

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ МОНОАТОМНОГО СЛОЯ

А.С. Долгов, А.Л. Лорент

*Национальный Аэрокосмический Университет им. Н.Е. Жуковского "ХАИ" (Харьков)
Украина*

Поступила в редакцию 21.03.2011

Теоретически изучаются особенности осаждения атомов на поверхность. Предполагается, что условия осаждения обеспечивают формирование только одного слоя. Основное внимание обращается на особенности микрораспределений в пределах монослоя и ожидаемое влияние этих особенностей на наблюдаемые свойства поверхности. Выявлены условия реализации разных форм заполнения поверхности: разреженная пленка, сплошное покрытие, пятнистая и мозаичная структуры. Обсуждаются изменения распределений при варьировании температуры и возможности практического использования полученной информации.

Ключевые слова: поверхность, монослой, осаждение, миграция атомов, микрораспределения, температура.

Теоретично вивчаються особливості осадження атомів на поверхню. Припускається, що умови осадження забезпечують формування лише одного шару. Головним чином увага звертається на особливості мікророзподілів в межах моношару та очікуваний вплив цих особливостей на спостережувані властивості поверхні. Виявлені умови реалізації різних форм заповнення поверхні: розріджена плівка, безперервне покриття, плямиста та мозаїчна структури. Обговорюються зміни розподілень під час варіювання температури та можливості практичного використання отриманої інформації.

Ключові слова: поверхня, моношар, осадження, міграція атомів, мікророзподіл, температура.

Peculiarities of atoms sedimentation on the surface are theoretically explored. It is assumed that sedimentation conditions provide only one film formation. This article is zeroed in microdistributions' peculiarities within monolayer and theirs expected influence on the observed surface properties. Implementation conditions for different forms of surface filling are revealed: thinned film, continuous coating, speckled and mosaic structures. The variation of distributions when temperature varies and possibility of obtained information practical use are discussed.

Keywords: surface, monolayer, sedimentation, atoms' migration, microdistributions, temperature.

ВВЕДЕНИЕ

Осаждение атомов, прирывающих к поверхности пространства, наблюдается как появление тонкопленочного поверхностного покрытия. В силу этого названный процесс является основой технологии изменения свойств поверхности (упрочнение, повышение коррозионной стойкости и др.) [1, 2]. Одной из общих составляющих физического механизма осаждения являются диффузионные перемещения осажденных атомов по поверхности, что предполагает формирование некоторых поверхностных структур, сначала микроскопических, а, далее, возможно, и крупномасштабных (кристаллическое упорядочение, появление кластеров и т.д.) [3, 4].

Специальный интерес в этом случае представляют моноатомные поверхностные слои, которые возникают в некоторых диапазонах условий осаждения и соотношений характеристик материалов подложки и пленки [5]. Кроме того, закономерности формирования того атомного слоя покрытия, который непосредственно контактирует с материалом подложки, небезразличны и в отношении относительно толстых пленок, так как взаимодействие атомов первого слоя с подложкой заведомо отличается (может быть, весьма значительно) оттого, что имеет место для прирывающих слоев внутри пленки. В частности, это обстоятельство может быть причиной возникновения микронапряжений в области контакта пленки и подложки, либо даже ставит под сомнение саму возможность

создания устойчивых пленочных образований. Заметим также, что к моноатомному слою неприменимы макроскопические характеристики, такие как толщина, поверхностное натяжение и т.п., нередко используемые при описании относительно массивных образований.

Варьирование температуры влечет за собой перестройки поверхностных образований, что, в свою очередь, может приводить к мезоскопическим и макроскопическим изменениям структуры и свойств поверхности [6 – 8].

Другой актуальный вариант перераспределений атомов отвечает процессу осаждения атомов на поверхность, сопряженному с поверхностной миграцией и реиспарением. Здесь движение атомов в условиях неизменности внешнего воздействия задает особенности микроскопической структуры распределения атомов в установившемся режиме, т.е. при сохранении макроскопических параметров монослоя. Такие состояния на предварительном уровне рассматривались в работе [9], где, однако, все построения базировались на одномерной модели изучаемого объекта. В этой работе было найдено выражение для коэффициента диффузии (зависимость от фактора взаимодействия и вероятности определенной позиции) в континуальном приближении, которое показывает, что достаточно сильное охлаждение ведет к распаду исходного распределения на плотные изолированные сгустки при любых уровнях притяжения соседних атомов. Рассмотрены также некоторые специальные случаи однородных распределений в условиях обмена с окружающей средой, которые показали общую тенденцию уплотнений поверхностного слоя с увеличением интенсивности потока, а также случаи нарушения этой тенденции. Также при рассмотрении условий осаждения извне было обнаружено, что предсказываемые значения плотностей пленок не превышали уровня однородности. При рассмотрении эмиссионных свойств поверхности с монослоем было обнаружено, что наиболее благоприятные условия для эмиссии соответствуют неполному покрытию поверхности. При этом в наилучшем режиме эффек-

тивная работа выхода может быть ниже этой величины для чистого активатора, что также наблюдается для реальных эмиттеров.

Ниже изучаются распределения в двумерном слое, что, разумеется, наиболее адекватно свойствам пленки как поверхностного образования.

ОБЩИЕ ПОСТРОЕНИЯ

Равновесный (установившийся) режим реализуется, если вероятность поступления атомов в разрешенные позиции на поверхности (в узлах) совпадает с вероятностью ухода атома из этой позиции. Средняя степень заполнения позиций φ_1 определяется балансом поступления на поверхность извне и испарения с поверхности.

Следует записать

$$g(1 - \varphi_1) = \alpha \left(\varphi_{000} + 4v\varphi_{010} + 4v^2\varphi_{011} + 2v^2\varphi_{110} + 4v^3\varphi_{111} + v^4\varphi_{111} \right). \quad (1)$$

Здесь: g – вероятность осаждения прилетевшего атома в незаполненную позицию за единицу времени; α – вероятность отрыва (испарения) за единицу времени; v – параметр, представляющий масштаб взаимодействия между атомами, находящимися в соседних позициях, $v > 1$ в случае отталкивания, $v < 1$ для притяжения.

Символы φ означают вероятности плоскостных атомных конфигураций, представленных как индекс при φ .

Выражение, представляющее эффект осаждения, учитывает невозможность осаждения в занятую позицию (моноатомный слой), но нечувствительно к характеру окружения свободной позиции.

Каждое из слагаемых в правой части (1) представляет вариант условий испарения атома с учетом статистического веса подобных конфигураций. Каждое из этих слагаемых имеет коэффициент, представляющий произведение α и степени v , совпадающей с числом соседей у рассматриваемого атома в соответствующей конфигурации.

Миграционные перескоки по поверхности не изменяют среднюю концентрацию φ_1 . По этой причине эффекты перемещений по поверхности явно не присутствуют в уравнении баланса (сумма таких слагаемых в условиях макроскопической однородности равна нулю), но создают форму поверхности распределений, т.е. формируют условия отрыва атомов от поверхности.

Соотношение (1) предполагает, что взаимовлияние атомов ограничивается ближайшим соседством, причем направления входа в позицию ближайшего соседства или выхода из нее сами по себе не влияют на вероятности переходов (равноправие направлений).

Вероятности многоузельных конфигураций выражаются через вероятности размещений уменьшенным количеством узлов по правилам:

$$\varphi_{0_1} = \frac{\varphi_{0_1} \cdot \varphi_{0_1}}{\varphi_1}, \varphi_{0_1} = \varphi_{001} = \frac{\varphi_{01} \cdot \varphi_{11}}{\varphi_1} \text{ и т.д.} \quad (2)$$

Соотношения (2) автоматически обеспечивают необходимые соответствия между вероятностями конфигураций для фиксированного количества узлов, т.е. то, что

$$\varphi_{01} + \varphi_{01} \equiv \varphi_1, \varphi_{00} + \varphi_{01} \equiv \varphi_0 \equiv 1 - \varphi_1, \text{ и т.п.}$$

Формулы (2) сходны с некоторыми обобщениями приближения Кирквуда. Установлено, что в одномерном случае в условиях равновесия соотношения вида (2) точно соответствуют бесконечной системе кинетических уравнений для величин φ любых порядков. Распространить доказательство на двумерный объект затруднительно, но, с другой стороны, не обнаруживаются какие-либо частные случаи, асимптотические варианты, когда соответствия вида (2) приводили бы к противоречиям или ограничениям.

Последовательное применение формул вида (2) позволяет свести уравнение (1) к виду, где присутствуют только одноузельные и двухузельные вероятности. Получается:

$$\varphi_{11} = \frac{\left[\frac{g}{\alpha} \cdot \varphi_1^3 (1 - \varphi_1) \right]^{1/4} - \varphi_1}{\nu - 1}. \quad (3)$$

Требования детального равновесия между конфигурациями на поверхности, переходя-

щими друг в друга в результате перескока между соседними позициями дает еще одно соответствие между φ_{11} и φ_1 , не отличающееся от соответствующего одномерного соотношения:

$$\varphi_{11} = \frac{\nu + 2(1 - \nu)\varphi_1 - \left(\nu^2 + 4\nu(1 - \nu)\varphi_1(1 - \varphi_1) \right)^{1/2}}{2(1 - \nu)}. \quad (4)$$

Приравнивание выражений (3) и (4) дает уравнение

$$\left[\frac{g}{\alpha} \varphi_1^3 (1 - \varphi_1) \right]^{1/4} = \nu \varphi_1 - \frac{\nu}{2} + \frac{1}{2} \left(\nu^2 - 4\nu(\nu - 1)\varphi_1(1 - \varphi_1) \right)^{1/2}, \quad (5)$$

которое позволяет отыскать среднюю степень заполнения структуры, т.е. φ_1 , в зависимости от интенсивности бомбардировки g и характеристик структуры α, ν .

СПЕЦИАЛЬНЫЕ СЛУЧАИ

Равенство (5) – алгебраическое уравнение высокой степени, которое, однако, в некоторых специальных, но вполне реальных ситуациях радикально упрощается, определяя простые и наглядные закономерности.

Второе слагаемое под корнем в выражении (5) мало сравнительно с первым при условиях: $\varphi_1 \ll 1, (1 - \varphi_1) \ll 1, |\nu - 1| \ll 1$, т.е. если средний уровень заполнения позиций невысок, если, наоборот, поверхностная пленка почти сплошная и наконец, если уровень корреляции в движении атомов невысок (относительно слабое взаимодействие). Диапазон физических условий, определяемый последним из названных условий, частично перекрывается с двумя другими.

Уравнение (5) приводится к виду:

$$\left(\frac{g}{\alpha} \right)^{1/4} \varphi_1^{3/4} (1 - \varphi_1)^{1/4} = \varphi_1 [1 + (\nu - 1)\varphi_1]. \quad (6)$$

Предельный случай $\nu = 1$ соответствует отсутствию влияния близких атомов на вероятности перескоков. Это так называемое “кинетическое взаимодействие”, где влияние присутствия других атомов на миграции некоторого выделенного задается картиной размещения заполненных (недоступных) и пус-

тых (открытых) узлов. При этом уравнение (6) дает

$$\varphi_1 = g/(g + \alpha), \quad (7)$$

что совпадает с предсказаниями на основе простейших концепций. Степень заполнения растет с увеличением интенсивности бомбардировки, асимптотически приближаясь к единице в области параметров $g \gg \alpha$. Если же $\alpha = 0$, то установившийся режим соответствует возникновению плотного монокристаллического покрытия при произвольных уровнях потока извне. Величина φ_{11} , т.е. вероятность нахождения атомов в ближайшем соседстве согласно (4) равняется φ_1^2 , что, разумеется, отвечает картине случайного некоррелированного распределения. Отличие величины $(v - 1)\varphi_1$ от нуля в оговоренных условиях приводит к некоторым количественным сдвигам без заметных качественных изменений. Отсутствие коррелированности предопределено при этом либо низкой средней плотностью, либо слабым влиянием соседей на вероятности перескоков.

Иначе обстоит дело, если φ_1 близко к единице. Если $\varphi_1 = 1 - \delta$, $\delta \ll 1$, то при не принципиальном округлении, роль которого снижается до нуля при приближении φ_1 к единице, получается

$$\delta \approx \frac{\alpha}{g} v^4. \quad (8)$$

Формула (8) определяет концентрацию вакантных узлов. Видим, что константа v существенно модифицирует эффективность испарения. Если $v > 1$, то количество вакансий возрастает вследствие того, что при больших значениях φ_1 практически каждый из атомов находится в неблагоприятной с точки зрения осаждения позиции, что и ведет к выталкиванию атомов. При этом преобладает вылет из участков плотного заполнения позиций (отсюда четвертая степень v), вследствие чего в этих условиях преобладают одиночные изолированные вакансии; это похоже на однородное разрыхление слоя: появление более обширных участков опустошения менее показательны – вакансии не слипаются. В условиях $v < 1$, концентрация вакансий δ меняется с изменением v по столь же сильной зависимости ($\approx v^4$). При этом появление но-

вых вакансий на участках плотного заполнения менее вероятно, нежели уход с краев уже опустошенных участков. Таким образом, в указанных условиях пленка имеет вид плотного покрытия при наличии мезоскопических участков опустошения; одиночных вакансий относительно немного.

Еще один любопытный вариант распределения возникает, когда $g = \alpha v^2$. При этом

$$\varphi_1 = 1/2; \quad \varphi_{11} = \frac{1}{2(1 + \sqrt{v})}; \quad \varphi_{01} = \frac{\sqrt{v}}{2(1 + \sqrt{v})};$$

$$\varphi_{00} = \varphi_{11}. \quad (9)$$

Таким образом, в случае малых v заполнение структуры соответствует наличию крупных пятен, общая площадь которых равна половине площади поверхности, а если v достаточно велико, то возникает картина заполнения, близкая к шахматному порядку.

Заметим также, что если v приближается к нулю при фиксированных значениях g , α , то уравнение (5) не имеет других решений, кроме как $\varphi_1 = 1$.

ВАРЬИРОВАНИЕ ГЛАВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Согласно (5), реализуемая средняя степень заполнения узлов зависит не от величин g , α по отдельности, а только от их отношения. Вследствие этого величины g , α могут считаться безразмерными с произвольным параметром обезразмеривания. Если, в качестве единицы времени принять характерное время колебаний атомов на поверхности (период колебаний), то величина g приобретает смысл количества атомов, поступающих в одну позицию за упомянутый срок. Для реальных уровней воздействия, как правило, $g \ll 1$.

Если величина g задает уровень внешнего воздействия и тем самым предполагает возможность произвольного варьирования, то параметры α , v определяются свойствами структуры и зависят от температуры. Следует принять

$$\alpha = \exp(-U/K_B T), \quad v = \exp(V/K_B T), \quad (10)$$

где U , V – энергия взаимодействия рассматриваемых атомов с атомами подложки и между собой соответственно. при этом величина U понимается как положительная константа

(энергия связи), а параметр $V > 0$ при отгаливании и отрицателен в случае притяжения.

Посылка о формировании именно монослоя определяет преобладание величины U . Полагаем, что $U > 4V$. В противном случае исходное соотношение (1) требовало бы некоторой модификации. Обращаем внимание, что при повышении температуры величины α , ν приближаются к единице, а для достаточно низких температур значения α , ν несопоставимы с единицей даже для невысоких абсолютных значений U , $|V|$. Тем самым изменение температуры соответствует широкому варьированию параметров α , ν , охватывающему выше обозначенные частные случаи.

Повышение температуры во всех случаях приближает свойства слоя к картине случайного распределения с тенденцией к понижению плотности пленки согласно (7).

Если величина V (10) отрицательна (притяжение), то при весьма низких температурах в рамках используемой модели величина φ_1 практически не отличается от единицы. Повышение температуры влечет за собой снижение φ_1 преимущественно за счет участков, где наблюдается случайное понижение плотности заполнения, что соответствует дальнейшему обеднению этих участков с последующим обособлением пятен практически полного покрытия с почти пустыми разделительными зонами между ними. Дальнейшее снижение средней плотности будет происходить путем отрыва атомов на краях пятен покрытия, с их уходом в зоны опустошения и последующим испарением. Это соответствует постепенному уменьшению размеров пятен при сохранении невысокой плотности в их окрестности. Случай, представленный формулами (9) соответствует этому этапу. Низкие значения φ_{01} сравнительно с φ_{11} свидетельствуют о наличии довольно крупных пятен, где количество “внутренних”, заведомо соседствующих с себе подобными атомов существенно превосходит число “крайних” атомов, соседствующих с пустыми позициями. При этом значения φ_{11} лишь немного уступают φ_1 , т.е. преобладающая часть атомов принадлежит сгусткам.

Можно констатировать, что некоторому, возможно обширному температурному диапазону соответствует пятнистый характер заполнения слоя. При этом наблюдаемые макроскопические характеристики поверхности будут результатом суперпозиции вкладов разделенных участков почти сплошного покрытия и участков низкой плотности.

При низких значениях ν величина φ_{01} следует правилу $\varphi_{01} \approx \sqrt{\nu\varphi_1(1-\varphi_1)}$, т.е. обращается в нуль на обеих границах диапазона φ_1 .

Максимум этой функции соответствует $\varphi_1 = 1/2$, а само максимальное значение $\sqrt{\nu}/2$ (точное значение φ_{01} при $\varphi_1 = 1/2$ в формуле (9)). Названные особенности – частное проявление немонотонного характера изменения φ_{01} при изменении средней степени заполнения с максимумом в промежуточной области. Сходным образом должны изменяться и физические характеристики, определяемые контактом привнесенного атома с чистой поверхностью.

Плотность тока эмиссии в соответствии с законом Ричардсона [10] в этих условиях представляется выражением

$$j = AT^2 \left(\varphi_{11} e^{-V_{11}/KT} + \varphi_{00} e^{-V_{00}/KT} + 2\varphi_{10} e^{-V_{10}/KT} \right), \quad (11)$$

где значения работ выхода для соответствующих участков обозначены теми же индексами, что и соответствующие вероятности.

Принято во внимание равноправие величин φ_{01} и φ_{10} . Выражение (11) сводится к обычному виду, когда $\varphi_{11} \rightarrow 1$; $\varphi_{00} \rightarrow 1$; $\varphi_{01} \rightarrow 1/2$ (предельные значения этой величины) и при совпадении работ выхода.

С увеличением степени покрытия значение φ_{11} растет, φ_{00} убывает, а φ_{01} изменяется немонотонно, обращаясь в нуль, когда $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_1 = 1$, и достигает максимума в промежуточной области (не обязательно вблизи значения $\varphi_1 = 1/2$).

При этом известно, что эмиссионная способность поверхностей часто обнаруживает максимум при неполном покрытии этой поверхности активатором. Можно высказать предположение, что наиболее благоприятные

условия эмиттирования электронов с поверхности создаются размещением активирующих атомов по поверхности, соответствующим высоким значениям величины Φ_{01} и связанных с нею функций более высоких порядков.

В случае отталкивания ($V > 0$, $\nu < 1$) значение Φ_1 в области, не слишком близкой к нулевой границе диапазона изменения этой величины, приблизительно таково

$$\Phi_1 \approx \frac{(g/\alpha)^{1/5}}{\nu^{4/5}},$$

что определяет температурную зависимость вида

$$\Phi_1 \approx \exp \frac{U - 4V}{5K_B T}.$$

Как и в других случаях, наибольшие значения Φ_1 достигаются при низких температурах, однако изменение Φ_1 с повышением температуры происходит сравнительно медленно. Причина этого в том, что при выталкивании атомов на открытые участки их способность к испарению падает. Особый случай представлен выражениями (9). Если $\sqrt{\nu} \gg 1$, то $\Phi_{01}, \Phi_1, \Phi_{11} \rightarrow 0$. Это соответствует размещению атомов, где непосредственное соседство почти исключено, и каждый из атомов окружен незанятыми узлами. Это упорядоченное размещение можно квалифицировать как поверхностную кристаллизацию пленки с атомным радиусом, который в $\sqrt{2}$ раз превышает ту же величину в другом возможном здесь варианте кристаллизации – заполнение всех позиций. Если сетка разрешенных позиций квадратная, то указанное размещение представляет собой две вставленные друг в друга решетки удвоенного периода (плоский аналог объемно-центрированной решетки кубической сингонии с двумя атомами на ячейку).

Разумеется, указанное специфическое распределение может возникать и поддерживаться только при указанном выше соотношении главных параметров. Практически это может быть достигнуто подбором уровня воздействия g или (i) соответствующим выбо-

ром температурного режима. Следует думать, что, по крайней мере, некоторые измеряемые макроскопические характеристики поверхности будут достигать здесь экстремальных уровней. Если в условиях заполнения всех позиций $\Phi_{11} = \Phi_1 = 1$; $\Phi_{10} = 0$, то в обсуждаемом варианте $\Phi_{11} = 0$; $\Phi_{10} = \Phi_1$. Сопоставление свойств такой поверхности со случаем полного заполнения – это прямое сопоставление вкладов микроскопических величин Φ_{01} и Φ_{11} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Записанные выше соотношения предполагали, что набор разрешенных позиций атомов на поверхности представляет собой квадратную сетку. Разумеется, разные формы кристаллической структуры подложки и варьирование ориентации поверхности относительно кристаллографических осей (неограниченный набор индексов Мюллера) определяют необходимость модификации исходных посылок и, соответственно, результативных выводов. Здесь открываются обширные возможности для реализации мозаичных покрытий разных видов. В частности, не исключается картина распределения тождественная или близкая к структуре, знаменитого теперь, графена, обладающего уникальными характеристиками.

Возникновение упорядоченного размещения атомов монослоя может рассматриваться как форма кристаллизации этой структуры, сопряженная со всем набором особенностей, обусловленных трансляционной инвариантностью. При этом следует дополнительно принять во внимание неоднородность выбора предпочтительных позиций на поверхности (узлы, междоузлия и др.), что предопределяет усложнение дисперсионных соответствий и возможности фазовых переходов.

Конечно, возникновение упорядоченных и неупорядоченных структур на поверхности обусловлено наличием внешнего воздействия, поддерживаемого в фиксированном режиме, чем эти структуры резко отличаются от того же графена. С другой стороны, подвижность, изменчивость, управляемость, характерные монослою обсуждаемого вида,

могут служить основой к разработке методов диагностики поверхности, индикаторов, средств автоматизации.

Сопоставление результатов данной работы с одномерным вариантом [9], показывает единство качественных тенденций, в чем едва ли можно сомневаться. Однако двумерный анализ выявляет дополнительные особенности. Так, например, факт возможной упорядоченности приобретает необходимую рельефность только в последовательно двумерном описании. Общее наблюдение состоит в том, что двумерность усиливает роль варьирования параметров g ; α ; ν , что особенно заметно при сопоставлении огрубленных или асимптотических выражений (более высокие степени этих параметров). Справедливости ради следует все же заметить, что точные формулы одномерной теории обнаруживают некоторые относительно тонкие особенности распределений, что в приближенных или асимптотических выражениях двумерных построений уже не проявляется.

Построения данной работы допускают развитие, как в отношении других форм поверхности, так и применительно к субмонослойным образованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. – М.: Metallurgiya, 1992. – 432 с.
2. Максимович Г.Г., Шатинский В.Ф., Копылов В.И. Физико-химические процессы при плазменном напылении и разрушении металлов с покрытиями. – К.: Наукова думка, 1983. – 264 с.
3. Праттон М. Введение в физику поверхности. – М.: Ижевск: R&C Dynamics, 2000. – 256 с.
4. Зенгуил Э. Физика поверхности. – М.: Мир, 1990. – 536 с.
5. Кукушкин С.А., Слезов В.В. Дисперсные системы на поверхности твердых тел. Механизмы образования тонких пленок. – СПб.: Наука, 1996. – 304 с.
6. Koh S.J., Ehrlich G. Self-Assembly of One-Dimensional Surface: Long-Range Interactions in the Growth of Ir and Pd on W(110)//Phys. Rev. Lett. – 2001. – № 87.
7. Knoll A., Weismann D., Gotsmann B., Duerig U. Relaxation Kinetics of nanoscale Indents in a Polymer Glass//Phys. Rev. Lett. – 2009. – № 102.
8. Долгов А.С., Стеценко Н.В. Релаксационные перестройки моноатомных слоев на поверхности//Физическая инженерия поверхности. – 2009. – Т. 7, № 3. – С. 244-251.
9. Долгов А.С., Стеценко Н.В. Кинетика поверхностного монослоя//Вестник ДНУ. Серия ракетно-космическая техника. – 2010. – Вып. 14, Т. 2. – С. 64-74.
10. Richardson L.F.//Proc. Royal. Soc. London, A 110. – 1926. – P. 709.

LITERATURA

1. Kudinov V.V., Bobrov G.V. Naneseniye pokrytiy napyleniyem. Teoriya, tekhnologiya i oborudovaniye. – M.: Metallurgiya, 1992. – 432 s.
2. Maksimovich G.G., Shatinskiy V.F., Kopylov V.I. Fiziko-khimicheskiye protsessy pri plazmennom napylenii i razrushenii metallov s pokrytiyami. – K.: Naukova dumka, 1983. – 264 s.
3. Prutton M. Vvedeniye v fiziku poverkhnosti. – M.: Izhevsk: R&C Dynamics, 2000. – 256 s.
4. Zenguil E. Fizika poverkhnosti. – M.: Mir, 1990. – 536 s.
5. Kukushkin S.A., Slezov V.V. Dispersnyye sistemy na poverkhnosti tverdykh tel. Mekhanizmy obrazovaniya tonkikh plenok. – SPb.: Nauka, 1996. – 304 s.
6. Koh S.J., Ehrlich G. Self-Assembly of One-Dimensional Surface: Long-Range Interactions in the Growth of Ir and Pd on W(110)//Phys. Rev. Lett. – 2001. – № 87.
7. Knoll A., Weismann D., Gotsmann B., Duerig U. Relaxation Kinetics of nanoscale Indents in a Polymer Glass//Phys. Rev. Lett. – 2009. – № 102.
8. Dolgov A.S., Stetsenko N.V. Relaksatsionnyye perestroyki monoatomnykh sloyev na poverkhnosti//Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti. – 2009. – Т. 7, № 3. – S. 244-251.
9. Dolgov A.S., Stetsenko N.V. Kinetika poverkhnostnogo monosloya//Vestnik DNU. Ser. raketno-kosmicheskaya tekhnika. – 2010. – Vyp. 14, T. 2. – S. 64-74.
10. Richardson L.F.//Proc. Royal. Soc. London, A 110. – 1926. – P. 709.