

## МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ І ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ І ТЕХНІЧНИХ СИСТЕМ

УДК 539.219.3

Г.С. АБРАМОВ, М.Г. АБРАМОВ, Ю.Н. БАРДАЧЁВ  
Херсонский национальный технический университет

### КОАЛЕСЦЕНЦИЯ ЧАСТИЦ ОКИСЛОВ НА АСИМПТОТИЧЕСКОЙ СТАДИИ ПРОЦЕССА ВНУТРЕННЕГО ОКИСЛЕНИЯ

*Изучена асимптотическая стадия процесса внутреннего окисления – коалесценция в пластинах бинарных сплавов. Показано, что стадии коалесценции Лифшица-Слэзова предшествует достаточно длительная стадия замедленного роста частиц, которая обусловлена потоком легирующего элемента из пластины во внешнюю среду.*

*Ключевые слова:* бинарные сплавы, внутреннее окисление, коалесценция, теория Лифшица-Слэзова

Г.С. АБРАМОВ, М.Г. АБРАМОВ, Ю.М. БАРДАЧОВ  
Херсонський національний технічний університет

### КОАЛЕСЦЕНЦИЯ ЧАСТИНОК ОКСИДОВ НА АСИМПТОТИЧНІЙ СТАДІЇ ПРОЦЕСУ ВНУТРІШНЬОГО ОКИСЛЕННЯ

*Вивчено асимптотичну стадію процесу внутрішнього окислення – коалесценцію в пластинах бинарних сплавів. Показано, що стадії коалесценції Ліфшиця-Сльозова передує досить тривала стадія уповільненого зростання частинок, яка обумовлена потоком легуючого елемента з пластини в зовнішнє середовище.*

*Ключові слова:* бінарні сплави, внутрішнє окислення, коалесценція, теорія Ліфшиця-Сльозова

G.S. ABRAMOV, M.G. ABRAMOV, Y.N. BARDACHOV  
Kherson national technical university

### COALESCENCE OF OXIDE PARTICLES AT THE ASYMPTOTIC STAGE OF INTERNAL OXIDATION PROCESS

*The asymptotic stage of the process of internal oxidation - coalescence of binary alloys in the plates is explored. It is shown that the coalescence stage of Lifshitz-Slyozov theory, is preceded by a long slow particle growth step, which is caused by the flow of the alloying element from the plate to the external environment.*

*Keywords:* binary alloys, internal oxidation, coalescence, theory of Lifshitz-Slyozov

#### Постановка проблеми

В предыдущих работах авторов [1–3] проведено экспериментальное и теоретическое исследование процесса внутреннего окисления в бинарных сплавах. Построена физическая и математическая модели процесса и выполнено моделирование всех стадий процесса от зарождения, роста и до коалесценции частиц окислов. Особый интерес представляет асимптотическая стадия процесса – коалесценция, которая для внутреннего окисления имеет ряд особенностей, и формирует, в конечном итоге, долговременные характеристики внутреннеокисленных сплавов, из которых наибольший интерес представляют жаропрочность и жаростойкость. Это определяет актуальность исследования асимптотической стадии процесса внутреннего окисления, так как её недостаточная изученность как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении в определённой мере сдерживает и практическое использование процессов типа внутреннего окисления.

#### Анализ публикаций и достижений

Рассмотрим кинетику изменения  $\bar{R}$  при больших временах процесса внутреннего окисления пластины. Литературные данные по этому вопросу крайне противоречивы. Так имеется ряд экспериментальных работ, в которых подтверждается предсказываемый теорией Лифшица-Слэзова [4] кубический закон роста среднего радиуса со временем [5–7], Вместе с тем, есть многочисленные работы [8–10], указывающие на существование кинетических законов  $\bar{R}^n = kt$ , где показатель степени  $n$  имеет значения от 1,7 до 9. В исследованиях, где определена кинетика роста  $\bar{R}$  более быстрая, чем кубическая,

по-видимому, изучалась ранняя стадия процесса, связанная с образованием и диффузионным ростом частиц за счёт вещества пересыщенного твёрдого раствора. Гораздо большие трудности встречает объяснение результатов, где получена кинетика роста  $\bar{R}$  более медленная, чем кубическая. Предложенные для объяснения кинетических законов роста частиц с  $n > 3$  механизмы коалесценции, контролируемой не объёмной диффузией, а диффузией по границам зёрен, блоков и дислокационным трубкам [11] часто не спасают положения, т.к. получаемая в этих работах кинетика с  $n = 4-5$  не в состоянии объяснить экспериментально измеренные кинетики с  $n > 5$ .

**Цель работы**

Исследовать особенности стадии коалесценции в процессе внутреннего окисления в отличие от асимптотической стадии распада пересыщенных твёрдых растворов. Провести сравнение теоретических результатов, результатов моделирования и эксперимента.

**Основная часть**

Моделирование процесса внутреннего окисления на примере пластины бинарного сплава [2] позволило объяснить кинетику изменения  $\bar{R}(t)$ . Из рис 1 видно, что после стадии бурного образования и роста частиц с кинетикой, "характеризующихся"  $n \leq 2$  следует стадия медленного роста, которая затем сменяется коалесценцией частиц ( $n = 3$ ).

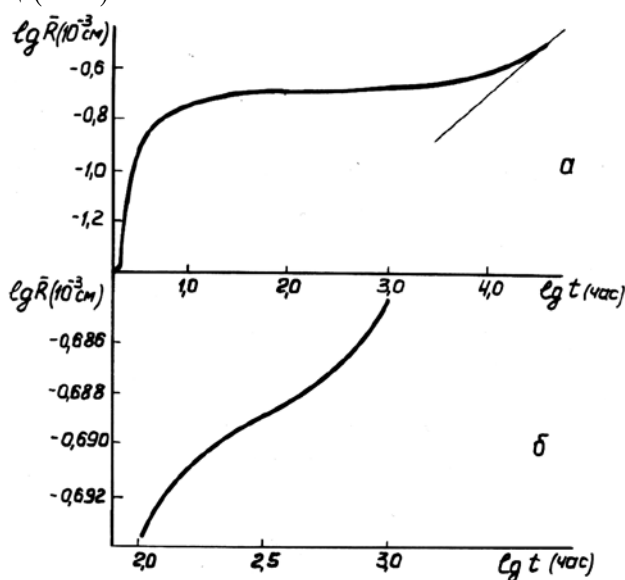


Рис.1 Моделирование кинетики роста на асимптотической стадии процесса внутреннего окисления пластины.

На рис.1а прямой линией отмечен участок, соответствующий кубическому закону роста  $\bar{R}$  (касательная к правому хвосту кривой). На рис.1б показан момент перегиба кривой  $\lg \bar{R} - \lg t$ , то есть переход от более медленной кинетики к более быстрой.

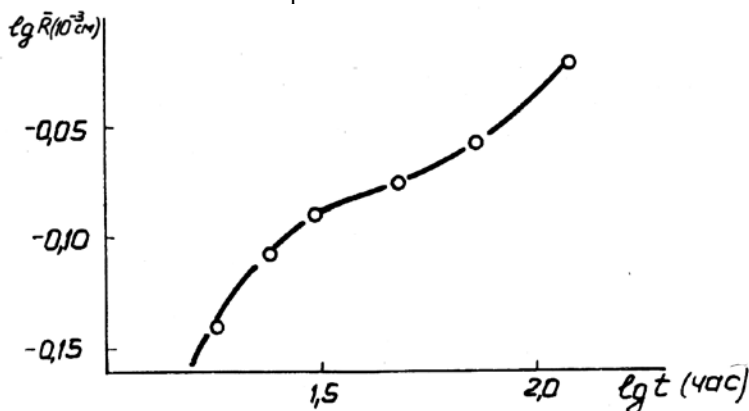


Рис.2 Кинетика изменения  $\bar{R}$  в центре пластины сплава Ni-1%Cr при внутреннем окислении.

Медленная стадия процесса, на которой происходит практически полная стабилизация среднего радиуса частиц, не имеет места при распаде пересыщенных твёрдых растворов в изолированной системе. Экспериментально эта стадия наблюдается при внутреннем окислении сплава Ni-1%Cr (рис. 2).

Покажем, что в системе с пересыщенным твёрдым раствором и растущими частицами второй фазы стадия стабилизации среднего радиуса связана с наличием диффузионного потока легирующего элемента к поверхностям пластины  $x=0$  и  $x=l$ , на которых пересыщение равно нулю. В случае малого объёма частиц  $V_\phi$  и больших временах процесса, когда весь объём сплава является двухфазным, уравнения диффузии в твёрдом растворе могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial \Delta_1}{\partial t} = D_{11} \frac{\partial^2 \Delta_1}{\partial x^2} + D_{12} \frac{\partial^2 \Delta_2}{\partial x^2} - C_1^\phi \frac{\partial V_\phi}{\partial t} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta_2}{\partial t} = D_{22} \frac{\partial^2 \Delta_2}{\partial x^2} - C_\phi \frac{\partial V_\phi}{\partial t} \quad (2)$$

$$\Delta_i(0,t) = \Delta_i(l,t) = 0; \quad \Delta_i(x,0) = \Delta_i^0(x) \quad (3)$$

где  $\Delta_i = C_i(x,t) - C_i^p$ , ( $i=1,2$ ) – пересыщение твёрдого раствора по  $i$ -му компоненту.

С помощью метода разделения переменных нетрудно получить решение (2) с условиями (3):

$$\Delta_2(x,t) = \sum_{m=1}^{\infty} \left[ a_{2m} \exp(-\lambda_{2m}t) - \int_0^t \frac{db_{2m}}{d\tau} \exp(-\lambda_{2m}(t-\tau)) d\tau \right] \sin \frac{m\pi}{l} x \quad (4)$$

Здесь

$$a_{2m} = \frac{2}{l} \int_0^l \Delta_2^{(0)} \sin \frac{m\pi}{l} x dx$$

$$b_{2m} = \frac{2}{l} C_2^\phi \int_0^l V_\phi \sin \frac{m\pi}{l} x dx$$

$$\lambda_{2m} = D_{22} \left( \frac{m\pi}{l} \right)^2$$

причём

$$C_2^\phi V_\phi = \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m} \sin \frac{m\pi}{l} x \quad (5)$$

Учитывая, что свёртка в правой части (4) при малых изменениях объёма частиц во времени

$$\begin{aligned} \int_0^t \frac{db_{2m}}{d\tau} \exp(-\lambda_{2m}(t-\tau)) d\tau &= b_{2m}(t) - b_{2m}(0) \exp(-\lambda_{2m}t) - \lambda_{2m} \int_0^t b_{2m}(\tau) \exp(-\lambda_{2m}(t-\tau)) d\tau = \\ &= \frac{1}{\lambda_{2m}} \frac{db_{2m}}{dt} - \frac{1}{\lambda_{2m}^2} \frac{d^2 b_{2m}}{dt^2} + \dots - \left( \frac{1}{\lambda_{2m}} \frac{db_{2m}}{dt} \Big|_0 - \frac{1}{\lambda_{2m}^2} \frac{db_{2m}^2}{dt} \Big|_0 + \dots \right) \exp(-\lambda_{2m}t) + \\ &+ \frac{1}{\lambda_{2m}^2} \int_0^t \frac{d^n b_{2m}}{d\tau^n} \exp(-\lambda_{2m}(t-\tau)) d\tau \approx \frac{1}{\lambda_{2m}} \frac{db_{2m}}{dt} - \frac{1}{\lambda_{2m}} \frac{db_{2m}}{dt} \Big|_0 \exp(-\lambda_{2m}t) \end{aligned}$$

и замечая, что согласно (5)

$$\sum_{m=1}^{\infty} \frac{db_{2m}}{dt} \sin \frac{m\pi}{l} x = C_2^\phi \frac{V_\phi}{\partial t}$$

имеем

$$\Delta_2 \cong \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \left( a_{2m} + \frac{1}{\lambda_{2m}} \frac{db_{2m}}{dt} \Big|_0 \right) \exp(-\lambda_{2m}t) \sin \frac{m\pi}{l} x \right\} + \frac{C_2^\phi}{D_{22}} \int_0^x \int_0^x \frac{\partial V_\phi}{\partial t} dx dx \quad (6)$$

Далее, подставляя это решение в (1) и пользуясь теми же приёмами, что и для получения выражения (6), имеем

$$\Delta_1 \cong \sum_{m=1}^{\infty} \left( a_{1m} - p a_{1m} + \frac{1}{\lambda_{1m}} \frac{C_1^\phi}{C_2^\phi} \frac{db_{2m}}{dt} \Big|_0 \right) \exp(-\lambda_{1m}t) \sin \frac{m\pi}{l} x + p \Delta_2 + \frac{C_1^\phi}{D_{11}} \int_0^x \int_0^x \frac{\partial V_\phi}{\partial t} dx dx \quad (7)$$

где

$$\lambda_{1m} = D_{11} \left( \frac{m\pi}{l} \right)^2; \quad p = \frac{D_{12}}{D_{11}}.$$

На асимптотической стадии процесса ( $t \rightarrow \infty$ ) (6) и (7) преобразуются к следующему виду (с учётом  $\lambda_{2m} \ll \lambda_{1m}$ ).

$$\Delta_2 \cong a_{21} + \frac{1}{\lambda_{21}} \frac{db_{21}}{dt} \Big|_0 \exp(-\lambda_{21}t) \sin \frac{m\pi}{l} x + \frac{C_2^\phi}{D_{22}} \int_0^x \int_0^x \frac{\partial V_\phi}{\partial t} dx dx \quad (8)$$

$$\Delta_1 \cong p \Delta_2 \Big|_{t \rightarrow \infty} + \frac{C_1^\phi}{D_{11}} \int_0^x \int_0^x \frac{\partial V_\phi}{\partial t} dx dx \quad (9)$$

С помощью (8) и (9) определим меру пересыщения  $L(x, t)$ , которая, как показано в [3], записывается следующим образом:

$$L(x, t) = \ln a_1^{\omega_1} a_2^{\omega_2} - \ln a_{1p}^{\omega_1} a_{2p}^{\omega_2} = \frac{2\gamma M}{\rho R_r T R_k} \quad (10)$$

Здесь  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – стехиометрические коэффициенты растущего соединения, соответственно, для компонентов 1 и 2;  $T$  – температура,  $R_r$  – газовая постоянная,  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $M$  – молекулярный вес соединения,  $\rho$  – его плотность;  $a_i$  и  $a_{ip}$  ( $= 1, 2$ ) – соответственно, текущая и равновесная термодинамические активности  $i$ -го компонента в твёрдом растворе.

Используя разложение Вагнера

$$a_1 = c_1 \exp(\varepsilon_{11} C_1 + \varepsilon_{12} C_2); \quad a_2 = c_2 \exp(\varepsilon_{21} C_1 + \varepsilon_{22} C_2)$$

получаем из (10) для случая малого отклонения  $C_i$  от  $C_{ip}$  (что соответствует асимптотической стадии процесса):

$$L(x, t) = \gamma_1 (C_1 - C_{1p}) + \gamma_2 (C_2 - C_{2p}) \quad (11)$$

где

$$\gamma_1 = (\omega_1 + \omega_2 \varepsilon_{11} C_{1p} + \omega_2 \varepsilon_{21} C_{1p}) / c_{1p}; \quad \gamma_2 = (\omega_2 + \omega_2 \varepsilon_{22} C_{2p} + \omega_1 \varepsilon_{12} C_{2p}) / c_{2p};$$

Подстановка в (11) выражений (8) и (9) и последующее дифференцирование по  $x$ , даёт

$$\frac{\partial^2 L}{\partial x^2} = \beta_1 \frac{\partial V}{\partial t} - \left( \frac{\pi}{l} \right)^2 \beta_2 \exp(-\lambda_{21}t) \sin \frac{\pi}{l} x \quad (12)$$

где

$$\beta_1 = \frac{C_2^\phi}{D_{22}} \left[ (\gamma_1 p + \gamma_2) + \gamma_1 \frac{D_{22} C_1^\phi}{D_{11} C_2^\phi} \right]; \quad \beta_2 = (\gamma_1 p + \gamma_2) \left( a_{21} + \frac{1}{\gamma_{21}} \frac{db_{21}}{dt} \Big|_0 \right)$$

Первое слагаемое в первой части (12) характеризует уменьшение пересыщения за счёт наличия внутренних стоков (частицы второй фазы), а второе – внешних (поверхности пластины  $x=0$  и  $x=l$ ). Из (12) также видно, что оба эти слагаемые имеют разные знаки. Если мощность внутренних стоков больше, чем внешних, то  $\partial^2 L / \partial x^2 > 0$ , в противном случае  $\partial^2 L / \partial x^2 < 0$ . Поскольку на поверхностях пластины  $L(0, t) = L(l, t) = 0$  и, в соответствии с этим:

$$\frac{\partial^2 L}{\partial x^2} \leq 0$$

существует максимальная мощность внутренних стоков, при которой вторая производная меры пересыщения равна нулю. Исходя из этого, находим из (12):

$$\frac{\partial V_m}{\partial t} = \left( \frac{\pi}{l} \right)^2 \frac{\beta_2}{\beta_1} \exp(-\lambda_{21}t) \sin \frac{\pi}{l} x \quad (13)$$

и

$$V_m = \frac{\beta_2}{\beta_1} \frac{1}{D_{22}} \sin \frac{\pi}{l} x (1 - \exp(-\lambda_{21}t))$$

Из (13) следует, что при больших временах зависимость  $V_m(t)$  и, соответственно,  $\bar{R}(t)$  (при  $N = const$ ) являются слабыми функциями времени, которые могут быть описаны выражениями типа  $\bar{R}^n = kt$

лишь весьма приближённо. При такой аппроксимации показатель степени  $n$  будет определяться величиной  $dV_m/dt$  – чем меньше  $dV_m/dt$ , тем больше  $n$ .

Анализ выражения (13) также показывает, что максимальная скорость роста суммарного объёма фазы зависит от величины диагонального коэффициента диффузии легирующего элемента  $D_{22}$ , толщины пластины  $l$  и удалённости сечения  $x$ , в котором рассматривается процесс, от поверхности пластины:  $dV_m/dt$  возрастает с уменьшением  $D_{22}$  и увеличением  $l$  и  $x$ . При  $\frac{\partial V}{\partial t} < \frac{\partial V_m}{\partial t}$ ,  $V(t)$  является ещё более слабой временной функцией, чем (13), но сделанные выводы качественно остаются верными и для этих случаев. Это подтверждается результатами численного моделирования.

Таким образом, присутствие в системе с пересыщенным твёрдым раствором и растущими частицами второй фазы свободных поверхностей, на которых пересыщение равно нулю, обуславливает наличие диффузионного потока вещества из пластины во внешнюю среду. Этот поток отнимает у растущих частиц часть вещества из твёрдого раствора, вследствие чего и замедляется кинетика их роста. Эффект нивелируется по мере уменьшения градиента пересыщения по сечению пластины. При этом система становится все более замкнутой: вещество растворяющихся мелких частиц поступает через твёрдый раствор на рост крупных (отсутствуют "потери" за счёт диффузии вещества из твёрдого раствора во внешнюю среду), то есть всё полнее реализуется процесс коалесценции, описываемый теорией Лифшица-Слёзова.

Кубический закон роста  $\bar{R}(t)$ , полученный по теории Лифшица-Слёзова, достигается при внутреннем окислении пластины со стороны значений  $n > 3$ , в то время как при распаде пересыщенного твёрдого раствора этот закон достигается со стороны значений  $n < 3$ . В этом состоит главная особенность асимптотической стадии процесса внутреннего окисления тонких пластин по сравнению с распадом пересыщенного твёрдого раствора в изолированной системе.

Во многих случаях, как представляется, экспериментальное обнаружение кинетики роста  $\bar{R}$  с  $n > 3$  может быть следствием того, что исследуемые системы находились ещё на медленной стадии неустановившейся коалесценции и кубический закон роста  $\bar{R}$  мог быть найден на более поздней стадии процесса. С другой стороны, анализ экспериментальных работ показывает, что далеко не всегда утверждение о кубическом законе роста  $\bar{R}$  следует из приводимых экспериментальных данных. На стадии неустановившейся коалесценции кинетику роста  $\bar{R}$  в рамках формулы  $\bar{R}^n = kt$  можно установить, исследуя изменение  $\bar{R}$  в координатах  $\lg \bar{R} - \lg t$ . Из рис. 3 следует, что для данных работы [6] кинетический закон роста  $\bar{R}$  между 50 и 100 часами характеризуется показателем  $n = 8-10$ , в пределах 100-150 часов  $n = 5-6$ , и от 150 до 200 часов  $n \approx 4$ , то есть приведённые данные соответствуют стадии неустановившейся коалесценции и кубический закон роста  $\bar{R}$  в данном эксперименте достигается после 200 часов.

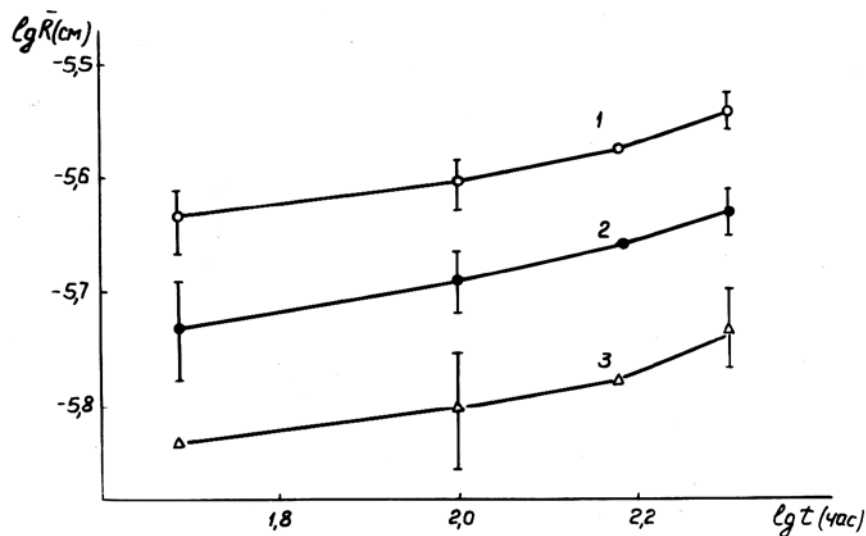


Рис.3 Экспериментальные данные работы [6] по кинетике роста частиц  $ThO_2$  в никеле

(1,2) и в сплаве  $Ni - 20\%Cr$  (3) при различных значениях давления кислорода в координатах  $\lg \bar{R} - \lg t$  ( 1)  $-10^{-8}$ ; 2)  $-10^{-14}$ ; 3)  $-10^{-18}$  ).

Вторая отличительная особенность процесса коалесценции при внутреннем окислении пластин состоит в том, что этот процесс индивидуален для каждого сечения диффузионной зоны. Каждое сечение зоны внутреннего окисления можно представить как отдельную систему, "степень замкнутости" которой зависит от величины градиентов пересыщения по отношению к соседним сечениям. В каждом сечении протекают все стадии формирования двухфазной структуры: зарождение, рост и коалесценция частиц второй фазы; начало каждой стадии для соседних сечений сдвинуто по времени и этот сдвиг тем больше, чем дальше рассматриваемые сечения от поверхности (чем ближе к центру пластины). Изучая кинетику изменения параметров структуры двухфазной области, необходимо фиксировать сечение зоны внутреннего окисления, в котором производятся измерения, так как различные сечения зоны внутреннего окисления в одно и то же время могут находиться на различных стадиях эволюции структуры двухфазной области: зарождения, роста и коалесценции.

Процесс диффузионного перераспределения компонентов между сечениями пластины приводит в конечном итоге к выравниванию  $\bar{R}$  в различных сечениях. Экспериментальные данные о распределении  $\bar{R}$  в различных сечениях внутреннеокисленного сплава Ni – 1%Cr и кинетике изменения распределения  $\bar{R}(x)$  показывают тенденцию к выравниванию  $\bar{R}$  по сечению пластины.

Таблица 1

$\frac{x}{l}$	$R, \text{мкм}$		$\frac{\Delta R}{\Delta t} \cdot 10^2 \frac{\text{мкм}}{\text{час}}$	$\frac{\bar{R}_{48}}{\bar{R}_{30}}$
	$t = 30\text{ч}$	$t = 48\text{ч}$		
0,10	0,55	0,76	1,17	1,40
0,25	0,74	0,84	0,55	1,13
0,50	0,83	0,87	0,22	1,05
$\frac{\bar{R}_{0,50}}{\bar{R}_{0,10}}$	1,51	1,14	–	–

Из табл. 1, построенной по этим экспериментальным данным, видно, что скорость роста  $\bar{R}$  значительно выше в приповерхностных сечениях пластины, чем в центральном сечении. Нижняя строка таблицы иллюстрирует выравнивание  $\bar{R}$ : отношение средних размеров частиц в центральном и приповерхностном сечениях пластины уменьшается со временем и приближается к единице. Различие  $\bar{R}$  в разных сечениях зоны внутреннего окисления при больших временах обуславливает и различие в пересыщении твёрдого раствора в этих сечениях. В соответствии с законом Гиббса-Томсона в сечении с меньшим  $\bar{R}$  пересыщение твёрдого раствора выше, чем в сечении с большим  $\bar{R}$ . При моделировании это хорошо прослеживается на этой стадии процесса, когда  $\bar{R} = R_k$ .

Как следует из экспериментальных данных по внутреннему окислению сплавов [1, 2] при больших временах окисления объем фазы в центральном сечении пластины асимптотически приближается к некоторой постоянной величине. Здесь существенно то обстоятельство, что асимптотическое приближение к постоянному объёму фазы происходит сверху, со стороны больших значений объёма фазы. Это свидетельствует о том, что переход к процессу установившейся коалесценции связан с некоторым подрастворением частиц второй фазы. Аналогичный эффект наблюдается и при моделировании процесса внутреннего окисления.

На рис. 4, 5 экспериментальные результаты и результаты моделирования представлены в координатах  $\frac{1}{V_\phi} - \frac{1}{R}$ . Видно, что асимптотической стадии предшествует стадия, которая может быть

аппроксимирована линейной зависимостью  $\frac{1}{V_\phi} - \frac{1}{R}$ . Затем на обеих кривых имеется минимум и

асимптотическое приближение к постоянному значению  $\frac{1}{V_\phi}$ . Физической причиной этого явления также

является незамкнутость системы по легирующему элементу в процессе внутреннего окисления.

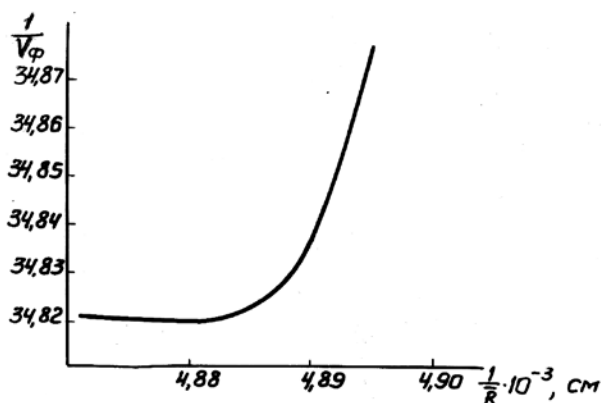


Рис.4 Моделирование зависимости  $1/V_{\phi}$  от  $1/\bar{R}$  на асимптотической стадии процесса внутреннего окисления.

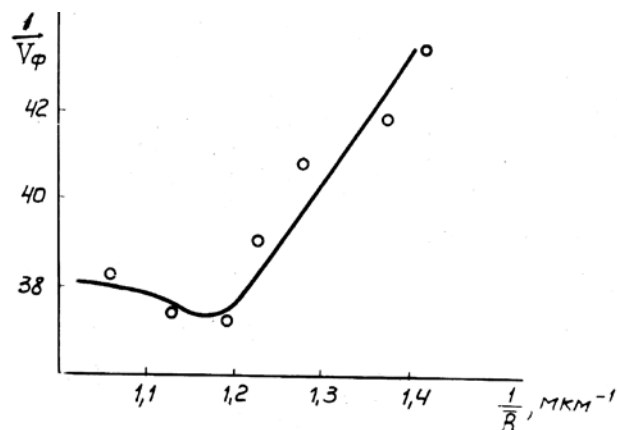


Рис.5 Зависимость  $1/V_{\phi}$  от  $1/\bar{R}$  в центральном сечении пластины сплава  $Ni-1\%Cr$ .  
 $l = 500\text{мкм}$ ,  $T = 1150^{\circ}C$

### Выводы

При рассмотрении асимптотической стадии внутреннего окисления пластин обнаружено, что стадии коалесценции, хорошо описываемой в рамках теории Лифшица-Слэзова, предшествует достаточно длительная стадия замедленного роста частиц, которая не имеет места при распаде пересыщенных твёрдых растворов в изолированных системах. Показано, что замедленный рост частиц обусловлен наличием потока легирующего элемента из пластины во внешнюю среду, причём скорость роста частиц понижается с увеличением коэффициента диффузии легирующего элемента и уменьшением толщины пластины.

### Список использованной литературы

1. Абрамов Г.С., Абрамов М.Г. Моделирование процесса внутреннего окисления и экспериментальные результаты., Вестник ХНТУ, 2010, Вып.3 (39), с. 10-15.
2. Абрамов Г.С. Моделирование асимптотической стадии процесса внутреннего окисления., Вестник ХНТУ, 2011, №2 (41), с.432-435.
3. Абрамов Г.С., Абрамов М.Г., Бардачёв Ю.Н. Моделирование формирования двухфазных областей в процессе внутреннего окисления бинарных сплавов., Вестник ХНТУ, 2014, №3 (50), с.192-202.
4. Лифшиц И.М., Слэзов В.В. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твёрдых растворов. ЖЭТФ, 1958, т.35, в.2(8), с.479-492.
5. Нечипоренко Е.П., Слэзов В.В. и др. Коалесценция в двухфазных сплавах. ФТТ, 1972, т.14, вып.5, с.1469-1474.
6. Footner P.K., Alcook C.V. Growth kinetics of dispersed thoria in Ni and Ni-Cr alloys. Met. Trans., 1972, v.5, №8, p.717-720.
7. Dalal H., Grant N.J. Thoria stability in TD-NiCr at high-temperatures in the presence of chromium in solution. Met. Trans., 1973, v.4, №1, p.381-382.
8. Иванов В.Е., Нечипоренко Е.П., Криворучко В.М. и др. Коалесценция частиц  $Al_2O_3$  в молибдене при высоких температурах. Изв. АН СССР. Неорган. матер., 1970, №6, в.8, с.1427-1431.
9. Сергеевкова В.М., Березуцкий В.В. О скорости роста дисперсных частиц в никеле. Порошк. металлургия, 1967, №7, с.84-88.
10. Сергеевкова В.М., Березуцкий В.В. Влияние природы окислов на скорость роста дисперсных частиц в никеле. Порошк. металлургия, 1967, №8, с.54-59.
11. Слэзов В.В. Коалесценция пересыщенного твёрдого раствора в случае диффузии по границам блоков или дислокационным линиям., ФТТ, 1967, т.9, в.4, с.1187-1191.