

## СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

**В. В. Андреев**

В статье представлены результаты исследования образования неоднородных пространственно-временных структур в адсорбционном слое на однородной поверхности диэлектрика, полупроводника или металла в результате нетеплового воздействия лазерного излучения относительно слабой интенсивности.

*Ключевые слова:* нетепловое воздействие, лазерное излучение, латеральное взаимодействие, наведенные диполи, адсорбированные частицы, однородная поверхность, диэлектрик, полупроводник, металл, неоднородные планарные структуры.

## SYNTHESIS OF NANOSTRUCTURES ON SOLID SURFACES IN THE FIELD OF WEAK LASER IRRADIATION

**V. V. Andreev**

Formation of non-uniform spatial and temporal structures in adsorption layer on the uniform surface of dielectric, semiconductor or metal is investigated. Such structures appear as result of non-thermal interaction with the laser irradiation of relatively weak intensity. The intensity of laser irradiation in cross section is distributed according to the Gauss law. It is shown that spatial and temporal non-uniformities in the adsorption layer appear due to lateral interaction of dipoles, induced in adsorption particles under influence of laser irradiation.

*Keywords:* non-thermal interaction; laser irradiation; lateral interaction; induced dipoles; adsorption particles; uniform surface of dielectric, semiconductor and metal; non-uniform planar structures.

В последние годы значительный интерес исследователей вызывают поверхностные явления, протекающие под действием лазерного излучения. Такое внимание вызвано тем, что в поле действия лазера возможно создание наноструктур различных конфигураций на поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков. Результаты исследований связаны с перспективами их широкого использования в микро-, опто- и акустоэлектронике. Однако при исследовании процессов в поле лазерного излучения часто речь идет о таких условиях, когда имеет место высокотемпературный нагрев материала, в резуль-

тате чего его поверхность становится гофрированной.

Так, один из возможных способов получения обратимых и необратимых «периодических» структур на поверхности твердых тел в результате лазерной абляции тонких пленок был исследован в работах [6; 11–12; 15]. В числе прочих был проведен эксперимент по образованию упорядоченных микроструктур при абляции твердых мишеней (медь, латунь, вольфрам, бронза) толщиной 1–2 мм, находящихся под слоем жидкости (дистиллированная вода, 95%-ный этанол) [12]. Плотность энергии на поверхности мишени достигала величины 30 Дж/см<sup>2</sup>, а диа-

метр сфокусированного пятна составлял 10–60 мкм. При этом период возникающих микроструктур увеличивался в линейной зависимости от увеличения диаметра пятна лазерного излучения на поверхности мишени. Кроме того, в указанной работе предложено три различных механизма абляции:

1) испарение тонкой пленки при нагреве лазерным излучением;

2) взрывное удаление пленки вследствие резкого повышения давления газа, возникающего на ее границе с подложкой;

3) двухфазное удаление пленки при испарении материала с поверхности и вытеснения жидкости давлением паров.

Периодические структуры, описанные в работе [Там же], образуются в результате выноса вещества мишени в виде наночастиц в жидкость. В то же время в аналогичном исследовании [11] описаны наноструктуры, формирующиеся из первоначальной шероховатости поверхности мишени под действием давления паров жидкости, окружающей мишень. Пластика серебра, погруженная в воду или этанол, подвергалась облучению импульсным неодимовым лазером с длиной волны генерации 1,06 мкм, длительностью импульсов 350 пс и частотой их повторения 300 Гц. При этом на поверхности образовывался массив nanoострий высотой 50–70 нм и плотностью до  $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

В работе [6] исследована генерация наночастиц благородных металлов (Ag и Au) при абляции металлических мишеней, изготовленных в виде пластинки из золота и серебра толщиной 100 мкм с содержанием металлов 99,99 %, в дистиллированной воде и этаноле излучением лазера на парах меди с длиной волны генерации 510,6 нм, длительностью импульсов 20 нс и частотой следования 15 кГц. Полученный в результате абляции коллоидный раствор облучался без металлической мишени лазерным пучком диаметром 30 мкм.

В то же время интерес представляет исследование процессов, при которых ла-

зерное излучение не вызывает значительного разогрева вещества. В этом случае механизм воздействия лазерного излучения на вещество является нетепловым. Как правило, при этом механизм воздействия оптического поля на адсорбированные на твердой поверхности частицы объясняется безызлучательной релаксацией электронного взаимодействия атома с поверхностью, способной привести к его десорбции [2; 7–8; 10]. Другим возможным механизмом является поляризация световым полем адсорбированных частиц, в результате которой в некоторых случаях латеральное взаимодействие таких частиц является существенным [1; 3–5; 14]. В результате на твердой поверхности в области действия лазерного луча возникают неоднородные планарные структуры в виде «кратера» или «бугра» [1; 3–4]. Были подробно исследованы зависимости безразмерной поверхностной концентрации адсорбированных частиц  $P$  от безразмерного расстояния  $R$  при различных значениях, характеризующих процесс параметров как в установившемся, так и неустановившемся режимах [Там же].

Наше исследование посвящено образованию неоднородных пространственно-временных структур в адсорбционном слое на поверхности твердого тела под действием лазерного излучения относительно слабой интенсивности.

### Математическая модель

Для одномерной задачи физической адсорбции частиц на однородной поверхности диэлектрика, полупроводника или металла ранее получено кинетическое уравнение, описывающее установление локального адсорбционного равновесия при неоднородном пространственном распределении интенсивности направленного на поверхность оптического излучения [14]. В случае двумерного поперечного распределения интенсивности падающего на поверхность светового излучения, обладающего осевой симметрией, уравнение записывается так [3]:

$$\frac{\partial N}{\partial t_1} = S_0 F(r) - \frac{N}{\tau} + \mu \frac{\partial}{r \partial r} \left( r N \frac{\partial U}{\partial r} \right) + D \frac{\partial}{r \partial r} \left( r \frac{\partial N}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где  $r$  – текущее радиальное расстояние;  $t_1$  – текущее время;  $N$  – поверхностная концентрация адсорбированных частиц (атомов, молекул и т. п.);  $F(r)$  – интенсивность потока частиц из газовой фазы на поверхность;  $S_0$  – коэффициент прилипания частиц к поверхности;  $\tau$  – время пребывания частиц в адсорбированном состоянии;  $\mu$  – подвижность;  $D$  – коэффициент поверхностной диффузии;  $U$  – потенциал фотоиндуцированного взаимодействия между адсорбированными частицами.

Следует отметить, что в данном случае величины  $\mu$  и  $D$  предполагаются константами ввиду того, что взаимодействие лазерного излучения с веществом имеет нетепловой характер. Пусть функция  $F(r)$  задается гауссовым распределением:

$$F(r) = F_0 \exp(-r^2/\Delta_1^2), \quad (2)$$

где  $\Delta_1$  – эффективный радиус потока частиц, направленных на поверхность твердого тела.

Согласно работе [3], мгновенное значение потенциальной энергии фотоиндуцированного диполя в локальном электрическом поле  $E_{\text{loc}}$  описывается следующим уравнением:

$$U = -dE_{\text{loc}} = -\varepsilon_0 \alpha E_{\text{loc}}^2 = -\varepsilon_0 \alpha E^2 / (1 - A\alpha)^2, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\alpha$  – поляризуемость отдельной адсорбированной частицы;  $E = |E|$  – напряженность электрической компоненты в электромагнитном поле лазерного излучения.

Параметр  $A$  определяет, как показано в работе [14], зависимость локального

электрического поля от поверхностной концентрации адсорбированных атомов, а также от угла падения и поляризации внешнего электромагнитного поля:

$$E_{\text{loc}} = E / (1 - A\alpha).$$

Локальное электромагнитное поле  $E_{\text{loc}} = E + E_1$  состоит из внешнего поля  $E$  и суммарного поля  $E_1$ , создаваемого в точке расположения рассматриваемой частицы всеми другими фотоиндуцированными диполями.

Пусть направленное на поверхность твердого тела электромагнитное поле имеет амплитуду электрической компоненты  $E_0$  и циклическую частоту  $\omega$ :

$$E(t_1) = E_0 \cos(\omega t_1).$$

Если распределение амплитуды внешнего поля в направлении, поперечном к распространению, обладает осевой симметрией, то величина  $E_0$  является функцией только радиуса  $r$ . С учетом этого подставим последнюю формулу в выражение для мгновенной потенциальной энергии (3) и усредним ее по периоду внешнего электромагнитного излучения. В результате получим:

$$U(r) = -\varepsilon_0 \alpha E_0^2(r) / \{2(1 - A\alpha)^2\}. \quad (4)$$

Приближенно можно считать, что для усредненной по времени интенсивности  $I$  оптического излучения справедлива следующая зависимость:

$$I(r) = \varepsilon_0 c E_0^2(r).$$

Предположим, что распределение по поперечному сечению усредненной по времени интенсивности лазерного излучения имеет гауссову форму:

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/r_0^2),$$

где  $r_0$  – эффективный радиус падающего лазерного луча;  $I_0$  – интенсивность ла-

зерного излучения в точке  $r = 0$ .

С учетом двух последних соотношений запишем:

$$E_0^2(r) = \frac{I_0}{\varepsilon_0 c} \exp(-r^2/r_0^2). \quad (5)$$

Таким образом, из формул (4–5) получим следующее соотношение для определения эффективной потенциальной энергии частицы, имеющей координату  $r$  на поверхности твердого тела:

$$U(r) = -\frac{\alpha I_0}{2c(1-A\alpha)^2} \exp(-r^2/r_0^2) = A_0 \exp(-r^2/r_0^2). \quad (6)$$

Входящий в выражение (6) коэффициент пропорциональности определяется так:

$$A_0 = -\frac{\alpha I_0}{2c(1-A\alpha)^2}. \quad (7)$$

Величина  $A$ , входящая в знаменатель формулы (7), согласно работе [14] вычисляется по формуле:

$$A \approx \frac{2\pi N}{\Delta r}, \quad (8)$$

где  $\Delta r$  – среднее расстояние между соседними ячейками, в которые могут перейти адсорбированные на твердой поверхности атомы.

Таким образом, из формул (7–8) для вычисления коэффициента пропорциональности  $A_0$  получим следующее соотношение:

$$A_0 = -\frac{\alpha I_0}{2c \left(1 - \frac{2\pi\alpha N}{\Delta r}\right)^2} = \frac{A_1}{\left(1 - \frac{2\pi\alpha N}{\Delta r}\right)^2}, \quad (9)$$

где  $A_1 = -\alpha I_0 / (2c)$ . С учетом соотношения (2), определяющего интенсивность потока частиц на поверхность твердого тела, и формулы (6), определяющей усредненную по времени потенциальную энергию частицы в электрическом поле, являющемся суперпозицией внешнего и фотоиндуцированного электрических полей, уравнение (1) в безразмерной форме примет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \exp(-R^2/\Delta^2) - n - \xi \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{nR^2 \exp(-R^2)}{(1-\eta n)^2} \right) + \phi \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial n}{\partial R} \right), \quad (10)$$

где  $t = t_1/\tau$ ,  $R = r/r_0$ ,  $n = N/\beta$ ,  $\beta = S_0 F_0 \tau$ ,  $\xi = 2A_1 \mu \tau / r_0^2$ ,  $\phi = D\tau / r_0^2$ ,  $\eta = 2\pi\alpha\beta/\Delta r$ ,  $\Delta = \Delta_1/r_0$ . Дополним уравнение (10) начальным условием:

$$t = t_0: \quad n(R, t_0) = n_0(R). \quad (11)$$

В уравнение необходимо включить еще два граничных условия. Из симметрии задачи следует, что в точке  $R = 0$  должно быть задано следующее граничное условие:

$$\frac{\partial n}{\partial R} = 0. \quad (12)$$

Оно физически означает отсутствие диффузионного потока в точку  $R = 0$  или из нее. Кроме того, из уравнения (12) для функции  $U(r)$  вида (6) также следует равенство нулю дрейфовой части потока при  $R = 0$ .

Аналогичное условие отсутствия диффузии и дрейфа адсорбированных частиц за пределы твердой поверхности зададим на внешней границе области радиуса  $R_f$ :

$$R = R_F : \frac{\xi R_F n(R_F, t) \exp(-R_F^2)}{(1 - \eta n(R_F, t))^2} - \left. -\phi \frac{\partial n(R, t)}{\partial R} \right|_{R=R_F} = 0. \quad (13)$$

Если  $R_F \gg 1$  (т. е. линейный размер поверхности намного превышает эффективный радиус  $r_0$  лазерного луча), то граничное условие (13) может быть записано в более простом виде:

$$\left. \phi \frac{\partial n(R, t)}{\partial R} \right|_{R=R_F} = 0.$$

### Результаты и их обсуждение

Согласно работе [14], коэффициент поверхностной диффузии и подвижность адсорбированных частиц в поле внешнего оптического излучения определяются выражениями

$$D = W(\Delta r)^2, \mu = \frac{D}{kT}, \quad (14)$$

где  $W = \nu \exp[-E_{\text{dif}}/(kT)]$  – вероятность перехода в единицу времени адсорбированного атома в соседнюю ячейку в радиальном направлении;  $k$  – постоянная Больцмана;  $E_{\text{dif}}$  – энергия активации диффузии;  $T$  – абсолютная температура.

Энергия активации диффузии, как правило, принадлежит интервалу  $E_{\text{dif}} \approx 0,01 \div 0,1 \text{ eV}$ . Предэкспоненциальный множитель  $\nu$  в формуле для вероятности  $W$  определим из условия  $h\nu \approx kT$  [3; 14]. Тогда, например, при температуре  $T = 400 \text{ K}$  получим  $\nu \approx 0,84 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$ . В этом случае вероятность перехода адсорбированного атома в соседнюю ячейку составляет  $W = (0,46 \div 6,3) \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ . Следовательно, в соответствии с формулами (14) при

$\Delta r \approx 0,6 \text{ нм}$  коэффициент поверхностной диффузии равен  $D = (0,017 \div 0,23) \cdot 10^{-5} \text{ м}^2 \text{ c}^{-1}$  а подвижность принимает следующее значение  $\mu = (0,03 \div 0,4) \cdot 10^{15} \text{ м}^2 \text{ c}^{-1} \text{ J}^{-1}$ . Следует отметить, что коэффициент поверхностной диффузии и подвижность, определяемые по формулам (14), сильно зависят от температуры. Представим их в виде следующих соотношений:

$$\frac{D}{D_0} = \theta \exp[\gamma(1-1/\theta)]; \quad (15)$$

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{T_0 D}{T D_0} = \exp[\gamma(1-1/\theta)], \quad (16)$$

где  $\gamma = E_{\text{dif}}/(kT_0)$ ,  $\theta = T/T_0$ . Величины  $D_0$  и  $\mu_0$  определяются при температуре  $T_0$ . При температуре  $T_0 = 273 \text{ K}$  для параметра  $\gamma$  получим:  $\gamma = 0,4247 \div 4,247$ . На рис. 1 представлены зависимости отношений  $D/D_0$  и  $\mu/\mu_0$ , вычисляемых по формулам (15–16) соответственно, от безразмерной температуры  $\theta$ . Из рис. 1 видно, что зависимость от температуры становится сильной при более высоких значениях безразмерного параметра  $\gamma$ .

Для безразмерных параметров  $\phi$  и  $\xi$ , входящих в уравнение (10), при условии, что входящие в них параметры не зависят от температуры, за исключением коэффициента поверхностной диффузии  $D$  и подвижности  $\mu$ , с учетом формул (15–16) получим:

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \frac{D}{D_0}; \quad \frac{\xi}{\xi_0} = \frac{\mu}{\mu_0}. \quad (17)$$

В данном случае величины  $\phi_0$  и  $\xi_0$  определяются при температуре  $T_0$ . Таким образом, зависимость от температуры отношений  $\phi/\phi_0$  и  $\xi/\xi_0$  также определяется по формулам (15–16) соответственно.

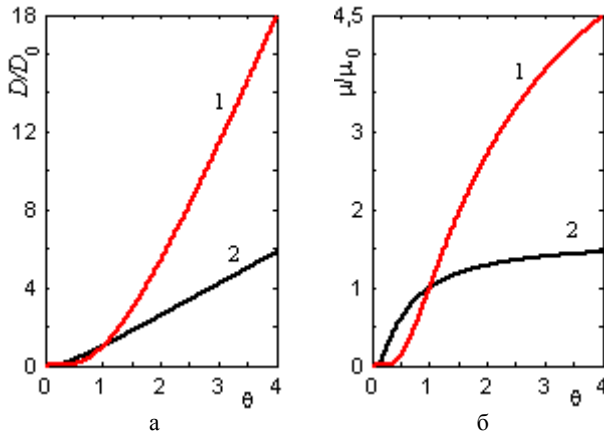


Рис. 1. Зависимости отношений (а) и (б) от безразмерной температуры при (кривые 1) и (кривые 2)

Оценим характерные значения безразмерных параметров  $\phi$  и  $\xi$ . В экспериментах, описанных в работах [2; 5], сине-зеленое излучение  $\text{Ag}^+$ -лазера или  $\text{He-Cd}$ -лазера с интенсивностью соответственно  $20 \text{ ВТ/см}^3$  или  $10 \text{ ВТ/см}^3$  фокусировалось в пятно диаметром  $\sim 2 \text{ мм}$  ( $r_0 \approx 1 \text{ мм}$ ). В этом случае для температуры  $T = 400 \text{ К}$  при  $\tau \approx 10^{-4} \text{ с}$  получаем  $\phi = (0,17 \div 2,3) \cdot 10^{-4}$ . В то же время параметр  $\tau$  сильно зависит от свойств поверхности конкретного твердого тела, а также от характеристик адсорбирующей на ней частицы. Например, в случае адсорбции атомов  $\text{Na}$  на стекле  $\tau$  может быть порядка нескольких секунд [2; 5]. Если принять  $\tau = 1 \text{ с}$ , то при температуре  $T = 400 \text{ К}$  получим  $\phi = 0,17 \div 2,3$ . С учетом сильной температурной зависимости, в соответствии с формулой (13), значение параметра  $\phi$  в ходе экспериментов может варьироваться в достаточно широком диапазоне.

Поляризуемость  $\alpha$ , как правило, составляет  $\sim 10^{-30} \text{ м}^3$ . Таким образом, для параметра  $\beta$ , входящего в формулу (9), при использовании в экспериментах  $\text{Ag}^+$ -лазера имеем  $A_1 \approx -3,3 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}$ , а при использовании  $\text{He-Cd}$ -лазера  $A_1 \approx -1,7 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}$ . Тогда для приведенных выше значений параметров безразмер-

ная величина  $\xi$  принимает значения  $\xi = -(0,2 \div 2,64) \cdot 10^{-13}$  в случае использования  $\text{Ag}^+$ -лазера и  $\xi \approx -(0,1 \div 1,32) \cdot 10^{-13}$  –  $\text{He-Cd}$ -лазера при  $\tau = 1 \text{ с}$ . Если  $\tau = 10^{-4} \text{ с}$ , то  $\xi = -(0,2 \div 2,64) \cdot 10^{-17}$  и  $\xi \approx -(0,1 \div 1,32) \cdot 10^{-17}$  в случае применения  $\text{Ag}^+$ -лазера и  $\text{He-Cd}$ -лазера соответственно.

Оценим параметр  $\eta$ . Величина  $\beta$  при  $\tau = (10^{-4} \div 1) \text{ с}$ ,  $S_0 = 0,7$  и  $F_0 = 10^{20} \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-2}$  принимает значения  $\beta = 7(10^{15} \div 10^{19}) \text{ м}^{-2}$ . Тогда при  $\Delta r \approx 0,6 \text{ нм}$  и  $\alpha = 10^{-30} \text{ м}^3$  получим  $\eta = 0,73(10^{-4} \div 1)$ .

Очевидно, что если безразмерный параметр  $\phi$  на несколько порядков превышает  $\xi$  (например, в приведенных выше оценочных вычислениях  $\phi$  отличается от  $\xi$  на 13 порядков), то существенными будут эффекты, вызванные поверхностной диффузией. В то же время эффект, вызванный латеральным взаимодействием наведенных диполей, наблюдаться не будет.

При температуре  $T = 100 \text{ К}$  для энергий активации диффузии  $E_{\text{dif}} \approx 0,01 \div 0,1 \text{ эВ}$  получим следующие значения параметров модели:  $\nu \approx 0,21 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$  и  $W = (0,0002 \div 6,6) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Тогда при  $\Delta r \approx 0,6 \text{ нм}$ , в соответствии с формулами (14), получим выражение

$D=(0,00007 \div 2,37) \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  для коэффициента поверхностной диффузии и  $\mu=(0,00005 \div 1,72) \cdot 10^{14} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1} \text{ J}^{-1}$  для подвижности. Для безразмерного параметра  $\phi$  при  $r_0 \approx 1 \text{ мм}$  и  $\tau \approx 10^{-4} \text{ с}$  получим  $\phi=(0,00007 \div 2,37) \cdot 10^{-5}$ . Для безразмерного параметра  $\xi$  в случае использования  $\text{Ag}^+$ -лазера при  $\tau=10^{-4} \text{ с}$  имеем  $\xi=-(0,000033 \div 1,14) \cdot 10^{-17}$ , а в случае  $\text{He-Sd}$ -лазера –  $\xi=-(0,000016 \div 0,57) \cdot 10^{-17}$ .

Таким образом, по мере снижения температуры  $T$  с 400 до 100 К отношение безразмерных параметров  $\phi$  и  $\xi$  уменьшается примерно в 10 раз. При температуре 100 К это отношение составляет  $|\phi/\xi| \sim 10^{12}$ . Следовательно, поверхностные диффузионные эффекты преобладают над дрейфом наведенных диполей в электрическом поле. Отношение параметров  $\phi$  и  $\xi$  определяется формулой:

$$|\phi/\xi| = ckT/\alpha I_0. \quad (18)$$

Согласно формуле (18), безразмерные параметры  $\phi$  и  $\xi$  сопоставимы, если:

$$T/I_0 \sim \alpha/ck = 2,42 \cdot 10^{14} \alpha.$$

Так, для характерных значений  $\alpha \sim 10^{-30} \text{ м}^3$  поляризуемости молекул получим:

$$T/I_0 \sim 2,42 \cdot 10^{-16} \text{ К} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{Vt}^{-1}.$$

Последнее соотношение, следовательно, может выполняться при больших величинах  $I_0 \sim 0,41 \cdot 10^{18} \text{ В} \cdot \text{Т} \cdot \text{м}^{-2}$  при температуре  $T=100 \text{ К}$ . Однако в этом случае существенными становятся процессы, имеющие тепловой характер, а это не соответствует условиям данного исследования.

Следует отметить, что существуют молекулы с аномально высокой поляризуемостью  $\alpha \sim 10^{-27} \text{ м}^3$  [9; 13]. Однако даже для таких молекул при температу-

ре  $T=100 \text{ К}$  получаем  $|\phi/\xi| \sim 10^9$ , и эффект в адсорбционном слое на поверхности твердого тела, вызванный латеральным взаимодействием наведенных в адсорбированных молекулах диполей, практически не будет наблюдаться.

Однако, согласно уравнению (10), из-за наличия в знаменателе выражения  $(1-\eta n)^2$  плотность дрейфового потока наведенных диполей в поле оптического излучения достигает очень больших величин при  $\eta n \rightarrow 1$ . В безразмерных величинах плотность потока, включающая диффузионную и дрейфовую части, равна:

$$J = -\phi \frac{\partial n}{\partial R} + \xi \frac{nR \exp(-R^2)}{(1-\eta n)^2}. \quad (19)$$

Неоднородные поверхностные структуры образуются в результате «конкуренции» между процессами диффузии и дрейфа, выражающейся в стремлении диффузии выронить неоднородности, возникающие из-за дрейфа наведенных диполей. Пусть при  $\eta n \rightarrow 1$  в малой окрестности точки  $R=R_0$  выполняется условие  $J=0$ , т. е. суммарный поток отсутствует. Тогда, проинтегрировав уравнение

$$\phi \frac{\partial n}{\partial R} = \xi \frac{nR \exp(-R^2)}{(1-\eta n)^2},$$

получим:

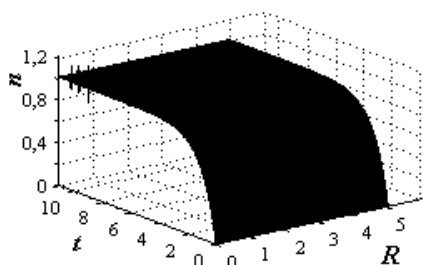
$$\begin{aligned} \phi \left( \ln x - 2x + \frac{x^2}{2} + \frac{3}{2} \right) &= \\ = \xi \frac{\exp(-R_0^2) - \exp(-R^2)}{2}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $x=\eta n$ , а  $R_0$  соответствует точке, в которой  $x=\eta n=1$ . Исследуем равенство (20) в окрестности точки  $R_0$ . Разложим в ряд Тейлора левую часть неравенства (20) в окрестности  $x=1$ , а правую – в окрестности  $R=R_0$ . В результате получим следующую формулу:

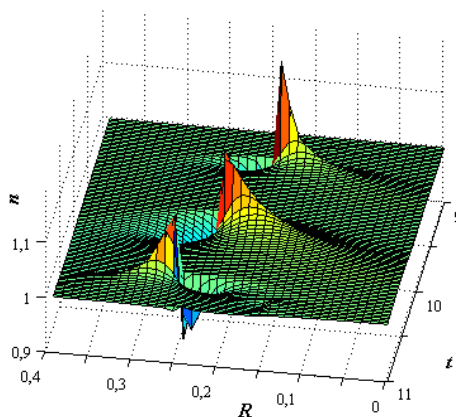
$$n = 1/\eta + \exp(-R_0^2/3) \{3\xi R_0 (R - R_0)/\phi\}^{1/3} / \eta. \quad (21)$$

На рис. 2 представлены решения уравнения (10) с граничными условиями (12–13) и начальным условием (11) вида  $n(R, t_0) = 0$  при  $\xi = -10^{-11}$ ,  $\phi = 10^{-2}$ ,  $\eta = 0,999872$ ,  $\Delta \rightarrow \infty$ . Из рис. 2 (а) видно, что при заданном соотношении параметров  $|\phi/\xi| = 10^9$  с течением времени за счет диффузии на поверхности твердого тела происходит выравнивание концентрации адсорбированных частиц, которая стремится к равновесному значению  $n=1$  по мере увеличения времени  $t$ . При условии  $\eta n \rightarrow 1$  и  $\partial n/\partial R \rightarrow 0$  дрейфовый поток становится сравнимым с диффузионным потоком частиц и даже начинает превосходить его (рис. 2).

В результате возникают неоднородные поверхностные структуры в адсорбционном слое. При этом вследствие того, что в областях пространственных неоднородностей становится большой по абсолютной величине производная  $\partial n/\partial R$ , диффузионный поток начинает преобладать над дрейфовым. Формула (21) определяет на поверхности твердого тела неоднородное распределение концентрации  $n$  адсорбированных частиц в кольце с радиусом  $R=R_0$ , в котором диффузионный и дрейфовый потоки сравнимы друг с другом. Из рис. 2 видно, что неоднородные профили концентрации адсорбированных частиц повторяются через приблизительно равные временные интервалы  $\Delta t$ . При этом между величинами  $R_0$  и  $\Delta t$  наблюдается линейная зависимость.



а



б

Рис. 2. Зависимость безразмерной поверхностной концентрации адсорбированных частиц  $n$  от радиальной координаты  $R$  и времени  $t$  (а); профиль концентрации в области пространственно-временной неоднородности (б)

Таким образом, характер проявления латерального взаимодействия наведенных диполей в адсорбционном слое на поверхности твердого тела сильно зависит от вида адсорбированных частиц, а также свойств поверхности, на которую происходит адсорбция. Существенное влияние должна оказывать также частота из-

лучения используемого лазера, поскольку поляризуемость  $\alpha$  в общем случае является именно ее функцией. Знак безразмерного параметра  $\xi$  определяется направлением усредненного локального электрического поля. Если оно направлено по радиусу к центру, то знак  $\xi$  должен быть положительным.



Результаты проведенного анализа могут быть использованы при создании планарных структур различных конфигураций с помощью оптического излучения, например, в микроэлектронике. Их применение возможно при производстве печатных схем с высокой плотностью монтажа, а также масок для фотолитографии. Например, один из способов получения планарных структур определенной конфигурации на поверхности твердого тела заключается в изменении времени освещения лазером поверхности материала. Варьируя время действия оптического излучения, можно контролировать распределение концентрации адсорбированных на поверхности твердого тела частиц.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Andreev, V. V.** Surface Migration of Adatoms under Optical Irradiation / V. V. Andreev, G. N. Ostryakov, G. G. Telegin // Chem. Phys. Reports. – 1997. – Vol. 16. – № 1. – P. 159–162.
2. Фотостимулированная десорбция атомов металлов с поверхности прозрачных диэлектриков / И. Н. Абрамова [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 39. – № 4. – С. 172.
3. Андреев, В.В. Коллективная миграция адсорбированных атомов на поверхности твердого тела в поле лазерного излучения / В. В. Андреев, Д. В. Игнатьев, Г. Г. Телегин // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 2. – С. 125–128.
4. **Андреев, В. В.** Влияние поля лазерного излучения на зависимость времени установления равновесного распределения адсорбированных на поверхности твердого тела частиц от их начальной концентрации / В. В. Андреев, Ю. И. Прилуцкий // Доклады НАН Украины. – 2004. – № 12. – С. 73–77.
5. Влияние лазерного излучения на взаимодействие атомов с поверхностью и процессы абсорбции / А. Н. Артюшин [и др.] // Химическая физика. – 1999. – Т. 18. – № 6. – С. 100.
6. Образование наночастиц при лазерной абляции металлов в жидкостях / Ф. Бозон-Вердюра [и др.] // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – № 8. – С. 714–720.
7. Фотоотрыв атомов от сплошной поверхности металла / А. М. Бонч-Бруевич [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 97. – № 6. – С. 1761.
8. Фотоэмиссия нейтральных атомов с поверхности металла / А. М. Бонч-Бруевич [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т. 92. – № 1. – С. 285.
9. **Борисов, Ю. А.** Особенности влияния трифторметильной и алкоксикарбонильной групп на строение и реакционную способность соединений акрилового ряда / Ю. А. Борисов, А. Ф. Коломиец, А. В. Фокин // Журнал структурной химии. – 2003. – Т. 44. – № 4. – С. 615–623.
10. **Жданов, В. П.** Элементарные физико-химические процессы на поверхности. / В. П. Жданов. – Новосибирск : Наука, 1988. – 320 с.
11. Образование наноструктур при лазерной абляции серебра в жидкостях / Е. В. Завидев [и др.] // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. – № 10. – С. 978–980.
12. **Казакевич, П. В.** Образование периодических структур при лазерной абляции металлических мишеней в жидкости / П. В. Казакевич, А. В. Симакин, Г. А. Шафеев // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 9. – С. 831–834.
13. Поляризуемость фуллерена / В. А. Мальцев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – Т. 57. – Вып. 10. – С. 634–637.
14. **Полякова, В. И.** Кинетика поверхностных явлений при фотоиндуцированном латеральном взаимодействии между частицами / В. И. Полякова, Г. Г. Телегин // Химическая физика. – 1991. – Т. 10. – № 2. – С. 273.
15. Нарушение адгезии при абляции тонких пленок импульсным лазерным излучением / А. В. Феденев [и др.] // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 4. – С. 375–380.

Поступила 20.10.2013 г.

Об авторе:

**Андреев Всеволод Владимирович**, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры телекоммуникационных систем и технологий ФГБОУ ВПО «Чувашский государственный университет им. И. Н. Ульянова» (г. Чебоксары, Россия), andreev\_vsevolod@mail.ru

Для цитирования: Андреев, В. В. Синтез наноструктур на поверхности твердых тел в поле лазерного излучения слабой интенсивности / В. В. Андреев // Вестник Мордовского университета. – 2014. – № 1. – С. 17–27.

## REFERENCES

1. Andreev V. V., Ostryakov G. N., Telegin G. G. Surface Migration of Adatoms under Optical Irradiation. *Chem. Phys. Reports*. 1997, vol. 16, no. 1, pp. 159 – 162.
2. Abramova, I. N., Aleksandrov E. B., Bonch-Bruevich A. M., Khromov V. V. Fotostimulirovannaja desorbicija atomov metallov s poverhnosti prozrachnyh dijelektrikov [Photostimulated desorption of metal atoms from surfaces of transparent insulators]. *Pis'ma v ZhJeTF - JETP Letters*. 1984, vol. 39, no. 4, pp. 203 – 205.
3. Andreev V. V., Ignat'ev D. V., Telegin G. G. Kollektivnaja migracija adsorbirovannyh atomov na poverhnosti tverdogo tela v pole lazernogo izluchenija [Collective migration of adsorbed atoms on a solid surface in the laser radiation field]. *Kvantovaja jelektronika – Quantum Electronics*. 2004, vol. 34, no. 2, pp. 125 – 128.
4. Andreev V. V., Prilutsky Y. I., Priluckij Ju. I. Vlijanie polja lazernogo izluchenija na zavisimost' vremeni ustanovlenija ravnovesnogo raspredelenija adsorbirovannyh na poverhnosti tverdogo tela chastic ot ih nachal'noj koncentracii [Influence of laser radiation field on the dependence of equilibrium distribution of adsorbed on solid surface particles from their initial concentration]. *Doklady NAN Ukrainy – Reports of the National Academy of Sciences of Ukraine*. 2004, no. 12, pp. 73 – 77.
5. Artyushin A. N., Plekhanov A. I., Safonov V. P., Telegin G. G. Vlijanie lazernogo izluchenija na vzaimodejstvie atomov s poverhnost'ju i processy absorbcii [Effect of laser radiation on atoms interaction with surface and absorption processes]. *Him. Fizika – Chemical Physics Reports*, 1999, vol.18, no. 6, pp.100 – 103.
6. Bozon-Verduraz F., Brayner R., Voronov V. V., Kirichenko N. A., Simakin A. V., Shafeev G. A. Obrazovanie nanochastic pri lazernoj abljacii metallov v zhidkostjah [Production of nanoparticles by laser-induced ablation of metals in liquids]. *Kvantovaja jelektronika – Quantum Electronics*. 2003, vol. 33, no. 8, pp. 714 – 720.
7. Bonch-Bruevich A. M., Vartanyan T. A., Maksimov Yu. N., Przhibel'skii S. G., Khromov V. V. Fotootryv atomov ot sploshnoj poverhnosti metalla [Photodetachment of atoms from solid metal surface]. *ZhJeTF – Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1990, vol. 97, no. 6, pp. 1761 – 1766.
8. Bonch-Bruevich A. M., Maksimov Yu. N., Przhibel'skii S. G., Khromov V. V. Fotojemijsija nejtral'nyh atomov s poverhnosti metalla [Photoemission of neutral atoms from the surface of a metal]. *ZhJeTF – Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1987, vol. 92, no. 1, pp.161 – 164.
9. Borisov Yu. A., Kolomiets A. F., Fokin A. V. Osobennosti vlijanija triflormetil'noj i alkoksikarbonil'noj grupp na stroenie i reakcionnuju sposobnost' soedinenij akrilovogo rjada – Effects of Trifluoromethyl and Alkoxy carbonyl Groups on the Structure and Reactivity of Acrylates. *Zhurnal strukturnoj himii – Journal of Structural Chemistry*. 2003, vol.44, no. 4, pp. 559 – 566.
10. Zhdanov V. P. Jelementarnye fiziko-himicheskie processy na poverhnosti [Elementary physico-chemical processes at the surface]. Novosibirsk, Nauka Publ., 1988, 320 p.
11. Zavedeev E. V., Petrovskaya A. V., Simakin A. V., Shafeev G. A. Obrazovanie nanostruktur pri lazernoj abljacii serebra v zhidkostjah [Formation of nanostructures upon laser ablation of silver in liquids]. *Kvantovaja jelektronika – Quantum Electronics*. 2006, vol.36, no. 10, pp. 978 – 980.
12. Kazakevich P. V., Simakin A. V., Shafeev G. A. Obrazovanie periodicheskikh struktur pri lazernoj abljacii metallicheskikh mishenej v zhidkosti [Formation of periodic structures upon laser ablation of metal targets in liquids]. *Kvantovaja jelektronika – Quantum Electronics*. 2005, vol.35, no. 9, pp. 831 – 834.
13. Mal'tsev V. A., Nerushev O. A., Novopashin S. A., Selivanov B. A. Poljarizuemost' fullerena [Polarizability of fullerenes]. *Pis'ma v ZhJeTF – JETP Letters*. 1993, vol. 57, no. 10, pp. 653 – 657.

14. Polyakova V. I., Telegin G. G. Kinetika poverhnostnyh javlenij pri fotoinducirovannom lateral'nom vzaimodejstvii mezhdru chasticami [Kinetics of surface phenomena in the photo-induced lateral interaction between the particles]. *Him. fizika* – Soviet Journal of Chemical Physics. 1991, vol. 10, no. 2, pp. 273 – 280.

15. Fedenev A. V., Lipatov E. I., Tarasenko V. F., Orlovskii V. M., Shulepov M. A., Koval' N. N., Goncharenko I. M. Narushenie adgezii pri abljacii tonkih plenok impul'snym lazernym izlucheniem [Disturbance of adhesion upon ablation of thin films by laser pulses]. *Kvantovaja jelektronika* – Quantum Electronics. 2004, vol. 34, no. 4, pp. 375 – 380.

*About the author:*

**Andreev Vsevolod Vladimirovich**, assistant professor, head of Telecommunication Systems and Technologies chair of Chuvash State University (Cheboksary, Russia), Kandidat Nauk (PhD) degree holder in Physico-mathematical sciences, andreev\_vsevolod@mail.ru

*For citation:* Andreev V. V. Sintez nanostruktur na poverhnosti tvjordyh tel v pole lazernogo izluchenija slaboj intensivnosti [Synthesis Of Nanostructures On Solid Surfaces In The Field Of Weak Intensity Laser Irradiation]. *Vestnik Mordovskogo Universiteta* – Mordovia University Bulletin. 2014, no. 1, pp. 17 – 27.