow \infty) = 0, \quad \left(\frac{d\psi}{dx}\right)_{x \rightarrow \infty} = 0. \quad (П4)$$

Умножая уравнение (П3) на  $2\left(\frac{d\psi}{dx}\right)$  и интегрируя по  $\psi$ , получим

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 = \frac{1}{L_p^2} (e^\psi - \psi) + C, \quad (П5)$$

где  $C$  — постоянная интегрирования, а  $L_p$  дается выражением (3). Учитывая граничные условия (П4), получим

$$\frac{d\psi}{dx} = -L_p^{-1} \sqrt{e^\psi - \psi - 1}. \quad (П6)$$

Здесь взят знак минус, так как с ростом  $x$  функция  $\psi(x)$  убывает. Свяжем теперь поверхностный потенциал  $\psi_s$  с величиной плотности поверхностного заряда  $|\sigma_s|$ :

$$|\sigma_s| = (\varepsilon_0\varepsilon k_B T/e) \left| \left(\frac{d\psi}{dx}\right)_{x=0} \right|, \quad (П7)$$

что с учетом (П6) соответствует первому из выражений (2).

## Список литературы

- [1] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Мир, М. (1983).
- [2] Л.А. Большов, А.П. Напартович, А.Г. Наумовец, А.Г. Федорус. УФН **122**, 125 (1977).
- [3] О.М. Браун, В.К. Медведев. УФН **157**, 631 (1989).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1977).
- [5] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, И.В. Карпенко, А.Г. Миронов. Сборник задач по физике полупроводников. Наука, М. (1968).
- [6] С.Ю. Давыдов, А.В. Павлык. ФТП **39**, 1068 (2005).
- [7] Д.Г. Аньчков, С.Ю. Давыдов, С.В. Трошин. Письма в ЖТФ **33**, 47 (2007).

- [8] S. Halas, T. Durakiewicz. *J. Phys.: Cond. Matter* **22**, 10 819 (1998).
- [9] L.S.O. Johanson, T. Düttemeyer, L. Duda, B. Reihl. *Phys. Rev. B* **58**, 5001 (1998).
- [10] В.С. Фоменко. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Наук. думка, Киев (1981).
- [11] C.Y. Kim, R.S. Shin, K.D. Lee, J.W. Chang. *Surf. Sci.* **324**, 8 (1995).
- [12] T. Kan, K. Mitsukawa, T. Ueyama, M. Takada, T. Yasue, T. Koshikawa. *Surf. Sci.* **460**, 214 (2000).
- [13] L. Adamowicz, M. Zbrozczyk. *Surf. Sci.* **352–354**, 730 (1996).
- [14] J.E. Ortega, R. Miranda. *Appl. Surf. Sci.* **56–58**, 211 (1992).
- [15] Э.Я. Зандберг, Н.И. Ионов. Поверхностная ионизация. Наука, М. (1969).
- [16] Т.В. Кравчино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. *ФТТ* **39**, 1672 (1997).
- [17] Т.В. Кравчино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. *ФТТ* **40**, 1937 (1998).
- [18] M. Komai, M. Sasaki, R. Ozawa, S. Yamamoto. *Appl. Surf. Sci.* **146**, 158 (1999).
- [19] Т.В. Кравчино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев. *ФТТ* **42**, 553 (2000).
- [20] M. Brause, S. Skordas, V. Kempter. *Surf. Sci.* **445**, 224 (2000).
- [21] H. Onishi, T. Aruga, C. Egawa, Y. Iwasawa. *Surf. Sci.* **199**, 54 (1988).
- [22] R. Casanova, G. Thornton, *J. Phys.: Cond. Matter* **3**, S91 (1991).
- [23] С.Ю. Давыдов, А.В. Павлык. *ФТП* **35**, 831 (2001).
- [24] С.Ю. Давыдов, А.В. Павлык. *ЖТФ* **74**, 95 (2004).
- [25] С.Ю. Давыдов, А.В. Павлык. *ЖТФ* **74**, 98 (2004).
- [26] С.Ю. Давыдов, А.В. Павлык. *ФТТ* **45**, 1325 (2003).
- [27] С.Ю. Давыдов, И.В. Носков. *Письма в ЖТФ* **27**, 1 (2001).
- [28] С.Ю. Давыдов, И.В. Носков. *ЖТФ* **72**, 137 (2002).
- [29] L. Surnev, M. Tikhov. *Surf. Sci.* **138**, 40 (1984).
- [30] С.Ю. Давыдов. *ЖТФ* **75**, 112 (2005).
- [31] С.Ю. Давыдов. *ЖТФ* **75**, 141 (2005).
- [32] Y.-C. Chao, L.S.O. Johanson, R.I.G. Uhrberg. *Phys. Rev. B* **55**, 7198 (1997).
- [33] J.E. Klepeis, W.A. Harrison. *Phys. Rev. B* **40**, 5810 (1989).
- [34] С.Ю. Давыдов, В.А. Мошников, А.А. Федотов. *Письма в ЖТФ* **30**, 39 (2004).