

# Адсорбция на аморфных полупроводниках: модифицированная модель Халдейна–Андерсона

© 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 в окончательном виде 4 декабря 2007 г.)

Модель Халдейна–Андерсона, использованная ранее для описания адсорбции на кристаллической подложке, обобщена на случай аморфного субстрата. Показано, что основное отличие чисел заполнения адатома имеет место в том случае, когда атомный уровень перекрывается с запрещенной зоной (кристаллический полупроводник) и щелью подвижности (аморфный полупроводник). Оказалось, что заряд адатома в случае аморфной подложки меньше, чем в случае кристаллической подложки.

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

PACS: 68.43-h, 68.43.Bc, 68.47.Fg

1. Исследование адсорбции атомов и молекул на полупроводниковых подложках представляет интерес как с фундаментальной [1–7], так и с прикладной точки зрения [8–10]. Фундаментальный аспект этой проблемы связан с изучением элементарных процессов образования конденсированного состояния, тогда как прикладной — с такими, например, вопросами технологии, как катализ [8] и полупроводниковая сенсорика [9,10]. В последнем случае, как правило, используются неидеальные подложки, тогда как теоретические подходы к адсорбционной проблеме базируются в основном на моделях монокристаллической поверхности.

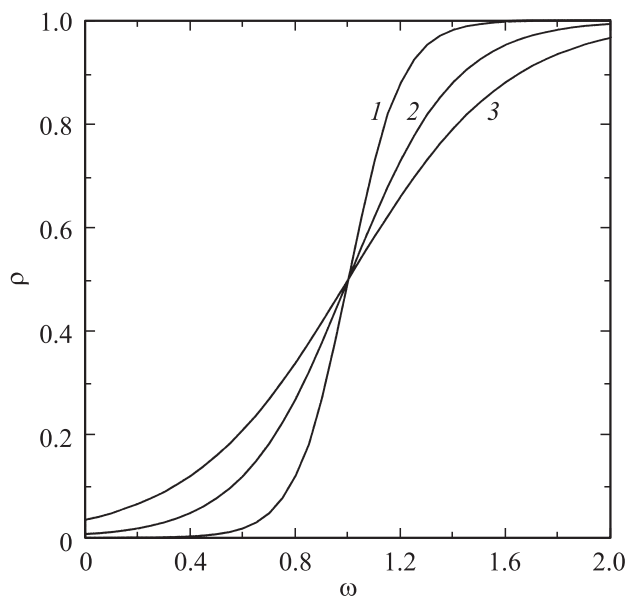
В работе [11] для решения задачи об адсорбции была использована модель Халдейна–Андерсона [12]. Такая модель отвечает адсорбции частиц на монокристаллической бездефектной подложке. В работе [13] эта модель была модифицирована с целью учета влияния на адсорбцию поверхностных точечных дефектов. В настоящей работе модель Халдейна–Андерсона обобщается на случай аморфной подложки. Как было показано в [11], температура слабо влияет на адсорбцию. Поэтому здесь мы будем рассматривать случай  $T = 0$ .

2. Зададим плотность состояний полупроводниковой подложки в виде (см. рисунок)

$$\rho(\omega) = \rho_-(\omega) \vartheta(-\omega) + \rho_+(\omega) \vartheta(\omega),$$

$$\rho_{\mp}(\omega) = \rho_s \frac{1}{1 + \exp[(\pm\omega + \Delta/2)/\Omega_{\mp}]}. \quad (1)$$

Здесь  $\vartheta(\omega) = 1$  при  $\omega \geq 0$  и  $\vartheta(\omega) = 0$  при  $\omega < 0$ ; нижний индекс „минус“ отвечает отрицательным значениям энергии, индекс „плюс“ — положительным значениям энергии, причем за нуль энергии принята средняя щель подвижности, в которую переходит запрещенная зона кристаллического полупроводника, занимающая энергетический интервал  $(-\Delta/2, \Delta/2)$  [14,15]; параметры  $\Omega_{\pm}$  соответствуют характерной энергии размытия верхней (проводящей) и нижней (валентной) зон соответственно;  $\rho_s$  — константа. При  $\Omega_{\pm} \rightarrow 0$  имеем обычную (кристаллическую) модель Халдейна–Андерсона. При  $\Omega_{\pm} \neq 0$  плотность состояний, изображенная на рисунке соответствует стандартной плотности состояний аморфного образца [14,15].<sup>1</sup>



Энергетическая зависимость безразмерной плотности состояний  $\rho = \rho_+(\omega)/\rho_s$  для значений  $\Omega_+ = \Omega = 0.1$  (1), 0.2 (2) и 0.3 (3). За единицу энергии принята величина параметра  $\Delta$ .

<sup>1</sup> На рисунке изображена только плотность состояний  $\rho_+(\omega)$ . При  $\Omega_- = \Omega_+ = \Omega$  значения плотности состояний  $\rho_-(\omega)$  зеркально симметричны значениям  $\rho_+(\omega)$ .

Введем функции  $\Gamma_{\pm}(\omega)$  и  $\Lambda_{\pm}(\omega)$ , описывающие соответственно уширение и сдвиг атомного уровня,

$$\Gamma(\omega) = \Gamma_-(\omega)\vartheta(-\omega) + \Gamma_+(\omega)\vartheta(\omega),$$

$$\Gamma_{\pm}(\omega) = \pi V^2 \rho_{\pm}(\omega), \quad (2)$$

$$\Lambda(\omega) = \Lambda_-(\omega)\vartheta(-\omega) + \Lambda_+(\omega)\vartheta(\omega),$$

$$\Lambda_-(\omega) = P \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{\Gamma_-(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega',$$

$$\Lambda_+(\omega) = P \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_+(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega', \quad (3)$$

где  $V$  — матричный элемент взаимодействия адатома с подложкой,  $P$  — символ главного значения интеграла. Легко показать, что

$$\Lambda_+(0) + \Lambda_-(0) = 0. \quad (4)$$

В дальнейшем для простоты будем считать, что

$$\Omega_- = \Omega_+ = \Omega, \quad (5)$$

и рассматривать слабое размытие зон, полагая  $2\Omega/\Delta \ll 1$ . Тогда можно ввести в модель объединенную плотность состояний

$$\rho(\omega) = \rho_-(\omega) + \rho_+(\omega), \quad (6)$$

расширив область определения функций  $\rho_{\pm}(\omega)$  на всю энергетическую ось. Главное отличие представления (6) и (1) заключается в том, что в случае (1) плотность состояний в центре щели подвижности равна

$$\rho_+(0) = \rho_-(0) = \rho_s [1 + \exp(\Delta/2\Omega)]^{-1}$$

$$\approx \rho_s \exp(-\Delta/2\Omega), \quad (7)$$

тогда как в случае (6) имеем в 2 раза бóльшую величину. Так как мы не занимаемся непосредственно расчетом плотности состояний полупроводника, этим различием можно пренебречь.

Заменяя в (3) знак переменной интегрирования  $\omega'$  на обратный, получим

$$\Lambda(\omega) = \Lambda_+(\omega) + \Lambda_-(\omega)$$

$$= \frac{2\omega\Gamma_s}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{d\omega'}{(\omega^2 - \omega'^2)\{1 + \exp[(-\omega' + \Delta/2)/\Omega]\}}, \quad (8)$$

где  $\Gamma_s = \pi V^2 \rho_s$ . Из выражения (8), в частности, следует, что функция  $\Lambda(\omega)$  является нечетной, причем  $\Lambda(\omega) > 0$  при отрицательных значениях  $\omega$  и  $\Lambda(\omega) < 0$  при положительных. Энергии возникающих в системе

адсорбционных состояний находятся из следующего уравнения [11,12]:

$$\omega - \varepsilon_a - \Lambda(\omega) = 0, \quad (9)$$

где  $\varepsilon_a$  — энергия уровня адсорбируемого атома.

3. Рассмотрим некоторые аппроксимации для функций  $\Lambda_{\pm}(\omega)$ . Из (3) и (4) следует, что главный вклад в интегралы вносят значения энергии  $\omega' \sim \omega$ . Тогда в нулевом приближении получим

$$\Lambda_-(\omega) \approx \frac{\Gamma_s}{\pi} \frac{1}{1 + \exp[(\omega + \Delta/2)/\Omega_-]} \ln \left| \frac{W_v + \Delta/2 + \omega}{\omega} \right|, \quad (10)$$

$$\Lambda_+(\omega) \approx -\frac{\Gamma_s}{\pi} \frac{1}{1 + \exp[(-\omega + \Delta/2)/\Omega_+]} \ln \left| \frac{W_c + \Delta/2 - \omega}{\omega} \right|, \quad (11)$$

где  $W_v(W_c)$  — ширина валентной зоны (зоны проводимости). В дальнейшем для простоты будем полагать  $\Omega_- = \Omega_+ = \Omega$ ,  $W_v = W_c = W$  и рассматривать случай слабого размытия зон ( $2\Omega/\Delta \ll 1$ ). Тогда в области потолка валентной зоны, где выполняется неравенство  $|\omega + \Delta/2| \ll \Omega$ , имеем

$$\Lambda_-(\omega) \approx (\Gamma_s/\pi) \frac{1}{1 + \exp[(\omega + \Delta/2)/\Omega]} \ln |2W/\Delta|,$$

$$\Lambda_+(\omega) \approx -(\Gamma_s/\pi) \exp(-\Delta/\Omega) \ln[(2W + \Delta)/\Delta]. \quad (12)$$

Таким образом, в этой области энергий  $|\Lambda_+| \ll \Lambda_-$  и  $\Lambda \approx \Lambda_-$ .

В окрестности дна зоны проводимости, когда  $|\omega - \Delta/2| \ll \Omega$ , получим

$$\Lambda_+(\omega) \approx -(\Gamma_s/\pi) \frac{1}{1 + \exp[(-\omega + \Delta/2)/\Omega]} \ln |2W/\Delta|,$$

$$\Lambda_-(\omega) \approx (\Gamma_s/\pi) \exp(-\Delta/\Omega) \ln[(2W + \Delta)/\Delta]. \quad (13)$$

Здесь  $|\Lambda_+| \gg \Lambda_-$  и  $\Lambda \approx \Lambda_+$ .

Вблизи центра щели при  $|\omega| \ll \Delta/2$  находим

$$\Lambda(\omega) \approx -2(\Gamma_s/\pi) \exp(-\Delta/2\Omega) \frac{\omega}{W + \Delta/2}. \quad (14)$$

В дальнейшем будем считать, что  $2W > \Delta$ .

Теперь рассмотрим „металлический“ предел, полагая  $(W + \Delta/2) \ll \Omega$ . Тогда легко показать, что при  $|\omega| \ll (W + \Delta/2)$

$$\Lambda(\omega) \approx \frac{\Gamma_s}{2\pi} [1 - (\Delta/4\Omega)] \ln \left| \frac{(W + \Delta/2) + \omega}{(W + \Delta/2) - \omega} \right| \rightarrow 0,$$

$$\rho(\omega) \approx \rho_s [1 - (\Delta/4\Omega)] \rightarrow \rho_s. \quad (15)$$

Полученные выражения совпадают в результатами работы [16], где в рамках гамильтониана Андерсона рассматривалась однозонная („металлическая“) модель подложки.

4. Перейдем теперь к рассмотрению адсорбции. Начнем с частного случая, когда  $|\varepsilon_a| \ll \Delta/2$ . Из уравнения (9) с учетом (14) найдем положение резонансного уровня  $\omega_0$ :

$$\omega_0 \approx \frac{\varepsilon_a}{1 + 2[\Gamma_s/\pi(W + \Delta/2)] \exp(-\Delta/2\Omega)}. \quad (16)$$

Как следует из формулы (7), в области энергий  $|\omega| \ll \Delta/2$  значение

$$\Gamma(\omega) \approx 2\Gamma_s \exp(-\Delta/2\Omega). \quad (17)$$

Плотность состояний на адатоме  $\rho_a(\omega)$  и его число заполнения  $n_a$  могут быть представлены в виде (см. работу [11] и ссылки в ней)

$$\rho_a(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \varepsilon_a - \Lambda(\omega)]^2 + \Gamma(\omega)^2}, \quad (18)$$

$$n_a = \frac{1}{\pi} \int_{-(W+\Delta/2)}^{\mu} \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \varepsilon_a - \Lambda(\omega)]^2 + \Gamma(\omega)^2} d\omega, \quad (19)$$

где  $\mu$  — химический потенциал. В области энергий  $|\omega| \ll \Delta/2$  плотность состояний  $\rho_a(\omega)$  можно представить в виде

$$\rho_a(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\omega)}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma(\omega)^2}, \quad (20)$$

где  $\omega_0$  задается формулой (16), а  $\Gamma(\omega)$  — выражением (17). Помещая химический потенциал в центр щели и заменяя в (19) нижний предел интегрирования на  $(-\infty)$ , получим вклад в число заполнения от резонансного уровня  $\omega_0$

$$n_{a0} \approx \frac{1}{\pi} \operatorname{arccotg}[(\varepsilon_a/2\Gamma_s) \exp(\Delta/2\Omega)]. \quad (21)$$

Считая аргумент арккотангенса большим по модулю, получим для  $\varepsilon_a > 0$

$$n_{a0} \approx \frac{2\Gamma_s}{\pi\varepsilon_a} \exp(-\Delta/2\Omega), \quad (22)$$

а для  $\varepsilon_a < 0$

$$n_{a0} \approx 1 - \frac{2\Gamma_s}{\pi|\varepsilon_a|} \exp(-\Delta/2\Omega). \quad (23)$$

Сравним полученные значения  $n_a$  с числами заполнения, отвечающими адсорбции атома с уровнем энергии  $|\varepsilon_a| \ll \Delta/2$ , но находящимися на поверхности не аморфной, а кристаллической подложки. Этот уровень  $\omega_{l0}$  будет локальным. Число его заполнения  $n_{l0}$  определяется по формуле [11,12]

$$n_{l0} = \left[ 1 + \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_s \Delta}{(\Delta/2)^2 - \omega_{l0}^2} \right]^{-1} \quad (24)$$

при условии, что уровень  $\omega_{l0}$  лежит ниже уровня химического потенциала. В противном случае  $n_{l0} = 0$ . Воспользовавшись результатами работы [11], можно показать, что

$$\omega_{l0} \approx \frac{\varepsilon_a}{1 + (4\Gamma_s/\pi\Delta)}. \quad (25)$$

Сравнение  $\omega_{l0}$  с энергией  $\omega_0$ , определяемой выражением (16), дает

$$\omega_{l0}/\omega_0 \approx [1 + (4\Gamma_s/\pi\Delta)]^{-1}, \quad (26)$$

т. е. локальный уровень  $\omega_{l0}$  лежит ближе к центру щели, чем резонансный уровень  $\omega_0$ . Если и в кристаллическом полупроводнике положить  $\mu = 0$  (середина запрещенной зоны), то из формулы (24) с учетом (25) получим для  $\varepsilon_a > 0$  значение  $n_{l0} = 0$ , а для  $\varepsilon_a < 0$

$$n_{l0} \approx [1 + (4\Gamma_s/\pi\Delta)]^{-1}. \quad (27)$$

Сравнение случаев адсорбции на аморфных и кристаллических подложках показывает, что  $n_{l0} < n_{a0}$  (выражение (22) с экспоненциальной точностью переходит в  $n_{a0} \approx 1$ ).

Теперь рассмотрим случай  $|\varepsilon_a| \gg \Delta/2$ . При этом корень, отвечающий уравнению (9), также лежит в области энергий  $|\omega| \gg \Delta/2$ . Так как  $\mu = 0$ , представляет интерес только случай  $\varepsilon_a < 0$ . Будем также считать, что  $|\omega| \ll W + \Delta/2$ . Тогда

$$\Lambda_-(\omega) \approx (\Gamma_s/\pi) \ln \frac{W + \Delta/2 + \omega}{|\omega|},$$

$$\Lambda_+(\omega) \approx (\Gamma_s/\pi) \exp[(\omega - \Delta/2)/\Omega] \ln \frac{W + \Delta/2 - \omega}{|\omega|}, \quad (28)$$

так что  $\Lambda \approx \Lambda_-$ . Сделав естественное предположение, что  $|\varepsilon_a| \gg \Gamma_s$ , получим решение уравнения (9) в виде  $\omega^* \approx \varepsilon_a$ . Так как

$$\Gamma_-(\omega) \approx \Gamma_s,$$

$$\Gamma_+(\omega) \approx \Gamma_s \exp[(\omega - \Delta/2)/\Omega], \quad (29)$$

получаем

$$n_a \approx \frac{1}{\pi} \operatorname{arccotg}(\varepsilon_a/\Gamma_s). \quad (30)$$

Для кристаллической подложки в том же приближении также получим выражение (30) (из формулы (19) работы [11] при  $|\varepsilon_a| \gg R$  имеем формулу (30)).

5. До сих пор рассматривалась адсорбция одиночного атома. Как показано в работе [17] (см. также [18]), энергия квазиуровня  $\tilde{\varepsilon}_a$ , при наличии диполь-дипольного взаимодействия атомов в упорядоченном адсорбированном слое имеет вид

$$\tilde{\varepsilon}_a(\Theta) = \varepsilon_a - \xi\Theta^{3/2}Z_a(\Theta), \quad (31)$$

где константа дипольного взаимодействия<sup>2</sup>

$$\xi = 2e^2 l^2 N_{ML}^3 \bar{A}. \quad (32)$$

Здесь степень покрытия  $\Theta = N_a/N_{ML}$ , где  $N_a$  — число адатомов на поверхности полупроводника,  $N_{ML}$  — число адатомов в монослое (в субмонослойных пленках  $0 \leq \Theta \leq 1$ ),  $e$  — заряд электрона,  $l$  — длина адсорбционной связи,  $\bar{A} \approx 10$  — коэффициент, определяемый геометрией адсорбированного слоя. Изменение работы выхода адсорбционной системы  $\Delta\phi$  при этом равно

$$\begin{aligned} \Delta\phi(\Theta) &= -\Phi\Theta Z_a(\Theta), \\ \Phi &= 4\pi e^2 N_{ML} l. \end{aligned} \quad (33)$$

Как известно [19–21], субмонослойное покрытие, адсорбированное на кристаллической подложке, может быть как упорядоченным, так и неупорядоченным. Обычно в теории при этом рассматривают две модели энергетического рельефа поверхности: поверхность с глубокими потенциальными ямами и гладкая поверхность. В первом случае адатомы занимают поверхностные потенциальные ямы. Если энергия взаимодействия адатомов много меньше глубины такой ямы, адатомы располагаются случайным образом как в неупорядоченном сплаве. При  $\Theta \rightarrow 1$  все поверхностные потенциальные ямы заполняются, и геометрия поверхностного слоя определяется геометрией грани подложки. При этом также важно, чтобы диаметр адсорбированной частицы  $2r \leq d$ , где  $d$  — расстояние между ближайшими поверхностными атомами подложки. Если энергия взаимодействия адатомов превосходит глубину поверхностных ям и/или  $2r > d$ , говорят о гладкой поверхности. При этом также возможно образование как упорядоченных (в том числе, и несоизмеримых с подложкой), так и неупорядоченных структур, что зависит от характера взаимодействия адатомов [19–21]. При адсорбции на аморфной подложке тоже могут образовываться и упорядоченные, и аморфные адсорбированные субмонослои. Если работает модель глубоких потенциальных ям, то пленка будет аморфной. Если же поверхность можно считать гладкой, то в зависимости от характера взаимодействия между адатомами могут образовываться как аморфные, так и упорядоченные слои.

Расчеты диполь-дипольного взаимодействия для двумерных упорядоченных слоев электрических диполей были выполнены в работе [22] (см. также [23]), где показано, что значение коэффициента  $\bar{A}$ , входящего в выражение (31), слабо зависит от геометрии адсорбированного слоя. Так, например, для квадратной решетки  $\bar{A} = 9.033$ , а для гексагональной  $\bar{A} = 11.034$ . Ясно поэтому, что формулы (31)–(33) могут быть

<sup>2</sup> Вообще говоря, в случае полупроводниковой подложки здесь нужно учитывать диэлектрический фактор вида  $D = (\epsilon_0 - 1)/(\epsilon_0 + 1)$ , где  $\epsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость. Так как в типичных полупроводниках  $\epsilon_0 \sim 10$ , то  $D \sim 1$ . Поэтому диэлектрическую поправку можно опустить.

применены и для аморфных слоев, для которых, как и для регулярных структур, можно положить  $\bar{A} \sim 10$  и рассматривать  $\Theta$  как среднюю степень покрытия, определяемую двумерной плотностью пленки. Такая ситуация объясняется тем обстоятельством, что взаимодействие перпендикулярных к поверхности диполей, образованных заряженным адатомом и его изображением в подложке, обладает цилиндрической симметрией и зависит только от радиуса  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  ( $z = 0$  — координата поверхности).

Есть еще один момент, который следует обсудить. Формулы (31) и (33) предполагают, что все адатомы на поверхности идентичны, т.е. обладают одинаковым зарядом  $Z_a$ . Что касается адсорбции на монокристаллической поверхности, то для выполнения этого условия достаточно предположить, что все адатомы находятся в эквивалентных кристаллографических позициях.<sup>3</sup> В случае же адсорбции на аморфной подложке под  $Z_a$  следует понимать усредненное по всему адсорбированному слою значение зарядов адатомов.

6. Таким образом, как и следовало ожидать, заметное различие чисел заполнения адатома для моделей аморфной и кристаллической подложек проявляется только в том случае, когда уровень адатома  $\epsilon_a$  перекрывается с областью  $(-\Delta/2, \Delta/2)$ , отвечающей запрещенной зоне (кристаллический полупроводник) или щели подвижностей (аморфный полупроводник). При этом число заполнения в аморфном случае больше, чем в кристаллическом. Соответственно заряд  $Z_a = 1 - n_a$  атома, адсорбированного на аморфной подложке, меньше, чем у атома, адсорбированного на подложке кристаллической.

Нам, к сожалению, неизвестны эксперименты, где бы в рамках одного и того же метода исследовалось влияние аморфизации подложки на электронную структуру адсорбированного слоя. В работе [24] было показано, однако, что при разупорядочении субмонослойного адсорбционного покрытия (т.е. при переходе порядок–беспорядок в адсорбированном слое) величина заряда адатома уменьшается. Этот вывод согласуется с полученными здесь результатами. Следовательно, с точки зрения адатома процессы аморфизации адсорбированного слоя и подложки качественно эквивалентны. В заключение следует подчеркнуть, что большинство полупроводниковых сенсоров представляет собой именно неидеальные структуры [25–33], откуда следует, что проблема адсорбции на несовершенных (аморфных, поликристаллических, дефектных, нестехиометрических и т.п.) подложках является актуальной.

<sup>3</sup> Здесь также имеется определенное упрощение реальной ситуации. При изменении покрытия от нулевого до монослойного адатомы определенного значения  $\Theta^*$  действительно будут занимать эквивалентные позиции (например, позиции 1), но при превышении  $\Theta^*$  начинается заполнение позиции 2 (возможны и дальнейшие переходы в позиции 3, 4 и т.д.). Такая ситуация, вообще говоря, должна соответствовать изломам на кривых  $\Delta\phi(\Theta)$ , что, как правило, в экспериментах не фиксируется. Поэтому и в случае кристаллической подложки под зарядом  $Z_a$  понимается некое среднее значение.

## Список литературы

- [1] Physics and chemistry of alkali metal adsorption / Eds H.P. Bonzel, A.M. Bradshaw, G. Ertl. Elsevier, Amsterdam (1989).
- [2] R.D. Ramsier, J.T. Yates, jr. Surf. Sci. Rep. **12**, 243 (1991).
- [3] V.E. Henrich, P.A. Cox. The surface science of metal oxides. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).
- [4] G.R. Darling, S. Holloway. Rep. Prog. Phys. **58**, 1595 (1995).
- [5] H.-J. Freund, H. Kuchlenbeck, V. Staemmler. Rep. Prog. Phys. **59**, 283 (1996).
- [6] H.A. Henderson. Surf. Sci. Rep. **46**, 1 (2002).
- [7] S. Nannarone, M. Pedio. Surf. Sci. Rep. **51**, 1 (2003).
- [8] J.S. Sinfelt. Surf. Sci. **500**, 923 (2002).
- [9] B.G. Daniels, R. Lindsay, G. Thornton. Surf. Rev. Lett. **8**, 95 (2001).
- [10] B.G. Bãrsan, U. Weimar. J. Phys.: Cond. Matter **15**, R 814 (2003).
- [11] С.Ю. Давыдов, С.В. Трошин. ФТТ **49**, 1508 (2007).
- [12] F.D.M. Haldane, P.W. Anderson. Phys. Rev. B **13**, 2553 (1976).
- [13] С.Ю. Давыдов. ФТП **31**, 1236 (1997).
- [14] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979).
- [15] Дж. Займан. Модели беспорядка. Мир, М. (1982).
- [16] С.Ю. Давыдов. ЖТФ **68**, 4, 15 (1998).
- [17] J.P. Muscat, D.M. Newns. J. Phys. C: Solid State Phys. **7**, 2630 (1974).
- [18] С.Ю. Давыдов. ФТТ **19**, 3376 (1977).
- [19] Л.А. Большов, А.П. Напартович, А.Г. Наумовец, А.Г. Федорус. УФН **122**, 125 (1977).
- [20] О.М. Браун. УФЖ **23**, 1233 (1978).
- [21] О.М. Браун, В.К. Медведев. УФН **157**, 631 (1989).
- [22] J. Topping. Proc. Roy. Soc. (London) A **114**, 67 (1927).
- [23] C.E. Carrol, J.W. May. Surf. Sci. **29**, 60 (1972).
- [24] С.Ю. Давыдов, В.И. Марголин. ФТТ **24**, 1503 (1982).
- [25] D. Vagtenhuber, R. Podloutsky, J. Redinger. Surf. Sci. **454**, 369 (2000).
- [26] R. Miotto, A.C. Ferraz, G.P. Srivastava. Surf. Sci. **507–510**, 12 (2002).
- [27] S. Krischok, O. Höfft, V. Kempter. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Rev. B **193**, 466 (2002).
- [28] T.G.G. Maffei, G.T. Owen, M.W. Penny, T.K.H. Starke, S.A. Clark, H. Ferkel, S.P. Wilks. Surf. Sci. **520**, 29 (2002).
- [29] B.S. Semak, T. Jensen, L.B. Tækker, P. Morgen, S. Tougaard. Surf. Sci. **498**, 11 (2002).
- [30] L. Giordano, G. Pacchioni, F. Illas, N. Rösch. Surf. Sci. **499**, 73 (2002).
- [31] Y. Xu, J. Li, Y. Zhang, W. Chen. Surf. Sci. **525**, 13 (2003).
- [32] A. Tiburcio-Silver, A. Sánchez-Juárez. Mater. Sci. Eng. B **110**, 268 (2004).
- [33] A. Tiburcio-Silver, A. Sánchez-Juárez. Sensors Actuators B **102**, 174 (2004).