

© 1992

КИНЕТИКА РОСТА ВАКАНСИОННО-ГАЗОВЫХ ПОР. ПЕРВАЯ СТАДИЯ

А. Л. Гайков

Рассматривается первая стадия роста вакансионно-газовых пор в материале, пересыщенном по вакансиям и газовым атомам. С учетом изменения вследствие поглощения образовавшимися порами точечных дефектов концентраций вакансий и газа в матрице найдены функция распределения образовавшихся пор по размерам, время окончания зародышеобразования, а также полное число зародившихся в системе пор. Проведено сравнение с однокомпонентным случаем.

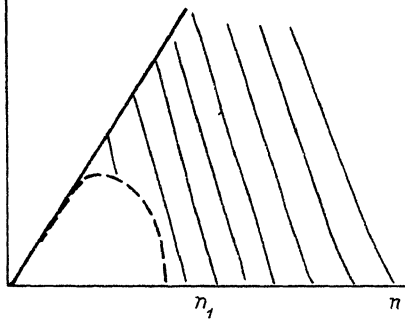
Являясь дефектами кристаллической решетки, вакансионные и газовые поры могут существенно влиять на различные физические свойства твердого тела; поэтому изучение их зарождения и роста представляет большой интерес. Процесс образования и роста пор есть фазовый переход первого рода и представляет собой хорошую модельную систему для изучения кинетики фазовых переходов в твердых телах.

На сегодняшний день существует большое количество работ, описывающих различные стадии вакансионно-газовой пористости. Чисто вакансионный случай рассмотрен в [1], где для закрытой системы (отсутствует поток вакансий в систему) найдены многие характеристики процесса, в [1] по сути дана полная картина зарождения и роста пор до наступления стадии переконденсации. Многомерное зарождение рассматривалось многими авторами [2-8]. Работа [2] положила начало бинарной кинетике конденсации, на ней основывались и многие последующие статьи [3, 4, 6, 7], однако выводы их спорны [9]. В [5] скорость зародышеобразования была найдена более корректно. Окончательную ясность внесли работы [8, 10], в которых математически строго проанализированы двумерное [8] и многомерное (общий случай) зарождение на инкубационной стадии. Большое число работ посвящено проблемам теории переконденсации в различных случаях [11-14]. Однако до последнего времени не было работ, касающихся следующих за инкубационной стадией развития кластеров, кроме хорошо изученного однокомпонентного случая [15-17]. В данной работе решается задача о формировании спектра размеров пор в случае двухкомпонентной (вакансионно-газовой) конденсации, получены различные характеристики, описывающие процесс. Такая задача решена для случая импульсного облучения [18] или ударного нагружения образца [19] с последующей эволюцией точечных дефектов.

1. Система уравнений для функции распределения пор по размерам

Разделим весь процесс зародышеобразования на стадии [15] (что следует из наличия иерархии временных масштабов): инкубационная — стадия формирования квазиравновесной скорости порообразования; первая стадия — стадия

Заштриховано пространство Ξ . Прямая соответствует уравнению $x = [C_{x0}/C_x(0)]n$. Штриховая линия — граница между прикритической и закритической областями, которая ищется из условия $\Delta F(x, n) = 1$.



формирования спектра размеров пор (концентрации вакансий и газа меняются незначительно); вторая стадия — стадия значительного изменения концентраций дефектов, в конце ее в отсутствие потока частиц в систему критический размер догоняет

нижнюю границу спектра размеров; перекоанденсация — рост крупных пор за счет растворения мелких, последняя подробно исследована в [11–14]. Введем функцию распределения пор по размерам $f(x, n, t)$, $f(x, n, t) dx dn$ — количество пор, состав которых в момент времени t находится в промежутке от (x, n) до $(x + dx, n + dn)$. Нормируем функцию распределения так, чтобы интеграл от нее по всему пространству размеров давал концентрацию пор

$$\iint_{\Xi} f(x, n, t) dx dn = N(t). \quad (1)$$

Здесь Ξ — пространство размеров зародышей (рис. 1), $N(t)$ — число пор в единице объема матрицы, x — количество атомов газа, n — количество вакансий в поре. Перейдя за счет флуктуаций через потенциальный барьер, образовавшиеся зародыши растут уже необратимо, поэтому в закритической области их диффузией в пространстве размеров можно пренебречь [15, 20]. Таким образом, для функции распределения в закритической области будет справедливо уравнение неразрывности

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{dx}{dt} f \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{dn}{dt} f \right) = 0 \quad (2)$$

Скорости роста поры по каждой из компонент можно найти, решив стационарные уравнения диффузии для концентраций дефектов [21]

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= 4\pi D_x (C_x(t) - C_{x0}) n^{1/3}, \\ \frac{dn}{dt} &= 4\pi D_n (C_n(t) - C_{n0} e^{-\eta}) n^{1/3}, \quad \eta \equiv \frac{x}{n}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$C_{x0} = \frac{m_x TR_B}{\Omega} \exp(-\varphi_x/kT),$$

$$C_{n0} = \exp(-\varphi_n/kT). \quad (4)$$

Здесь D_α — коэффициент диффузии дефекта сорта α ; C_α — концентрация дефектов сорта α ($\alpha = x, n$); $C_{\alpha 0}$ — равновесные концентрации дефектов; R_B — универсальная газовая постоянная; m_x — масса атома газа, отнесенная к его молярной массе; Ω — объем, приходящийся на одну вакансию; φ_α — энергия растворения дефекта сорта α в матрице. В формуле (4) по сравнению с [21] отсутствует множитель $\exp(2\sigma\Omega/kTR)$. Следуя [15, 16], в работе считаем, что $R \gg 1$; именно поэтому

данным множителем можно пренебречь. Действительно, простой расчет уже при размере критического зародыша в 10—30 вакансий дает показатель экспоненты порядка 0.1—0.05 (при $\sigma \sim 1000$ эрг/см², $\Omega \sim 10^{-23}$ см³, $kT \sim 0.5 \cdot 10^{-12}$ эрг [6]), поэтому в дальнейшем считаем соответствующий множитель равным единице. Сделав в (2) замену $\eta = x/n$, $n = n$, приходим к уравнению неразрывности для функции $u(n, \eta, t)$ — функции распределения уже по количеству вакансий и относительному числу газа в поре

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{d\eta}{dt} u \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{dn}{dt} u \right) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{4\pi}{n} \left[D_x (C_x - C_{x_0} \eta) - D_n \eta (C_n - C_{n_0} e^{-\eta}) \right] n^{1/3}. \quad (6)$$

Получившееся уравнение более удобно для решения. Нормировка функции $u(n, \eta, t)$ аналогична (1).

Поскольку образовавшиеся поры поглощают дефекты, находящиеся в матрице, концентрации последних поэтому являются функциями времени, однако неравенство $t_s \gg t_0$ (где t_s — характерное время изменения концентраций, а t_0 — время установления квазистационарной функции распределения в прикритической области [9, 15, 20]) приводит к тому, что скорость порообразования успевает устанавливаться при изменении концентраций, т. е. зависит от времени неважно через $C_x(t)$ и $C_n(t)$. Таким образом, скорости роста пор по различным дефектам в уравнении (5) также зависят от времени. К (5) поставим начальное и граничное условия в форме

$$u(\eta, n, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad (7a)$$

$$-\iint_{\Xi'} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{d\eta}{dt} u \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{dn}{dt} u \right) \right) d\eta dn = J_s(t), \quad (7b)$$

где Ξ' — новое фазовое пространство (рис. 2) с учетом замены переменных, $J_s(t)$ — скорость зародышеобразования. Хотя основная часть зародышей переходит через потенциальный барьер вблизи критической точки, граничное условие (7b) ставится на всей границе раздела прикритической и закритической областей. Момент перехода кластеров через потенциальный барьер не является тем моментом, начиная с которого они необратимо растут, так как флуктуации в прикритической области могут перекинуть их обратно, поэтому граница прикритической и закритической областей берется начиная с размеров (x_0, n_0) , где $x_0 \sim 2 + 3x_c$ и $n_0 \sim 2 + 3n_c$ [15, 20] (рис. 3). Исходя из такого выбора границы, мы не имеем права считать, что поры с размерами, близкими к (x_0, n_0) , имеют одинаковый состав [5, 8]. Для замыкания системы (5), (7) выпишем законы сохранения вещества в системе в отсутствие потоков и стоков дефектов (противоположный случай будет рассмотрен в следующей работе)

$$C_x(t) = C_x(0) - \iint_{\Xi'} \eta u(n, \eta, t) dn d\eta,$$

$$C_n(t) = C_n(0) - \iint_{\Xi'} n u(n, \eta, t) dn d\eta. \quad (8)$$

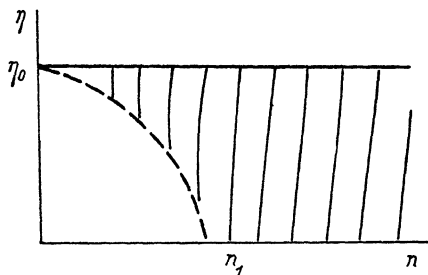


Рис. 2.

Защриховано пространство Ξ . Штриховая линия — граница прикритической и закритической областей, уравнение для нее теперь $\Delta F(\eta, n) = 1$, $\eta_0 \equiv C_{x0}/C_x(0)$.

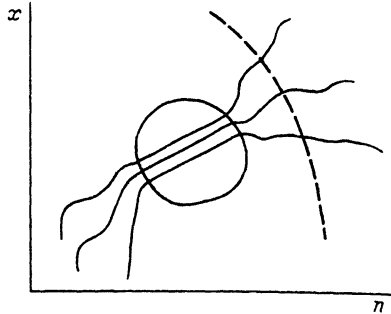


Рис. 3.

Видно (это следует из [5, 8, 9]), что вблизи критической точки зародыши дивергируют в пространстве размеров параллельно линии «водослива», однако при выходе из прикритической области пути их развития снова расходятся. Штриховая линия — граница прикритической и закритической областей.

Мы получили замкнутую систему уравнений для функции распределения пор по размерам в закритической области.

2. Функция распределения пор по размерам на первой стадии

Система (5), (7), (8) не решается аналитически без некоторых предположений, справедливых лишь на первой стадии

$$J_S(t) = J_S(C_x(t), C_n(t)) = \bar{A}(C_x(t), C_n(t)) \exp \left[-\frac{\Delta F(C_x(t), C_n(t))}{kT} \right]. \quad (9)$$

Здесь $\bar{A}(C_x, C_n)$ — некоторая степенная функция C_n [9], зависимость от t функции $J_S(t)$ сосредоточена в основном в экспоненте [15]; таким образом, функцию \bar{A} можно взять при $t=0$, а показатель экспоненты разложить [15] по малым изменениям концентраций и учесть лишь линейный член

$$C_\alpha(t) = C_\alpha(0) [1 - \varphi_\alpha(t)], \quad \alpha = x, n, \quad \varphi_\alpha \ll 1. \quad (10)$$

Тогда

$$J_S(t) = J_S(0) \exp [-\Gamma_x \varphi_x(t) - \Gamma_n \varphi_n(t)], \quad (11a)$$

$$\Gamma_\alpha \equiv -C_\alpha(0) \left. \frac{\partial \Delta F}{kT \partial C_\alpha} \right|_{C_\alpha = C_\alpha(0)} \gg 1. \quad (11b)$$

Взяв конкретный вид работы образования зародыша [9]

$$\Delta F(x, n) = -x\varphi_x - n\varphi_n - xkT \left(\ln C_x - \ln \left(\frac{x}{n} \frac{m_x TR_B}{\Omega} \right) \right) -$$

$$-nkT \left(\ln C_n + \frac{x}{n} \right) + 4\pi \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \sigma \Omega^{2/3} n^{2/3}, \quad (12)$$

можно получить, что $\Gamma_x = x_c$, $\Gamma_n = n_c$ (здесь x_c , n_c — критические размеры поры по соответствующим дефектам; σ — поверхностное натяжение поры), что подтверждает неравенство (11б) (поскольку одним из основных неравенств теории фазовых переходов первого рода является неравенство $n_c \gg 1$ [15, 17]). Таким образом, на первой стадии можно считать медленно меняющиеся коэффициенты уравнения (5) постоянными, а в граничном условии (7б) правую часть заменить на (11а). В результате (5) переписывается в виде

$$n^{2/3} \frac{\partial g}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \eta} [F_2(\eta) g] + n \frac{\partial}{\partial n} [F_1(\eta) g] = 0, \quad (13)$$

$$g \equiv n^{1/3} u, \quad F_1(\eta) \equiv 4\pi D_n (C_n(0) - C_{n0} e^{-\eta}),$$

$$F_2(\eta) \equiv 4\pi [D_x (C_x(0) - C_{x0} \eta) - D_n \eta (C_n(0) - C_{n0} e^{-\eta})]. \quad (14)$$

Система (13), (14), (7а), (7б) имеет решение

$$g(n, \eta, t) = F_2^{-1}(\eta) \theta \left(t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_{\eta}^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)} \right) \times \\ \times J_S \left(t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_{\eta}^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)} \right) n \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right) \times \\ \times \delta \left(n \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right) \right). \quad (15)$$

Здесь $\theta(x)$ — функция Хевисайда. (Подробнее о решении кинетического уравнения для функции распределения см. Приложение). При нахождении решения (15) было сделано упрощающее предположение: поскольку $n_1 \sim 2 \div 3 n_c$ (n_1 ищется из равенства $\Delta F(\eta, n) |_{\eta=0} = 1$), а зародыши начинают потреблять заметное количество точечных дефектов при размерах $n \gg n_c$ [18], поэтому, как и в общей теории [15, 17], n_1 можно положить равным нулю, что не вносит существенной погрешности, то интеграл по фазовому пространству сведется к следующему:

$$\int_{\Xi} \int dn d\eta = \int_0^{\infty} \int_0^{\eta_0} dn d\eta.$$

3. Полное число образовавшихся пор и время окончания первой стадии

С учетом (10) законы сохранения вещества перепишем в виде

$$\varphi_x(t) = \frac{1}{C_x(0)} \iint_{\Xi'} \eta \mu(n, \eta, t) \, dnd\eta, \quad (16a)$$

$$\varphi_n(t) = \frac{1}{C_n(0)} \iint_{\Xi'} n \mu(n, \eta, t) \, dnd\eta. \quad (16b)$$

Подставим (15) в (16a), (16b) и получим замкнутые интегральные уравнения для изменения концентраций $\varphi_\alpha(t)$. Сначала преобразуем (16b)

$$\begin{aligned} \iint_{\Xi'} dnd\eta \, n \mu(n, \eta, t) &= \int_0^{\eta_0} d\eta \int_0^\infty dnn^{5/3} g(n, \eta, t) = \\ &= \left\{ y = t - I_1(\eta) I_2^{2/3}(\eta) n^{2/3} \right\} = \\ &= \int_0^{\eta_0} d\eta \int_0^t (t-y)^3 \frac{\delta \left\{ (t-y)^{3/2} I_1^{-3/2}(\eta) \right\} J_S(y)}{I_1^4(\eta) I_2^{5/3}(\eta) F_2(\eta)} dy = \\ &= \Phi_1 \int_0^t (t-y)^{3/2} J_S(y) dy, \end{aligned} \quad (17a)$$

где

$$I_1(\eta) \equiv \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_0^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)},$$

$$I_2(\eta) \equiv \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right),$$

$$\Phi_1 \equiv \int_0^{\eta_0} d\eta \frac{(t-y)^{3/2} \delta \left\{ (t-y)^{3/2} I_1^{-3/2}(\eta) \right\}}{I_1^4(\eta) I_2^{5/3}(\eta) F_2(\eta)}. \quad (17b)$$

Аналогично можно получить и для (16a)

$$\iint_{\Xi'} dnd\eta \, \eta \mu(n, \eta, t) = \Phi_2 \int_0^t (t-y)^{3/2} J_S(y) dy, \quad (18a)$$

где

$$\Phi_2 \equiv \int_0^{\eta_0} d\eta \frac{(t-y)^{3/2} \eta \delta \left\{ (t-y)^{3/2} I_1^{-3/2}(\eta) \right\}}{I_1^4(\eta) I_2^{5/3}(\eta) F_2(\eta)}. \quad (18b)$$

При условии $D_x C_x \gg D_n C_n$ (см. [6]) постоянные Φ_1 и Φ_2 можно оценить, вспомнив обозначения (17b), (18b), (14)

$$\Phi_1 = \frac{(8\pi)^{3/2}}{3^{5/2}} (D_n C_n(0))^{3/2},$$

$$\Phi_2 = \frac{(8\pi)^{3/2}}{3^{5/2}} (D_n C_n(0))^{3/2} \frac{C_x(0)}{C_{x0}}. \quad (19)$$

Подставляя (19) в (17а) и (18а), получим

$$\varphi_x(t) = \frac{\Phi_2 J_S(0)}{C_x(0)} \int_0^t (t-y)^{3/2} \exp(-\Gamma_x \varphi_x(y) - \Gamma_n \varphi_n(y)) dy,$$

$$\varphi_n(t) = \frac{\Phi_1 J_S(0)}{C_n(0)} \int_0^t (t-y)^{3/2} \exp(-\Gamma_x \varphi_x(y) - \Gamma_n \varphi_n(y)) dy. \quad (20)$$

Интегральные уравнения (20) совпадают с аналогичным в общей теории фазовых переходов первого рода [15, 22] с учетом диффузионного способа роста поры. Эти уравнения линейны, ядро положительно определено, поэтому они легко решаются итерациями. Итерации быстро сходятся. Сжимая точное решение с двух сторон, можно доказать этот факт аналогично [23]. Система интегральных уравнений (20) имеет точное решение

$$\varphi_x(t) = \frac{\Phi_2 J_S(0)}{C_x(0)} \omega \left(\frac{t}{t_*} \right),$$

$$\varphi_n(t) = \frac{\Phi_1 J_S(0)}{C_n(0)} \omega \left(\frac{t}{t_*} \right),$$

$$t_* = \left[J_S(0) \left(\frac{\Phi_1}{C_n(0)} n_c + \frac{\Phi_2}{C_x(0)} x_c \right) \right]^{-2/5}, \quad (21)$$

для функции $\omega(z)$ имеем интегральное представление

$$\omega(z) = \int_0^z (z-y)^{3/2} \exp[-\omega(y)] dy. \quad (22)$$

В пределе при $C_x(0) \rightarrow 0$ получаем результат однокомпонентной теории зарождения [17]; при $C_n(0) \rightarrow 0$, $\varphi_x, \varphi_n \rightarrow 0$, что доказывает невозможность образования чисто газовых (безвакансионных) кластеров, данное обстоятельство хорошо подтверждается экспериментом [18].

Время окончания первой стадии найдем из условия почти полного прекращения зародышеобразования: $J_S(t_1) \approx 0$, т. е.

$$\omega \left(\frac{t}{t_*} \right) = 1, \quad (23)$$

которое дает в результате

$$t_1 = z_0 t_*, \quad (24)$$

где z_0 — корень уравнения $\omega(z) = 1$ (легко вычислить численно). Все зародыши образуются в основном на первой стадии, так как за время t_1 $J_s(t)$ практически обращается в нуль из-за сильной экспоненциальной зависимости от концентраций точечных дефектов; поэтому общее число пор можно найти, зная функцию распределения лишь на первой стадии, проинтегрировав от нуля до бесконечности скорость порообразования

$$N = \int_0^{\infty} J_s(t) dt = y(0) z_1 t_1,$$

$$z_1 = \frac{1}{z_0} \int_0^{\infty} e^{-\omega(t)} dt. \quad (\text{П. 15})$$

Итак, получен весь спектр размеров пор на первой стадии развития. Показано, что на первой стадии между переменными x и n , т. е. между числом атомов газа в поре и числом вакансий в ней существует прямая связь, которая следует из (15), т. е. на первой стадии сохраняется одномерное развитие по одной «неустойчивой» переменной [8, 9]. Найдены время окончания зародышеобразования (продолжительность первой стадии), а также полное число родившихся в системе пор. При $C_x(0) = 0$, т. е. в отсутствие газа результат совпадает с аналогичным в [1], однако является более точным, так как найдено точное решение интегральных уравнений, а в [1] лишь первая итерация, погрешность которой по сравнению с точным решением до 30%. При $C_n(0) \rightarrow 0$, $N \rightarrow 0$ в системе отсутствуют чисто газовые кластеры.

В заключение автор выражает благодарность А. В. Осипову и В. М. Стрельчене за плодотворные обсуждения и помощь в работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим подробнее решение уравнения (13), (14) с начальным условием (7а). Если пренебречь поглощением частиц малыми зародышами в докритической и прикритической областях [15, 23], граничное условие (7б) переписывается в форме

$$-\int_0^{\infty} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{d\eta}{dt} u \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{dn}{dt} u \right) \right] d\eta dn = J_s(t). \quad (\text{П. 1})$$

Уравнение (13) является линейным уравнением первого порядка в частных производных, поскольку оно содержит три независимые переменные. Для построения общего решения необходимо найти два независимых интеграла движения [24]. Они будут выглядеть так

$$y_1 = n \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right),$$

$$y_2 = t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_x^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dz \right]}{F_2(z)} dz. \quad (\text{П. 2})$$

Тогда общее решение (13) есть произвольная функция двух интегралов [24], которую мы найдем из начального и граничного условий

$$g(n, \eta, t) = F_2^{-1}(\eta) M(y_1(\eta, n), y_2(\eta, n, t)). \quad (\text{П. 3})$$

Для функции $M(y_1, y_2)$ граничное условие (П. 1) перепишем в виде (с учетом обращения в нуль функции распределения кластеров на бесконечности)

$$\int_0^{\eta_0} d\eta \frac{F_1(\eta)}{F_2(\eta)} M(0, t) + \int_0^{\infty} \frac{dn}{n} \left[M \left(n, t - n^{2/3} \int_{-\infty}^0 \exp \left[\frac{2}{3} \int_0^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz \right) - \right. \\ \left. - M \left(n \exp \left(- \int_0^{\eta_0} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right) \right), \right. \\ \left. t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta_0} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_{\eta_0}^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)} \right] = J_S(t). \quad (\text{П. 4})$$

Условию (П. 4) удовлетворяет следующая функция (нетрудно убедиться прямой подстановкой):

$$\tilde{M}(y_1, y_2) = J_S(y_2) y_1 \delta(y_1). \quad (\text{П. 5})$$

Чтобы удовлетворить начальному условию (7а), (П. 5), необходимо домножить на функцию, обращающуюся в нуль при $t=0$, равную единице при остальных значениях t и зависящую от одного из интегралов движения. Таким образом, окончательный вид функции таков

$$M(y_1; y_2) = \theta \left(t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_{\eta}^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)} \right) \times \\ \times J_S \left(t - n^{2/3} \int_{-\infty}^{\eta} \frac{\exp \left[\frac{2}{3} \int_{\eta}^z \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right] dz}{F_2(z)} \right) n \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right) \times \\ \times \delta \left\{ n \exp \left(- \int_0^{\eta} \frac{F_1(x)}{F_2(x)} dx \right) \right\}. \quad (\text{П. 6})$$

- [1] Михайлова Ю. В., Максимов Л. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 3. С. 1368—1375.
[2] Reiss H. // J. Chem. Phys. 1950. V. 18. N 6. P. 840—848.
[3] Russel K. C. // Acta Met. 1978. V. 26. N 10. P. 1615.
[4] Russel K. C. // Advances in colloid and interface science. 1980. V. 13. N 3—4. P. 207—315.
[5] Langer J. S. // Ann. Phys. 1969. V. 54. P. 258—275.
[6] Волков А. Е., Рязанов А. К. // Препринт ИАЭ-4388/11. М., 1987. 12 с.
[7] Саралидзе З. К., Кекчидис С. Н. // Металлофизика. 1985. Т. 7. № 4. С. 6—11.
[8] Куни Ф. М., Мелихов А. А. // Теор. и мат. физика. 1989. Т. 81. № 2. С. 247—265.
[9] Гайков А. Л. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1860—1864.
[10] Куни Ф. М., Мелихов А. А., Новожилова Т. Ю., Терентьев И. А. // Теор. и мат. физика. 1990. Т. 82. № 2. С. 289—308.
[11] Слезов В. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 4. С. 1187—1191.
[12] Слезов В. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 12. С. 3448—3455.
[13] Слезов В. В., Сагалович В. В. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 10. С. 1497—1499.
[14] Слезов В. В., Сагалович В. В. // ФММ. 1981. Т. 52. № 2. С. 263—271.
[15] Куни Ф. М. // Препринт ИТФ-83-79Р. Киев, 1983. 26 с.
[16] Куни Ф. М. // Коллоидный журн. 1984. Т. 46. № 4. С. 674.
[17] Осипов А. В. // Металлофизика. 1990. Т. 12. № 2. С. 104—109.
[18] Зеленский В. Ф., Неклюдов И. М., Черняева Т. П. Радиационные дефекты и набухание металлов. Киев: Наукова думка, 1988. 295 с.
[19] Глушко А. И. // Изв. АН СССР. Мех. тв. тела. 1978. № 5. С. 132—140.
[20] Осипов А. В. // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 3. С. 3—8.
[21] Слезов В. В. // Препринт ХФТИ 89-45. Харьков, 1989. 22 с.
[22] Осипов А. В. // Металлофизика. 1991. Т. 3. № 6. С. 92—101.
[23] Куни Ф. М., Гринин А. П. // Коллоидный журн. 1984. Т. 46. № 3. С. 460—465.
[24] Камке Э. Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка. М.: Наука, 1966. 260 с.

Поступило в Редакцию
19 февраля 1991 г.
В окончательной редакции
10 января 1992 г.