УДК 539.216.2:548.526

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНОЙ КИНЕТИКИ ВАКАНСИЙ НА РОСТ И УСТОЙЧИВОСТЬ ДВУМЕРНОЙ ПОЛОСТИ В МОНОСЛОЕ АДАТОМОВ

А.В. Коропов, канд. физ. – мат. наук, доц., ст. науч. сотр.
Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы

В статье рассмотрен диффузионный рост двумерной полости (поры) в монослое адсорбированных атомов (адатомов) на поверхности кристалла. Проанализирована устойчивость роста полости относительно малых возмущений ее формы с учетом граничной кинетики вакансий на границе полости. Найдены пороговые радиусы полости, выше которых нарастают амплитуда искажения формы и относительная деформация полости.

Исследование образования двумерных скоплений (островков) новой фазы и их последующего роста традиционно вызывает значительный интерес. Процессы такого типа происходят в разнообразных физических системах, в качестве примеров которых могут быть приведены плотные скопления (пятна) адсорбированной фазы в субмонослойных пленках [1-4], замкнутые (обычно круговые) атомные ступени на грани кристалла, растущего по механизму послойного роста [5], двумерные нанокластеры на подложке [6-9], горячие («взрывные») центры кристаллизации в тонких аморфных пленках [10,11] и др. [12-15].

В данной работе рассматривается диффузионный рост двумерной полости (поры) в монослое адсорбированных атомов (адатомов) на поверхности кристалла с учетом граничной кинетики роста на границе полости и внешнего потока конденсации атомов на поверхность. Данная работа является продолжением работы [16,17]. Как и в работе [16,17], полость будем считать круговой и в дальнейшем называть пятном. Механизм диффузии в монослое адатомов будем считать вакансионным, аналогичным вакансионному механизму диффузии в массивных кристаллах [18]. Будем также полагать, что при конденсации атомов на поверхность субмонослойность пленки [19] сохраняется, т.е. наращивания новых атомных слоев поверх исходного субмонослоя атомов не происходит.

Уравнение диффузии «двумерных» вакансий вокруг пятна запишем в виде [16,17]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n + \frac{N-n}{\tau} - \alpha I\,\frac{n}{N}\,. \tag{1}$$

Здесь n – двумерная плотность вакансий в монослое; D – коэффициент их диффузии; N – двумерная плотность адатомов в полностью заполненном монослое $(N \gg n)$; τ – среднее время жизни адатомов до испарения с поверхности; I – внешний поток конденсации атомов на поверхность; α – вероятность конденсации атома в свободной позиции.

Граничные условия к уравнению (1) в случае неискаженного пятна круговой формы берем такими [12,20,21]:

$$D\left.\frac{\partial n}{\partial r}\right|_{r=R} = \beta\{n(R) - n_R\} \qquad\qquad n\big|_{r\to\infty} \to \bar{n}\,. \tag{2}$$

Здесь r – расстояние от центра пятна; $R = R(t)$ – его радиус; n_R – термодинамически равновесное значение плотности вакансий вблизи границы пятна $(r = R)$; β – граничный кинетический коэффициент, характеризующий скорость перехода вакансий через границу пятна. Для величины n_R имеет место термодинамическая формула

$$n_R = n_\infty e^{\Gamma/R}, \tag{3}$$

где n_∞ – значение n_R вблизи плоской границы (при $R \to \infty$); $\Gamma \equiv \gamma S/kT$; γ – удельная линейная энергия границы пятна; S – площадь, приходящаяся на одну вакансию в монослое адатомов $(S = 1/N)$; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Распределение плотности вакансий в квазистационарном приближении $(\partial n/\partial t = 0)$, следующее из уравнения (1) и граничных условий (2), имеет вид

$$\psi(r) = \psi_R \frac{K_0(r/L)}{F_0(R/L)}. \tag{4}$$

Здесь $\psi(r) \equiv n(r) - \bar{n}$; $\psi_R \equiv n_R - \bar{n}$; $K_m(z)$ – функция Макдональда m-го порядка [22]; $L \equiv (D\tau\bar{n}/N)^{1/2}$ – характерная диффузионная длина задачи;

$$F_0(z) \equiv K_0(z) + \frac{D}{\beta L} K_1(z). \tag{5}$$

Аналогично [12,23] можно показать, что квазистационарное приближение оправдано при $n/N \ll 1$, когда понятие «двумерной» вакансии только и имеет реальный физический смысл.

Термодинамически равновесный перепад плотности вакансий около пятна радиуса R таков:

$$\Delta n_R \equiv (\bar{n} - n_R) = n_\infty \left(e^{\Gamma/R^*} - e^{\Gamma/R} \right) = -\psi_R. \tag{6}$$

В формуле (6) фигурирует критический радиус пятна

$$R^* = \frac{\Gamma}{\ln(\bar{n}/n_\infty)}, \tag{7}$$

такой, что пятно с радиусом $R > R^*$ растет за счет «прилипания» на нем вакансий, а пятно с радиусом $R < R^*$ уменьшается в размере, испуская со своей границы вакансии.

Перейдем к анализу устойчивости круговой формы пятна в процессе его роста. Метод такого анализа применительно к задачам устойчивости форм роста кристаллов изложен в ряде работ [24-27]. В предположении малости отклонения формы пятна от круговой запишем

$$R(\varphi, t) = R(t) + \sum_{m \geq 1} \delta_m(t) e^{im\varphi}, \tag{8}$$

где δ_m – малая амплитуда $(\delta_m \ll R)$; φ – полярный угол. В дальнейших формулах члены, содержащие $\delta_m / R \ll 1$ в степени выше первой, будем опускать. Как и ранее [16], будем для простоты рассматривать искажение формы пятна, описываемое единственной круговой гармоникой $e^{im\varphi}$. Кривизна границы пятна для возмущения вида $\delta_m e^{im\varphi}$ такова:

$$K = \frac{1}{R} + (m^2 - 1)\frac{\delta_m}{R^2} e^{im\varphi}, \tag{9}$$

где $1/R$ – значение кривизны для невозмущенного кругового пятна. Граничное условие (2) на границе пятна искривленной формы примет вид

$$D \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_B = \beta \left(n - n_\infty e^{\Gamma K} \right)_B, \tag{10}$$

где символ «B» обозначает границу.

Решение квазистационарного $(\partial n/\partial t = 0)$ уравнения диффузии вакансий (1), удовлетворяющее условию (10) на искаженной границе и условию $\psi \to 0$ при $r \to \infty$, таково:

$$\psi(\rho,\varphi) = \psi_R \frac{K_0(\rho)}{F_0(a)} + \left\{\psi_R \frac{F_1(a)}{F_0(a)} a + \left(m^2-1\right)\frac{\Gamma n_R}{R}\right\} \frac{K_m(\rho)}{F_m(a)} \left(\frac{\delta_m}{R}\right) e^{im\varphi} . \quad (11)$$

Здесь $\rho \equiv r/L$; $a \equiv R/L$, а введенные функции $F_m(a)$ определяются соотношениями

$$F_m(a) \equiv K_m(a) + \frac{D}{\beta L}\left|K'_m(a)\right| . \quad (12)$$

Формула (11) отличается от формулы (24) работы [16] заменой функций $K_m(a)$ на $F_m(a)$. При $D/\beta L \to 0$ (рост пятна лимитируется диффузией вакансий) формула (11), очевидно, переходит в формулу (24) работы [16].

Скорость перемещения границы пятна имеет вид

$$v_r = \frac{D}{N} \left.\frac{\partial \psi}{\partial r}\right|_B . \quad (13)$$

Отметим, что v_r согласно (13) следует находить не при $r = R(t)$, а на искаженной границе $R(\varphi,t) = R(t) + \delta_m(t) e^{im\varphi}$. С другой стороны, очевидно,

$$v_r = \frac{\partial R(\varphi,t)}{\partial t} = \dot{R}(t) + \dot{\delta}_m(t) e^{im\varphi} . \quad (14)$$

Приравнивая выражение (13) с найденной функцией $\psi(\rho,\varphi)$ (формула (11)) и выражение (14), получим формулы для $\dot{R}(t)$ и инкремента $\delta_m(t)$:

$$\dot{R}(t) = \frac{D}{LN} \Delta n_R \frac{K_1(a)}{F_0(a)} , \quad (15)$$

$$\nu_m \equiv \frac{d}{dt} \ln\{\delta_m(t)\} = \frac{\dot{\delta}_m}{\delta_m} , \quad (16)$$

$$\nu_m = \frac{D}{LN}\left\{G\phi_m(a) - \left(m^2-1\right)\frac{\Gamma n_R}{R^2} \frac{\left|K'_m(a)\right|}{F_m(a)}\right\} . \quad (17)$$

Здесь

$$G \equiv \left.\frac{\partial n}{\partial r}\right|_{r=R} = \frac{\Delta n_R}{L} \frac{K_1(a)}{F_0(a)} \quad (18)$$

– величина градиента плотности вакансий на границе неискаженного пятна;

$$\phi_m(a) \equiv \left\{\frac{F_1(a)}{K_1(a)} \frac{\left|K'_m(a)\right|}{F_m(a)} - \frac{\left|K'_1(a)\right|}{K_1(a)}\right\} . \quad (19)$$

Выражение (15) для $\dot{R}(t)$, как легко показать, совпадает с формулой (10) работы [16].

Как видно из формулы (17), инкремент $\delta_m(t)$ содержит два члена, имеющих разную физическую природу. Первый член, пропорциональный градиенту плотности вакансий G, ведет к нарастанию амплитуды гармоники. Это нарастание связано с тем, что выступ на границе растущего пятна имеет возможность «собирать» больше вакансий, чем окружающие его участки границы, и поэтому может опережать пятно в своем росте. Второй член, пропорциональный линейному натяжению границы $\gamma(\Gamma \sim \gamma)$, приводит к уменьшению амплитуды $\delta_m(t)$. Поскольку у выступов плотность вакансий выше, чем у впадин, существует поток вакансий от выступов к впадинам, который уменьшает амплитуду искажения, сглаживая линию границы. Следовательно, линейное натяжение границы стабилизирует форму пятна, что естественно. Вопрос же об устойчивости круговой формы пятна сводится к тому, какой из двух эффектов окажется сильнее.

Относительная деформация пятна определяется отношением δ_m/R. Исходя из формул (15)-(17), запишем выражение для инкремента δ_m/R:

$$\lambda_m \equiv \frac{d}{dt}\ln\left\{\frac{\delta_m(t)}{R(t)}\right\} = \frac{\dot{\delta}_m}{\delta_m} - \frac{\dot{R}}{R}, \tag{20}$$

$$\lambda_m = \frac{D}{LN}\left\{G\left[\phi_m(a) - \frac{1}{a}\right] - \left(m^2 - 1\right)\frac{\Gamma n_R}{R^2}\frac{\left|K'_m(a)\right|}{F_m(a)}\right\}. \tag{21}$$

Запишем и проанализируем соотношения (17) и (21) для случая пятна достаточно малого радиуса $(R \ll L)$:

$$\nu_m = \frac{(m-1)D}{NR}\frac{1}{1 + mD/\beta R}\left\{G - m(m+1)\frac{\Gamma n_R}{R^2}\right\}, \tag{22}$$

$$\lambda_m = \frac{D}{NR}\frac{1}{1 + mD/\beta R}\left\{\left[m\left(1 - \frac{D}{\beta R}\right) - 2\right]G - m\left(m^2 - 1\right)\frac{\Gamma n_R}{R^2}\right\}, \tag{23}$$

$$G = \frac{\Delta n_R}{RK_0(R/L) + D/\beta}. \tag{24}$$

При $D/\beta \to 0$ и конечном значении m формулы (22)-(24) переходят соответственно в формулы (32)-(34) работы [16]. Множитель $(m-1)$ в формуле (22) приводит к тому, что $\nu_m = 0$ при $m = 1$. Это связано с тем, что в линейном приближении по $\delta_1/R \ll 1$ первая гармоника возмущения $(m = 1)$ просто приводит к сдвигу окружности (границы пятна) на δ_1, не вызывая искажения формы пятна. Отметим, что случай $R \ll L$ актуален для поверхностных наноструктур. В этом случае

$$K_0(R/L) = -\{\ln(R/2L) + \gamma\} + O\left\{(R/2L)^2\ln(R/2L)\right\}, \tag{25}$$

где $\gamma = 0{,}5772...$ – постоянная Эйлера [22].

Условие нарастания m-й гармоники $\nu_m > 0$, следующее из формул (22), (24), запишем в виде

$$\frac{R}{R^*} > m(m+1)\left(K_0 + D/\beta R\right)\frac{e^{\Gamma/R}}{e^{\Gamma/R^*} - e^{\Gamma/R}}\left(\frac{\Gamma}{R^*}\right), \tag{26}$$

$$K_0 \equiv K_0(R/L) \tag{27}$$

и будем считать, что $R > R^*$. Тогда при $R \to R^* + 0$ правая часть неравенства (26) неограниченно возрастает за счет стремления знаменателя к $+0$, в то время как его левая часть $R/R^* \to 1$, т.е. неравенство (26) заведомо не выполняется. Это означает, что при $R \to R^* + 0$ пятно устойчиво, а неустойчивость круговой формы пятна может наступить только на некотором конечном удалении R от R^* $\left(R > R^*\right)$.

Найдем порог возникновения такой неустойчивости формы пятна, т.е. пороговый радиус пятна $R_{C1}(m)$, выше которого $\delta_m(t)$ нарастает $(\nu_m > 0)$. Для этого будем приближенно решать следующее уравнение:

$$\frac{R}{R^*} = m(m+1)\left(K_0 + D/\beta R\right)\frac{e^{\Gamma/R}}{e^{\Gamma/R^*} - e^{\Gamma/R}}\left(\frac{\Gamma}{R^*}\right). \tag{28}$$

В случае предельно больших пересыщений

$$\frac{\Gamma}{R^*} = \ln\left(\frac{\bar{n}}{n_\infty}\right) >> 1,$$
(29)

аналогично работе [16] можно показать, что

$$R_{C1}(m) = R^*\left(1 + \chi\frac{R^*}{\Gamma}\right), \tag{30}$$

$$\chi = \ln\left\{m(m+1)\left(\Gamma/R^*\right)\left(K_0^* + D/\beta R^*\right)\right\}; \tag{31}$$

$$K_0^* \equiv K_0\left(R^*/L\right).$$
(32)

Формулы (30), (31), как непосредственно следует из их вывода, имеют место при $\chi R^*/\Gamma << 1$. Мы видим, что в случае предельно больших пересыщений (29) пороговый радиус $R_{C1}(m)$ близок к критическому R^*, а разность $\left\{R_{C1}(m) - R^*\right\}$ слабо (логарифмически) зависит как от m, так и от $D/\beta R^*$.

В случае же малых пересыщений $(\bar{n} - n_\infty)/n_\infty << 1$ имеем

$$\frac{\Gamma}{R^*} = \frac{\bar{n} - n_\infty}{n_\infty} << 1; \qquad \frac{\Gamma}{R} < \frac{\Gamma}{R^*} << 1.$$
(33)

Тогда радиус пятна $R_{C1}(m)$ приближенно определяется уравнением

$$R = m(m+1)(K_0 + D/\beta R)R^*.$$
(34)

В пренебрежении зависимостью $K_0(R/L)$ от R уравнение (34) сводится к квадратному относительно R, а его единственное физическое решение имеет вид

$$R_{C1}(m) = \frac{1}{2}m(m+1)K_0R^* + \left\{\left[\frac{1}{2}m(m+1)K_0\right]^2 + m(m+1)\frac{D}{\beta R^*}\right\}^{1/2} R^*. \tag{35}$$

Из формулы (35) видно, что $R_{C1}(m)$ возрастает с ростом m. Тогда неустойчивость круговой формы пятна по мере его роста впервые наступает на второй гармонике (при $m = 2$). Соответствующий пороговый радиус равен

$$R_{C1}(2) = 3K_0R^* + \left\{(3K_0)^2 + 6D/\beta R^*\right\}^{1/2} R^*.$$

Из формулы (35) также видно, что $R_{C1}(m)$ возрастает с ростом D/β, т.е. возрастание роли граничной кинетики в переносе вакансий к пятну приводит к увеличению $R_{C1}(m)$. Рассмотрим очевидные предельные случаи в формуле (35). Если $\frac{D}{\beta R^*} << \frac{m(m+1)}{4}(K_0)^2$, то

$$R_{C1}(m) = m(m+1)K_0R^* + \frac{D}{\beta}\frac{1}{K_0}. \tag{36}$$

Если же $\frac{D}{\beta R^*} >> \frac{m(m+1)}{4}(K_0)^2$, то

$$R_{C1}(m) = \left\{m(m+1)\frac{DR^*}{\beta}\right\}^{1/2} + \frac{1}{2}m(m+1)K_0 R^* . \qquad (37)$$

Отметим, что в формулах (36), (37) первые члены являются главными. При $m = 2$ формулы (36), (37) принимают соответственно такой вид:

$$R_{C1}(2) = 6K_0 R^* + \frac{D}{\beta}\frac{1}{K_0}, \qquad \frac{D}{\beta R^*} \ll \frac{3}{2}(K_0)^2, \qquad (38)$$

$$R_{C1}(2) = \left(\frac{6DR^*}{\beta}\right)^{1/2} + 3K_0 R^* , \qquad \frac{D}{\beta R^*} \gg \frac{3}{2}(K_0)^2. \qquad (39)$$

Для случая малых пересыщений (33) найдем также пороговый радиус пятна $R_{C2}(m)$, выше которого нарастает относительная деформация пятна δ_m / R $(\lambda_m > 0)$. Этот радиус определяется уравнением

$$R = \frac{m(m^2-1)}{m(1 - D/\beta R) - 2}\left(K_0 + \frac{D}{\beta R}\right)R^* , \qquad m > 1, \qquad (40)$$

которое в пренебрежении зависимостью K_0 от R сводится при $m > 2$ к квадратному относительно R :

$$(m-2)R^2 - \left\{m(m^2-1)K_0 R^* + m\frac{D}{\beta}\right\}R - m(m^2-1)\frac{DR^*}{\beta} = 0 . \qquad (41)$$

При $m = 2$ уравнение (41) имеет, очевидно, единственный отрицательный корень, что нефизично. Таким образом, нарастание относительной деформации пятна δ_m / R может наступить, начиная с третьей гармоники $(m = 3)$. Такая же ситуация имеет место в случае $D/\beta \to 0$, когда рост пятна лимитируется диффузией вакансий [16]. При $m \geq 3$ уравнение (41) имеет единственное физическое решение, возрастающее с ростом D/β :

$$R_{C2}(m) = UR^* + \left\{U^2 + V\right\}^{1/2} R^* , \qquad (42)$$

где

$$U \equiv m\frac{(m^2-1)K_0 + D/\beta R^*}{2(m-2)}, \qquad (43)$$

$$V \equiv \frac{m(m^2-1)}{m-2}\left(\frac{D}{\beta R^*}\right). \qquad (44)$$

Поскольку в формулах (42)-(44) $m \geq 3$, а для $K_0(R/L)$ в случае $R \ll L$ имеет место асимптотика (25), достаточно хорошим приближением можно считать

$$mK_0(R/L) \gg 1. \qquad (45)$$

В приближении (45), которое соответствует тому, что $U^2 \gg V$, формула (42) принимает более простой вид:

$$R_{C2}(m) = 2UR^* = m\frac{(m^2-1)K_0 R^* + D/\beta}{m-2}. \qquad (46)$$

При $m = 3$ формула (46) дает

$$R_{C2}(3) = 24K_0(R/L)R^* + 3D/\beta . \qquad (47)$$

В случае предельно больших пересыщений (29) и $D/\beta R^* \ll 1$

$$R_{C2}(m) = R^*\left(1 + \zeta \frac{R^*}{\Gamma}\right), \qquad (48)$$

$$\zeta = \ln\left\{\frac{m(m^2-1)}{m(1 - D/\beta R^*) - 2}\left(\frac{\Gamma}{R^*}\right)\left(K_0^* + D/\beta R^*\right)\right\}. \qquad (49)$$

Поставим теперь вопрос о наиболее быстро растущей гармонике возмущения круговой формы пятна при $R > R_{C1}(m)$. Здесь мы рассмотрим два предельных случая. В случае $m\dfrac{D}{\beta R} \ll 1$, где $m \gg 1$, как следует из формул (22), (24),

$$\nu_m = \frac{D}{NR^2}\left\{m\frac{\bar{n} - n_R}{K_0(R/L)} - m^3\frac{\Gamma n_R}{R}\right\}. \qquad (50)$$

Это случай, рассмотренный в работе [16]. Неравенство $m \gg 1$ (развитая неустойчивость) позволяет приближенно считать номер гармоники m непрерывной, а не дискретной переменной и исследовать ν_m (формула (50)) на экстремум дифференцированием по m. Для номера m^* наиболее быстро растущей гармоники и соответствующей длины волны гармоники $\lambda^* = \dfrac{2\pi R}{m^*}$ имеют место формулы (42)-(45) работы [16]. Условие $m^* \gg 1$, как можно показать, достаточно хорошо выполняется при $R/R^* > 10^3$. Поскольку наиболее быстро растущей гармоникой произвольного возмущения формы пятна является гармоника с номером m^*, то относительный вклад этой гармоники в разложении искажения в ряд (8) увеличивается. Вследствие этого на границе пятна будет возникать волнообразное искажение с длиной волны $\sim \lambda^*$.

Если же $m\dfrac{D}{\beta R} \gg 1$ (без предположения $m \gg 1$), то, как можно показать,

$$\nu_m = \frac{\beta}{NR}\left\{\left(1 - \frac{1}{m}\right)\frac{\bar{n} - n_R}{K_0 + D/\beta R} - (m^2 - 1)\frac{\Gamma n_R}{R}\right\}. \qquad (51)$$

В этом случае ν_m, очевидно, убывающая функция $m(m \geq 2)$, а наиболее быстро растущая гармоника возмущения соответствует $m^* = 2$.

Из вышеизложенного следует, что неустойчивость формы пятна впервые наступает на второй гармонике $(m = 2)$, соответствующий пороговый радиус $R_{C1}(2)$ в случае малых пересыщений дается формулой (35). Нарастание же относительной деформации пятна δ_m/R начинается на третьей гармонике $(m = 3)$; в случае малых пересыщений $R_{C2}(3)$ дается формулой (47). Возрастание роли граничной кинетики в переносе вакансий к пятну (рост отношения D/β) приводит к увеличению пороговых радиусов $R_{C1}(m)$ и $R_{C2}(m)$. Проверено, что при $D/\beta \to 0$ (рост пятна лимитируется диффузией вакансий) результаты данной статьи переходят в соответствующие результаты работы [16]. Описание эволюции формы пятна после потери его устойчивости является сложной нелинейной задачей.

Автор благодарен чл.-корр. НАН Украины, проф. П.И. Фомину за поддержку тематики данной работы.

SUMMARY

The paper discusses the diffusion-induced growth of a two-dimensional cavity (pore) in a monolayer of adsorbed atoms (adatoms) on the crystal surface. The cavity growth stability is analyzed for minor distortions of the cavity shape taking into account the boundary kinetics of vacancies at the cavity boundary. Critical radii of the cavity were found for the distorted cavity amplitude and strain to increase.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Потехина Н.Д., Зандберг Э.Я., Рутьков Е.В., Тонтегоде А.Я. Рост двумерных островков конденсированной фазы адсорбата при наличии активационного барьера на границе островка // ФТТ. – 1977. – Т.19, Вып. 7. – С. 2078–2086.
2. Ведула Ю.С., Люксютов И.Ф., Наумовец А.Г., Поплавский В.В. Стабильность межфазной границы и флуктуации плотности в адсорбированной пленке на подложке с дефектами // ФТТ. – 1987. – Т.29, Вып. 4. – С. 971–976.
3. Люксютов И.Ф., Наумовец А.Г., Покровский В.Л. Двумерные кристаллы. – Киев: Наук.думка, 1988. – 220 с.
4. Жданов В.П. Элементарные физико-химические процессы на поверхности. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1988. – 320 с.
5. Чернов А.А. Процессы кристаллизации // Современная кристаллография. / Под ред. Б.К.Вайнштейна. – М.: Наука, 1980. Т.3 – С. 7-232.
6. Нагаев Э.Л. Малые металлические частицы // УФН. – 1992. – Т.162, №9. – С. 49–124.
7. Бахтизин Р.З., Хасегава Ю., Щуе К.-К., Сакурай Т. Атомные структуры двумерных напряженных эпитаксиальных слоев InAs на поверхности GaAs(001): in situ наблюдение роста квантовых точек // ЖЭТФ. – 2000. – Т.118, Вып.5(11). – С. 1153-1166.
8. Дадыкин А.А., Козырев Ю.Н., Наумовец А.Г. Полевая электронная эмиссия из Ge-Si наноструктур с квантовыми точками // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т.76, Вып.7. – С. 550–552.
9. Космінська Ю.О. Структуроутворення шарів Al, Cu, Ni, Cr, Ta, Ti та C при нерівноважному переході речовини в конденсований стан: Дис канд. фіз.–мат. наук: 01.04.07. – Суми: СумДу, 2005. – 134 с.
10. Коропов А.В., Шкловский В.А. Распространение кругового фронта фазового превращения при распаде замороженных метастабильных состояний: Препринт ХФТИ 83-27. – Харьков: ХФТИ, 1983. – 37 с.
11. Коропов А.В., Шкловский В.А. Особенности двумерного неизотермического распада замороженных метастабильных состояний // Хим. физика. – 1988. – Т.7, №3. – С.338–347.
12. Коропов А.В. Кинетическая теория процессов диффузионного распада и роста в островковых пленках: Дис … канд.физ.-мат.наук: 01.04.07. – Харьков: ХФТИ, 1989. – 131 с.
13. Коропов А.В., Сагалович В.В. Рост островковых структур и критерии образования сплошных пленок // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1990. – № 2. – С.17–26.
14. Гусев Е.П. Образование оксидной фазы на поверхности твердого тела при субмонослойных покрытиях как фазовый переход первого рода: Автореферат дис … канд. физ.-мат. наук: 01.04.07. – М.: МИФИ, 1992. – 19 с.
15. Сугаков В.И. Распределение по размерам и концентрация островков конденсированной фазы экситонов в квантовой яме // ФТТ. – 2004. – Т.46, Вып.8. – С. 1455–1459.
16. Коропов А.В., Шаповал В.Г. Диффузионный рост двумерной полости в монослое адатомов на поверхности кристалла // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2003. – №10(56). – С. 5–13.
17. Коропов А.В. Математическая модель роста и устойчивости двумерной полости в монослое адсорбированных атомов // Десята Міжнародна наукова конференція імені академіка М. Кравчука, 13-15 травня 2004 р., Київ: Матеріали конференції. – Київ: Задруга, 2004. – С. 141.
18. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. – Ленинград : Наука, Ленинградское отделение, 1972. – 424 с.
19. Большов Л.А., Напартович А.П., Наумовец А.Г., Федорус А.Г. Субмонослойные пленки на поверхности металлов // УФН. – 1977. – Т.122, Вып.1(500). – С. 125–158.
20. Коропов А.В., Остапчук П.Н., Слезов В.В. Диффузионный рост двумерных фаз в ансамблях. I. Основные уравнения: Препринт ХФТИ 90-50. – Харьков: ХФТИ, 1990. – 19 с .
21. Коропов А.В., Остапчук П.Н., Слезов В.В. Диффузионный рост двумерных фаз в ансамблях // ФТТ. – 1991. – Т.33, Вып.10 – С. 2835–2844.
22. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
23. Slezov V.V. Theory of diffusive decomposition of solid solutions // Physics Reviews. Sov. Sci. Rev. Section A / Ed. by I.M. Khalatnikov. – 1995. – Vol.17, Part 3. – Pp. 1–214.
24. Mullins W.W., Sekerka R.F. Morphological stability of a particle growing by diffusion or heat flow // J. Appl. Phys. – 1963. – Vol.34, №2. – Pp. 323–329.
25. Langer J.S. Instabilities and pattern formation in crystal growth // Rev. Mod. Phys. – 1980. – Vol.52, №1. – Pp. 1–28.
26. Бренер Е.А., Иорданский С.В., Мельников В.И. Устойчивость роста иглообразного дендрита // ЖЭТФ.–1988. – Т.94, Вып.12. – С. 320–329.
27. Алейнер И.Л., Сурис Р.А. Морфологическая стабильность вицинальной поверхности при молекулярной эпитаксии // ФТТ. – 1992. – Т.34, №5. – С. 1522–1540.

Поступила в редакцию 19 сентября 2005 г