

PACS numbers: 61.46.Bc, 61.72.Bb, 61.72.J-, 61.72.Lk, 66.30.Pa, 68.35.Fx, 68.35.Ja

Поузельная миграция на неоднородной поверхности

А. С. Долгов, А. В. Валуйская

*Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского
«Харьковский авиационный институт»,
ул. Чкалова, 17,
61070 Харьков, Украина*

В рамках одномерной модели структуры теоретически изучаются эффекты миграции атомов в поверхностном монослое. Анализируются закономерности распределений в монослое для наиболее типичных форм неоднородностей подстилающей матрицы. Определены вероятности заполнения атомами возможных позиций в равновесных режимах. Выявлена зависимость основных параметров анализа от температуры.

В рамках одновимірної моделі структури теоретично вивчаються ефекти міграції атомів у поверхневому моношарі. Аналізуються закономірності розподілів у моношарі для найбільш типових форм неоднорідностей підстилкової матриці. Визначено ймовірності заповнення атомами можливих позицій у рівноважних режимах. Виявлено залежність основних параметрів аналізу від температури.

Effects of atom migration in surface monolayer are theoretically explored within the scope of the one-dimensional model of a structure. Patterns of distributions in monolayer are analysed for the most typical forms of inhomogeneities of underlying matrix. Probabilities of occupation of possible positions with atoms in equilibrium conditions are determined. Dependence of the main parameters on temperature is revealed.

Ключевые слова: поверхность, монослой, миграция, неоднородности.

(Получено 7 марта 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Миграция инородных атомов по поверхности твердого материала — один из эффектов, определяющих распределение этих атомов, что существенным или даже решающим образом влияет на наблюдае-

мые свойства поверхности [1–3]. Инородные (примесные) атомы размещаются на поверхности в определенных позициях, соответствующих локальным понижениям потенциальной энергии: формируется некоторый слой атомов указанного вида. При относительно небольшом количестве таких атомов будут заполнены только некоторые из возможных позиций на поверхности, что предопределяет возможность перескоков атомов из одной позиции в другую, — содержание наблюдаемой миграции по поверхности. Увеличение общего числа примесных атомов ведет к увеличению количества занятых позиций вплоть до исчерпания незаполненных узлов, т.е. создания плотного примесного слоя на поверхности.

Полагаем, что примесные атомы либо в силу ограниченности их числа, либо в силу особого характера взаимодействия с подложкой и между собой формируют только моноатомный слой (см., например, [4, 5]) — наноструктуру с особыми свойствами, во многом отличными от соответствующих характеристик массивных образований.

Ясно, что кристаллическая структура подложки задает набор позиций для примесного слоя. При этом общим правилом является то, что размещение таких позиций не идентично решетке, которую сформировали бы свободные примесные атомы. Кроме того, реальная поверхность — это, как правило, наиболее неупорядоченная составляющая образца, содержащая незавершенные элементы кристаллизации и дефекты разных видов. Эти обстоятельства формируют весьма широкий спектр актуальных неоднородностей характера размещения и условий миграции. Для ряда прикладных потребностей в анализе эффекта миграции пользуются осредненными категориями [6, 7], что, однако, может создавать определенные трудности, на что указывают, например, авторы работы [8]. Явный учет микрорельефа поверхности дает дополнительную информацию об интересующих процессах и состояниях и, кроме того, может служить обоснованием осредняющих процедур.

В настоящей работе ищутся закономерности распределений в монослое для наиболее типичных форм неоднородностей подстилающей матрицы. Возможное и широко реализуемое формирование второго и последующих слоев, т.е. относительно толстой пленки в рамках данной работы не рассматривается. Используется одномерная модель и некоторые другие упрощающие предположения. Отметим попутно, что использование одномерной модели связано не только с желанием упростить анализ. Указан ряд ситуаций, когда миграция происходит вдоль некоторых каналов [9, 10], либо сильно анизотропна.

Целью выполняемых построений является определение вероятностей заполнения возможных позиций в равновесных режимах.

2. ТОЧЕЧНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

Очевидной предпосылкой неоднородности заполнения позиций атомами является неоднородность поверхности подложки. Разнообразие видов неоднородностей матрицы задает как различие особенностей размещения атомов примесной структуры, так и варианты способов анализа. Оставляя пока вне обсуждения причины и крупномасштабные особенности нерегулярности условий размещения атомов, обратимся к рассмотрению заполнения позиций, соответствующих неидентичным позициям.

Баланс перескоков в узел « n » и актов ухода и актов ухода из него представляется соотношением

$$\omega_{n-1}\phi_{10}\left(n - \frac{1}{2}\right) + \omega_{n+1}\phi_{01}\left(n + \frac{1}{2}\right) - \omega_n\phi_{10}\left(n + \frac{1}{2}\right) - \omega_n\phi_{01}\left(n - \frac{1}{2}\right) = 0, \quad (1)$$

где $\phi_{\alpha\beta}$ — символ вероятности существования конфигурации $\alpha\beta$ ($\alpha, \beta = 0, 1$) для пары примыкающих узлов, координата середины которой введена в качестве аргумента; величины ω суть параметры узлов, определяющие вероятности выхода из соответствующего узла за единицу времени. Зависимость ω от номера узла представляет форму неоднородности объекта.

Уравнения (1) не содержат эффекта влияния присутствия близких атомов на вероятности перескоков каждого: взаимодействие имеет кинематический характер (возможность перескока только в пустую позицию).

Приняв во внимание необходимые балансные соответствия:

$$\phi_{11}\left(n + \frac{1}{2}\right) + \phi_{10}\left(n + \frac{1}{2}\right) \equiv \phi(n) \equiv \phi_{11}\left(n - \frac{1}{2}\right) + \phi_{01}\left(n - \frac{1}{2}\right)$$

и т.п., систему (1) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} & \omega_{n-1}\phi(n-1) + \omega_{n+1}\phi(n+1) - 2\omega_n\phi(n) - \omega_{n-1}\phi_{11}\left(n - \frac{1}{2}\right) - \\ & - \omega_{n+1}\phi_{11}\left(n + \frac{1}{2}\right) + \omega_n\phi_{11}\left(n + \frac{1}{2}\right) + \omega_n\phi_{11}\left(n - \frac{1}{2}\right) = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Можно убедиться (подробнее об этом в работах [9, 10]), что в условиях кинематического взаимодействия

$$\phi_{11}\left(n + \frac{1}{2}\right) = \phi(n)\phi(n+1). \quad (3)$$

Подстановка выражений (3) в уравнения (2) сводит их к форме, где присутствуют только вероятности заполнения узлов $\phi(n)$, что

удобно для дальнейших построений.

В условиях низких уровней ϕ (разреженная поверхностная пленка) квадратичные слагаемые могут быть опущены. Уравнениям (2) в линеаризованном виде удовлетворяют выражения

$$\phi(n) = \frac{C}{\omega_n},$$

где константа C задается соображениями нормировки (общим числом атомов в покрытии). В общем виде уравнения (2) могут быть представлены рекуррентным соотношением

$$\phi(n+1) = \frac{2\omega_n\phi(n) - \omega_{n-1}\phi(n-1) + (\omega_{n-1} - \omega_n)\phi(n-1)\phi(n)}{\omega_{n+1} + (\omega_n - \omega_{n+1})\phi(n)}, \quad (4)$$

причем равенство (4) не определяет уровни ϕ , а лишь устанавливает соотношение между ними.

Для важного случая изолированных искажений (точечный дефект) соотношения (2) приобретают качественно особый характер. Если искажение захватывает только одну позицию, а примыкающие позиции одинаковы, то уравнения (2) с учетом (3) приобретают вид

$$\omega_2\phi_2 - \omega_1\phi_1 + (\omega_1 - \omega_2)\phi_1\phi_2 = 0, \quad (5)$$

где присутствуют только две неизвестные величины и два параметра подвижности (тут также используется обозначение $\phi(n) \equiv \phi_n$). Соотношение (5) можно переписать в виде явной зависимости одной из величин ϕ_n от другой, причём в силу равноправия величин ϕ_1, ϕ_2 выражения $\phi_2 = \phi_2(\phi_1)$ и $\phi_1 = \phi_1(\phi_2)$ инвариантны. Имеем

$$\phi_2 = \frac{\omega_1\phi_1}{\omega_1\phi_1 + \omega_2(1 - \phi_1)}. \quad (6)$$

Если $\omega_2 = \omega_1$, то согласно (6) $\phi_2 = \phi_1$, как и должно быть. Кроме того, названное обстоятельство свидетельствует о том, что на участке регулярных узлов длиной хотя бы в 3 шага степень заполнения неизменна. Эта особенность также подтверждает правомерность использованного при выводе (5) предположения, что вероятности заполнения позиций, примыкающих к дефектному узлу с той или другой стороны, одинаковы. С другой стороны, уровень однородного заполнения на бездефектных участках зависит не только от общего числа атомов в обсуждаемом слое, но и от характеристик дефектов, ограничивающих зону регулярности. Последнее фактически означает, что для истинного равновесия необходимы корреляции плотности, охватывающие весь макрообразец.

Различие констант ω_1, ω_2 определяет и различие величин ϕ_1, ϕ_2

с преобладанием степени заполнения того узла, где константа ω_n снижена. Следует, однако, отметить, что пренебрежение одной из констант ω_n сравнительно с другой не отвечает смыслу выполняемых процедур, так как фактически вводит представление о разрыве связей между соседними узлами.

Согласно (6), если одна из величин ϕ_n достигает нуля или единицы, то и значения ϕ в примыкающих зонах тоже таковы независимо от ω_n .

Соответствие (6) применимо как к структуре с произвольным числом дефектных узлов, размещенных не слишком близко друг к другу, так и некоторым специальным объектам. В частности, формула (6) без ограничений применима к структуре с правильным чередованием позиций двух видов.

3. ПРОТЯЖЁННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

Структурной альтернативой сосредоточенным искажениям являются те, которые медленно меняются в пространстве, охватывая при этом немалые области структуры или, может быть, ее целиком. Такими являются искажения, связанные с внешними воздействиями: деформациями разных видов, неоднородным нагревом. Формальным атрибутом таких обстоятельств является наличие гладкой зависимости определяющего параметра ω от положения в пространстве, что в качестве адекватного приема описания состояний в слое подсказывает континуальное описание интересующих распределений в слое.

Вводя в уравнениях (2) разложение функций $\omega(n)$ и $\phi(n)$ с точностью до квадратичных слагаемых, приходим к уравнению

$$\frac{d}{dn} \left\{ \frac{d}{dn} (\omega\phi) - \frac{d\omega}{dn} \phi^2 \right\} = 0,$$

которому удовлетворяет выражение

$$\phi(n) = \frac{C}{C + \omega},$$

справедливое для всяких дифференцируемых функций $\omega = \omega(n)$. Константа C определяется балансом атомов в слое (нормировкой).

Для весьма разреженной пленки, т.е. достаточно низких значений C , функция $\phi \cong \omega^{-1}$, что уже отмечалось выше. Если же $C \gg \omega$, то варьирование ω в ограниченных, но отнюдь не малых пределах практически не влияет на степень заполнения. В этих условиях распределение атомов практически однородно при всяких макроскопически средних уровнях, исключая особо низкие.

Параметр ω имеет вид

$$\omega = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{U}{T}}, \quad (8)$$

где U — энергия связи объекта миграции с соответствующей позицией на поверхности массива; T — температура в энергетических единицах; τ — характерное время. Таким образом, изменение температуры влечет за собой существенные перестройки равновесных распределений и возникновение переходных режимов, возможно, весьма длительных, а неоднородность температуры — соответствующую макроскопическую неоднородность покрытия.

В области низких температур варьирование параметра ω , связанное с изменением как U , так и температурного фона, относительно более значительно, чем при высоких. В силу этого пространственная неоднородность степени покрытия при низких температурах более выражена и может обнаруживать элементы пространственной структуры, отсутствующие при повышенных температурах.

Проиллюстрируем возникающие закономерности на примере линейного изменения глубины потенциальной ямы около разреженной позиции (такой вариант может служить аппроксимацией широкого круга ситуаций, возникающих при деформациях разных видов, в окрестности границ фаз и др.).

С учетом (8) константа C определяется требованием

$$\int_0^N \frac{C}{C + \frac{1}{\tau} e^{-\frac{U_0 + \alpha n}{T}}} d\tau = N_0,$$

где N — общее число возможных позиций в структуре; N_0 — количество атомов, создающих покрытие; U_0, α — характеристики линейной аппроксимации $U(n)$. Окончательный результат таков:

$$\phi(n) = \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\alpha N_0}{2T}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{\alpha N_0}{2T}\right) + e^{\frac{\alpha}{2T}(N - N_0 - 2n)} \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha(N - N_0)}{2T}\right)}. \quad (9)$$

Выражение (9) не зависит от общего уровня значений ω , и при фиксированных значениях N, N_0 определяется только градиентом $U(n)$ (величина α). Если $\alpha \rightarrow 0$, то ϕ утрачивает зависимость от n и приобретает смысл средней концентрации N_0 / N .

При достаточно общих предположениях $N_0 \gg 1, \alpha(N - N_0) \gg T$ величина $\phi(n)$ изменяется от исчезающе малого значения $\exp\left(-\frac{\alpha}{T}(N - N_0)\right)$ на одном краю структуры до единицы на другом,

что соответствует практически полному опустошению одного края слоя при максимально плотном заполнении с другой стороны.

Вследствие того, что определяющее значение имеет не изменение энергии связи как таковой, а отношение приращения этой величины к тепловой энергии, оказывается, что весьма слабые монотонные неоднородности структуры могут быть причиной сильной макроскопической неоднородности распределения с образованием зон почти полного опустошения.

4. О РОЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ АТОМАМИ

В терминах данной работы «взаимодействие» — это влияние наличия близких атомов на вероятности перескоков каждого из них. Если такое взаимовлияние полагается существенным только в случае ближайшего соседства объектов миграции, то учет эффекта взаимодействия требует введения лишь одного дополнительного параметра $-v$, определяющего либо повышение вероятности отскока ($v > 1$ — отталкивание), либо снижение ($v < 1$ — притяжение). Взаимодействие даже столь короткодействующее требует введения в анализ не только одноузельных и двухузельных вероятностей (равенства (1)–(4)), но также трехузельных, пятиузельных и т.д. Возникает неограниченная совокупность зацепляющихся уравнений — аналог цепочки уравнений Боголюбова.

Некоторые точные или приближенные свойства таких систем рассматривались ранее [9–11]. Здесь мы воспользуемся простейшей формой расцепления упомянутой совокупности: трехузельные вероятности представляются произведением одноузельных вероятностей для соответствующих узлов. Так, вероятность возникновения конфигурации, охватывающей три последовательных узла, считается произведением одноузельных вероятностей для трех узлов. При этом в анализе сохраняются только вероятности (степени заполнения) отдельных узлов. Указанная аппроксимация в общем случае справедлива только качественно, как и подразумевается в дальнейшем. Впрочем, в определенных условиях такая операция является не только надежной, но даже точной (например, формула (3)).

В оговоренных предположениях система уравнений кинетики перескоков для участка, не содержащего дефектов, в установившемся состоянии такова

$$\begin{aligned} & v\phi_{n-2}\phi_{n-1}(1-\phi_n) + (1-\phi_{n-2})\phi_{n-1}(1-\phi_n) + v(1-\phi_n)\phi_{n+1}\phi_{n+2} + \\ & \quad + (1-\phi_n)\phi_{n+1}(1-\phi_{n+2}) - \\ & -v\phi_{n-1}\phi_n(1-\phi_{n+1}) - v(1-\phi_{n-1})\phi_n\phi_{n+1} - 2(1-\phi_{n-1})\phi_n(1-\phi_{n+1}) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где используется обозначение $\phi(n) \equiv \phi_n$. Каждое из слагаемых представляет самостоятельный вариант перебросов, изменяющих веро-

ятность заполнения n -го узла.

Сопоставление уравнения (10) с аналогичными, но соответствующими сдвигу индексов на единицу, приводит к более компактной формулировке связей между узельными вероятностями:

$$\begin{aligned} &v(1 - \phi_n)\phi_{n+1}\phi_{n+2} + (1 - \phi_n)\phi_{n+1}(1 - \phi_{n+2}) - \\ &-v\phi_{n-1}\phi_n(1 - \phi_{n+1}) - (1 - \phi_{n-1})\phi_n(1 - \phi_{n+1}) = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения (10), (11) нужны здесь для выяснения свойств объекта в близкой окрестности сосредоточенного искажения. Иными словами, требуется выяснить, каким образом свойства уравнений для регулярных участков структуры обеспечивают согласование с локальным скачком степени заполнения в дефектном узле.

Полагая, что

$$\phi_n = \phi + y_n,$$

где ϕ — асимптотический уровень заполнения (вдали от дефекта), y_n — добавка, определяемая наличием локального искажения.

В линейном по y_n приближении уравнения (11) таковы

$$\begin{aligned} &(v - 1)\phi(1 - \phi)y_{n+2} + [v\phi + (1 - \phi)]y_{n+1} - \\ &-[v\phi + (1 - \phi)]y_n - (v - 1)\phi(1 - \phi)y_{n-1} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Вариант $v = 1$ возвращает нас к рассмотренному выше распределению, где искажение плотности соответствует только дефектному узлу. Если же $v \rightarrow 0$ (сильное притяжение), то равенство (12) приобретает вид

$$\phi y_{n+2} - y_{n+1} + y_n - \phi y_{n-1} = 0. \quad (13)$$

Принимаем для определенности, что увеличение индекса соответствует удалению от очага возмущения. Если приписать величине y некоторого индекса p малое значение ε , а величины, соответствующие массиву более высоких удалений, полагать практически неотличимыми от нуля, то соотношение (13) задаёт изменение величин y_k ($k < p$) по закону, близкому к геометрической прогрессии:

$$y_{p-1} = \frac{\varepsilon}{\phi}, \quad y_{p-2} = \varepsilon \frac{1 - \phi}{\phi^2}, \quad y_{p-3} = \varepsilon \left(\frac{1 - 2\phi}{\phi^3} + 1 \right), \quad \dots$$

Это соответствует практически экспоненциальному закону ослабления возмущения по мере удаления от дефекта с приближением к асимптотическому уровню ($y \rightarrow 0$, $\phi_n \rightarrow \phi$). Линейный параметр экспоненциального ослабления для достаточно малых значений v не чувствителен к этой величине, но существенно зависит от общего

уровня заполнения структуры. Малые плотности ϕ соответствуют крутому убыванию искажения, а повышенные уровни ϕ определяют возникновение довольно обширной концентрационной депрессии в окрестности дефекта.

Случаю сильного отталкивания соответствуют высокие значения ν . Если $\nu \gg 1$, то, подобно варианту $\nu \ll 1$, зависимость от параметра взаимодействия утрачивается. Уравнения (12) при этом таковы:

$$(1 - \phi)y_{n+2} + y_{n+1} - y_n - (1 - \phi)y_{n-1} = 0.$$

Здесь также возникает убывание величин y_n , соответствующее приближению ϕ_k к асимптотическому уровню:

$$y_p = \varepsilon, y_{p-1} = -\frac{\varepsilon}{1 - \phi}, y_{p-2} = \varepsilon \frac{2 - \phi}{(1 - \phi)^2}, y_{p-3} = -\varepsilon \left[\frac{3 - 2\phi}{(1 - \phi)^3} - 1 \right].$$

Видим, что, в отличие от противоположного случая ($\nu \ll 1$), величины y_n знакопеременны. При этом крутое убывание имеет место для достаточно плотных покрытий $(1 - \phi) \ll 1$, а при малых плотностях зона искажения охватывает значительную область пространства со слабо выраженным изменением ϕ_n в этой зоне.

Заметим, что численные значения ν зависят не только от свойств атомов, формирующих обсуждаемый монослой, но, не в меньшей мере, также от особенностей размещения номинальных позиций мигрирующих атомов. Удаление между позициями, превышающее удвоенное значение атомного радиуса объектов миграции, проявляется как притяжение. Противоположное соотношение названных размеров определяет отталкивание.

Картина рельефа поверхности матрицы может быть достаточно сложна. Кроме того, дефекты (примесный атом, вакансия) изменяют межатомные удаления на расстояния в несколько атомных периодов. Эти обстоятельства могут быть причиной того, что величина ν или ее аналоги могут для одного сорта атомов различаться не только количественно, но и качественно, т.е. приобретать значения как превышающие единицу, так и уступающие ей. Разумеется, эти факторы могут значительно усложнить общую картину распределения атомов в слое.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Схематизация свойств изучаемой структуры (одномерность, модельный характер взаимодействия) ограничивает, разумеется, возможности количественных сопоставлений с наблюдаемыми свойствами реальных образований, однако, в используемых схемах

присутствуют только те элементы, которые присущи объектам и в более объемном их представлении. В силу этого выполненные построения имеют значение и для таких объектов.

Это замечание в полной мере относится к самому объекту изучения — обособленному моноатомному слою. Основные построения и выводы могут быть распространены и на динамически равновесный объект, где определяющий фоновый уровень плотности задается условиями испарения с поверхности и осаждения на нее. Кроме того, роль монослоя может играть наружный слой относительно толстой пленки. Выяснение особенностей поверхностного слоя также заслуживает внимания с точки зрения выяснения условий осаждения последующих слоев в процессе эпитаксиального роста и формирования покрытий.

Главные параметры теории ω , ν , задающие как количественные, так и качественные особенности возникающих равновесных распределений, зависят от температуры, причем, как правило, эти зависимости являются весьма острыми. В силу этого изменение температуры приводит к значительным перестройкам характера распределения. Это, в свою очередь, предопределяет существование переходных нестационарных режимов, что может проявляться как «отставание» свойств распределений от изменения температуры.

Может быть указано значительное число процессов или эффектов, где особенности распределения атомов, — как макроскопические, так и микроскопические, — внутри монослоя играют существенную роль. Это кинетика столкновений атомов с поверхностью, отражение лучистых потоков, эмиссия с поверхности. В частности, эффект почти полной очистки поверхности некоторых участков поверхности при практически полном заполнении других в случае макроскопической неоднородности может играть важную роль в ряде ситуаций.

Разнообразие вариантов наноструктур, формирующихся (формируемых) на поверхности относительно массивного образования, и, сверх того, многообразие форм дефектности этих структур предопределяют вариантность подходов к изучению этих объектов. В силу этого изложенные выше составляющие анализа концептуально неидентичны и, с другой стороны, не могут претендовать на полноту охвата общей проблемы формирования и свойств монослоев на реальных поверхностях. При этом каждая из трех составляющих главной части статьи допускает развитие, как в отношении приемов анализа, так и в сторону модернизации или дополнительной детализации предмета изучения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Трофимов, В. А. Осадченко, *Рост и морфология тонких пленок*

- (Москва: Энергоатомиздат: 1993).
2. M. Elimelech, J. Gregory, X. Jia et al., *Particle Deposition and Aggregation: Measurement, Modeling and Simulation* (Oxford: Butterworth–Heinemann: 1995).
 3. И. В. Мелихов, *Физико-химическая эволюция твердого вещества* (Москва: Бином: 2006).
 4. В. Г. Лифшиц, *Соросовский образовательный журнал*, **1**: 99 (1995).
 5. С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, *Успехи физ. наук*, **168**: 1083 (1998).
 6. В. З. Беленький, *Геометрико-вероятностные модели кристаллизации* (Москва: Наука: 1980).
 7. В. А. Chuikov, V. O. Osovskii., Yu. G. Ptushynskii, and V. G. Suetny, *Surf. Sci.*, **213**: 359 (1989).
 8. Т. А. Мишакова, Е. Г. Борщаговский, А. Дейнека, В. З. Лозовский, Л. Ястрабик, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **9**, № 1: 33 (2011).
 9. А. С. Долгов, Н. В. Стеценко, *Физическая инженерия поверхности*, **7**, № 3: 24 (2009).
 10. А. С. Долгов, Н. В. Стеценко, *Поверхность*, **1**: 108 (2012).
 11. А. С. Долгов, А. В. Валуйская, *Физическая инженерия поверхности*, **10**, № 4: 308 (2012).