

PACS numbers: 61.72.Bb, 61.72.Cc, 61.72.J-, 61.72.Mm, 64.75.Jk, 81.20.Ev, 81.20.Nu

Кинетика механо-индуцированной сегрегации хромоникелевых сталей с учётом генерации точечных дефектов скользящими дислокациями в процессе ИПД

В. Н. Варюхин, Л. И. Стефанович, В. М. Юрченко, А. Н. Артёмов,
Ю. В. Терехова, Б. М. Эфрос, А. И. Дерягин*

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецк, Украина*

**Институт физики металлов УрО РАН,
ул. С. Ковалевской, 18,
620041 Екатеринбург, Россия*

На примере хромоникелевых сталей рассмотрен процесс холодного механо-индуцированного концентрационного расслоения, обусловленный диффузией точечных дефектов, порождаемых скользящими дислокациями в процессе интенсивной пластической деформации (ИПД). Установлено, что основным и определяющим источником точечных дефектов, обеспечивающих эффект механо-индуцированной сегрегации (МИС), является их генерация движущимися в кристалле дислокациями, эволюция плотности которых подчиняется уравнению непрерывности с источниками и стоками. Показано, что при ИПД формирование приграничных сегрегаций легирующих элементов, в частности, никеля, связано с миграцией на стоки точечных дефектов двух типов (вакансий и междоузельных атомов) и возникает как результат асимметрии потоков этих дефектов. Причиной этого является обратный эффект Киркендалла. Обнаружено, что учитываемые поля внутренних напряжений, обусловленные скоплениями дислокаций на границах нанозёрен, не только не ускоряют процесс сегрегации никеля на границу, но, напротив, способствуют его частичной десеграции вглубь нанозерна.

На прикладі хромонікелевих сталей розглянуто процес холодного механо-індукованого концентраційного розшарування, що обумовлено дифузією точкових дефектів (ТД), джерелом яких є дислокації, які ковзають у процесі інтенсивного пластичного деформування (ІПД). Встановлено, що основним та визначальним джерелом ТД, які забезпечують ефект механо-індукованої сегрегації (МІС), є їх генерація дислокаціями, що ковзають у кристалі, еволюція густини яких підпорядковується рівнянню неперере-

рвності з джерелами та стоками. Показано, що під час ІПД формування примежових сегрегацій легувальних елементів, зокрема, ніклю, пов'язане з міграцією на стоки точкових дефектів двох типів (вакансій та міжвузлових атомів) і виникає внаслідок асиметрії потоків цих дефектів. Причиною цього є обернений Кіркендаллів ефект. Виявлено, що враховані поля внутрішніх напружень, які обумовлені скупченнями дислокацій на межах нанозерен, не тільки не прискорюють процес сегрегації ніклю на межу, але, навпаки, сприяють його частковій десегрегації вглиб нанозерна.

The process of mechanically induced separation caused by diffusion of point defects generated by glide dislocations during severe plastic deformation (SPD) is considered by the example of chromium–nickel steels. As established, the basic and determining source of point defects providing the effect of strain-induced segregation (SIS) is their generation by dislocations moving in the crystal. The evolution of dislocation density obeys the equation of continuity with sources and sinks. As shown, the formation of boundary segregations of alloying elements, namely, nickel, under SPD is connected with migration of the point defects of two types (vacancies and interstitial atoms) to the sinks and appeared as a result of asymmetry of these defects' flows. The reverse Kirkendall effect is the cause of this phenomenon. As found, the internal stress fields taken into account and caused by dislocation aggregations on boundaries of nanograins do not only accelerate the process of nickel segregation to the boundary, but, on the contrary, promote its partial desegregation depthward the nanograin.

Ключевые слова: точечные дефекты, дислокации, нанозерно, поле внутренних напряжений, интенсивная пластическая деформация, механоиндуцированная сегрегация.

(Получено 15 ноября 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление радиационно-индуцированной сегрегации (РИС) в реакторных сталях Fe–Cr–Ni известно уже давно. Первое экспериментальное наблюдение этого явления состоялось ещё в 1974 г. [1] и поэтому к настоящему времени оно подробно изучено как экспериментально, так и теоретически. Однако, как выяснилось позже, такое перераспределение легирующих элементов может наблюдаться и в других случаях, например, при формировании нанокристаллических материалов путем интенсивной пластической деформации (ИПД).

Так, в 1993 г. в работе [2] путем магнитных измерений было обнаружено, что при сильной холодной пластической деформации стабильных аустенитных сталей типа X12H30 и X12H40 также наблюдается зернограничная сегрегация.

Первая попытка описать подобное явление теоретически была

предпринята в 1999 г. группой исследователей из Екатеринбурга [3] с помощью модели неравновесного вакансионного газа. Однако в рамках этой концепции все особенности рассматриваемого явления объяснить не удалось.

Как показывает эксперимент [4], увеличение степени деформации посредством сдвига при кручении под высоким гидростатическим давлением приводит к формированию в стабильных аустенитных сталях X12H30 и X12H40 приграничных ферромагнитных кластеров.

В отличие от обычных поликристаллов, в наноматериалах границы нанозёрен находятся в сильно неравновесном состоянии, поскольку они содержат большое количество зернограничных дислокаций. Как показывает расчет [5], при ИПД коэффициент диффузии, в особенности вблизи границ нанозерен, может приближаться к значениям коэффициента диффузии при предплавильных температурах. Вначале предполагалось, что зернограничная сегрегация может быть обусловлена увеличением скорости диффузии в процессе холодной пластической деформации образца на несколько порядков. Однако в ходе развития теории механо-индуцированной сегрегации (МИС) оказалось, что причиной эффекта являются не сами дислокации, а порождаемые ими точечные дефекты, а именно: вакансии и междоузельные атомы. Речь идёт о неравновесных точечных дефектах, которые генерируются в результате скольжения дислокаций в процессе деформирования образца [6].

Целью нашей работы было построить такую модель МИС, чтобы она адекватно описывала процесс концентрационного расслоения при получении наноматериалов методом ИПД.

Первая задача, которую мы ставили при изучении концентрационного расслоения нанокристаллических материалов, выяснить, как влияет на механо-индуцированную сегрегацию пространственная неоднородность диффузионных свойств, обусловленная неравновесностью границ нанозерен, связанная с повышенной плотностью дислокаций вблизи их границ.

Вторая и основная задача была связать действующую на образец нагрузку с эволюцией плотности дислокаций и учесть, что движущиеся в объеме зерна дислокации являются не только стоками для точечных дефектов, но и одним из основных их источников.

2. УЧЕТ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ГРАНИЦ НАНОЗЕРЕН

Предположим, что имеется образец трехкомпонентного сплава $Fe_{58}Cr_{12}Ni_{30}$, который помещен в наковальню Бриджмена. Тогда в процессе ИПД каждое нанозерно подвергается деформации сдвигом при кручении под высоким гидростатическим давлением (рис. 1). В отличие от обычных поликристаллов, в наноматериалах границы

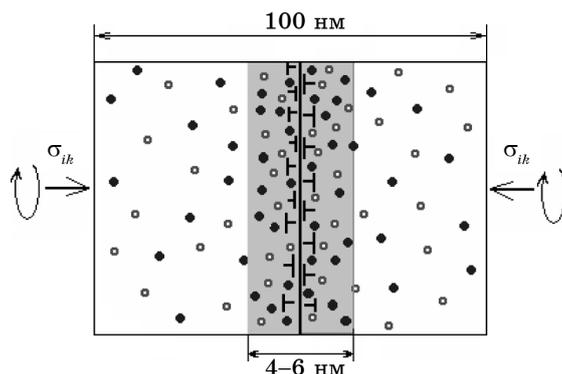


Рис. 1. Распределение неравновесных точечных дефектов и зернограничных дислокаций на границе двух нанозерен под действием внешней нагрузки.

нанозёрен находятся в сильно неравновесном состоянии: они уже содержат большое количество зернограничных дислокаций, а, кроме того, в нанозерне под действием пластической деформации порождаются новые дислокации. Причем те дислокации, которые порождаются в объеме нанозерна, также стремятся выйти на его границы, поэтому плотность дислокаций в объеме оказывается во много раз меньше, чем на границе ($\rho_d^v \ll \rho_d^b$). Дальнедействующие поля упругих напряжений, создаваемые зернограничными дислокациями, должны создавать области с повышенным (пониженным) давлением и, следовательно, с измененной скоростью диффузии. Следовательно, необходим учёт влияния зернограничных дислокаций, описывающих неравновесное состояние границ зерен, на энергию активации диффузии.

Следуя [7], для изучения влияния внутренних напряжений на кинетику механо-индуцированной сегрегации в хромоникелевых сталях в простейшем варианте можно аппроксимировать границу нанозерна как бесконечную плоскость $x = 0$ с хаотическим, равномерным и некоррелированным распределением краевых дислокаций с линейной плотностью ρ . Изменение энергии активации самодиффузии компонент сплава вблизи неравновесной границы зерна, обусловленной системой хаотических внесенных зернограничных дислокаций, можно представить в виде:

$$\tilde{Q}_\alpha = Q_\alpha \pm \Delta Q_\alpha. \quad (1)$$

Если просуммировать дальнедействующие упругие поля от всех дислокаций, то следствием этого будет пространственная неоднородность парциальных коэффициентов диффузии компонент сплава

$$d_\alpha(x) = d_{\alpha 0} \exp(-q_\alpha + h_\alpha/x) \quad (\alpha = a, b, c), \quad (2)$$

где a — Ni, b — Fe, c — Cr. Здесь $q_\alpha = Q_\alpha/k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана, Q_α — энергия активации диффузии в объеме нанозерна, h_α — характерный размер, на котором коэффициент диффузии соответствующего компонента изменяется в e раз. В модели неравновесных границ зерен [8] величины h_α оказываются обратно пропорциональными квадрату температуры ($h_\alpha \propto 1/T^2$) и имеют вид:

$$h_\alpha = \frac{(1 - \sigma_\alpha)^2 \rho (b G_\alpha V_\alpha^d)^2}{36\pi(1 - \sigma_\alpha)^2 (RT)^2}. \quad (3)$$

Здесь σ_α — коэффициент Пуассона, G_α — модуль сдвига, V_α^d — активационный объем самодиффузии соответствующего компонента сплава, ρ — линейная плотность дислокаций, хаотически распределенных в плоскости границы зерна, b — модуль их вектора Бюргера, R — универсальная газовая постоянная. Мы использовали для расчета МИС следующие численные значения параметров: линейная плотность дислокаций на границе равна $\rho = 2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}$. Вектор Бюргера $b \cong 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, коэффициенты Пуассона компонент соответственно $\sigma_a = 0,28$, $\sigma_b = 0,22$, $\sigma_c = 0,32$. Модули сдвига компонент соответственно $G_a = 7,9 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $G_b = 8,4 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $G_c = 6,2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, температура образца предполагалась равной $T = 400 \text{ К}$. Согласно [9], активационные объемы самодиффузии компонент сплава лежат в диапазоне величин $V_\alpha^d \cong 5-10 \text{ м}^3/\text{кмоль}$. Подставляя эти данные в формулу (3), мы получаем значения $h_a = 7,1 \text{ нм}$, $h_b = 5,2 \text{ нм}$, $h_c = 6,2 \text{ нм}$.

3. СИСТЕМА ЭВОЛЮЦИОННЫХ УРАВНЕНИЙ

Предположим, что имеется трехкомпонентный сплав $\text{Fe}_{58}\text{Cr}_{12}\text{Ni}_{30}$, который подвергается ИПД на наковальнях Бриджмена (рис. 1). За счет приложенного к образцу напряжения в нем идет процесс формирования и движения дислокаций. Известно, что генерация точечных дефектов происходит путем неконсервативного движения ступенек на винтовых дислокациях [10]. Другим механизмом образования точечных дефектов является взаимодействие положительной и отрицательной краевых дислокаций, расположенных в смежных плоскостях скольжения [11]. Перераспределение точечных дефектов, возникающее при движении дислокаций, должно приводить к некоторому перераспределению компонент сплава. Если не учитывать взаимодействие между легирующими элементами, то для описания кинетики перераспределения компонент, точечных дефектов и дислокаций в нанозерне можно записать следующую систему эволюционных уравнений для концентраций компонент c_α , междоузельных атомов c_i , вакансий c_v и плотности дислокаций ρ_d , которые являются ничем иным, как уравнениями мате-

риального баланса (или уравнениями непрерывности):

$$\partial c_\alpha / \partial t + \nabla j_\alpha = 0; \quad (4)$$

$$\partial c_i / \partial t + \nabla j_i = g_i \rho_d^{1/2} - \mu_R D_i c_i c_v - \rho_d D_i c_i, \quad (5)$$

$$\partial c_v / \partial t + \nabla j_v = g_v \rho_d^{1/2} - \mu_R D_v c_i c_v - \rho_d D_v (c_v - c_v^e), \quad (6)$$

$$\partial \rho_d / \partial t + \nabla j_d = k(\sigma) - \kappa_\alpha b u \rho_d^2. \quad (7)$$

Здесь j_α — вектор потока α -компонента сплава, j_i, j_v — вектора потоков точечных дефектов (междоузлий и вакансий соответственно), j_d — вектор потока дислокаций, μ_R — постоянная рекомбинации точечных дефектов, ρ_d — полная объемная плотность винтовых и краевых дислокаций. Скорости движения дислокаций u , наблюдаемые при обычных скоростях деформации [4] ($\dot{\epsilon} \equiv \gamma \cong 0,1 \text{ с}^{-1}$), обычно ниже 10^{-3} м/с [10]. Коэффициент диффузии сплава определяется соотношением $D_k(x) = c_a d_{ak}(x) + c_b d_{bk}(x) + c_c d_{ck}(x)$, где $d_{\alpha k}(x)$ — парциальные коэффициенты диффузии α -той компоненты, определяемые соотношениями (2). Коэффициент же аннигиляции дислокаций κ_α , согласно [11], приближенно равен 2–3, c_α — концентрация α -компоненты после деформации, c_i^e и c_v^e — начальные равновесные концентрации междоузлий и вакансий до деформации. Для численного решения системы эволюционных уравнений (4)–(7) необходимо знать такие величины, как, скорость генерации точечных дефектов при деформации $g_{i,v}$ и постоянная рекомбинации μ_R . Их значения были взяты нами непосредственно из работ [4, 6]:

$$g_i \cong 10^{-12} \text{ м/с}, g_v \cong 10^{-11} \text{ м/с}, \mu_R \cong 10^{15} \text{ м}^{-2}. \quad (8)$$

Величины $g_{i,v}$ выражаются через скорость пластической деформации образца и соответственно определяются соотношениями [6]

$$g_{i,v} = \frac{\sqrt{p_{i,v}} \xi b \gamma}{2\sqrt{2}}. \quad (9)$$

Здесь ξ — отношение плотности дислокаций леса к общей плотности дислокаций ($\xi = 0,5$), а $p_{i,v}$ — плотность порообразующих дислокаций леса ($p_i = 2,6 \cdot 10^{-2}$, $p_v = 2,6$), b — модуль вектора Бюргера. Для деформации сдвигом под давлением в модели жидкости с большой вязкостью скорость деформации γ можно определить следующим образом [4]: $\gamma \cong \bar{v}/d_1 \cong 0,1 \text{ с}^{-1}$, $\bar{v} = \omega \bar{r}$, при $\omega = 1 \text{ об./мин}$, $\bar{r} \cong 10^{-3} \text{ м}$, $d_1 \cong 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, где ω — угловая скорость вращения наковальни; \bar{r} — средний радиус образца; \bar{v} — средняя линейная скорость; d_1 — толщина образца. Оценивая связь приложенного напряжения со скоростью генерации дислокаций с параметрами аустенитной стали 12Х30Н, получаем величину $k(\sigma)$ в уравнении

(7). Она определяет зависимость стационарной скорости генерации дислокаций от приложенного извне напряжения σ и определяется соотношением [12]

$$k(\sigma) = \frac{AD_d\sigma^3}{\bar{G}^2 k_B TL}. \quad (10)$$

Здесь A — безразмерная величина ($A \cong 0,25$ [13]), коэффициент диффузии дислокаций $D_d \cong 3 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$, внешнее приложенное напряжение $\sigma = 2 \text{ ГПа}$, модуль сдвига сплава $\bar{G} = c_a G_a + c_b G_b + c_c G_c \cong 80 \text{ ГПа}$, k_B — постоянная Больцмана, L — размер образца, T — температура образца. Используя эти данные, мы получаем $k(\sigma) = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Выражение для вектора потока компонент сплава можно записать в виде

$$\vec{j}_\alpha = -(d_{av}c_v + d_{ai}c_i)\vec{\nabla}c_\alpha + c_\alpha(d_{av}\vec{\nabla}c_v - d_{ai}\vec{\nabla}c_i). \quad (11)$$

Для потоков междоузлий j_i , вакансий j_v и дислокаций j_d справедливы соотношения

$$\vec{j}_i = (d_{ai} - d_{ci})c_i\vec{\nabla}c_a + (d_{bi} - d_{ci})c_i\vec{\nabla}c_b - D_i\vec{\nabla}c_i; \quad (12)$$

$$\vec{j}_v = (d_{av} - d_{cv})c_v\vec{\nabla}c_a + (d_{bv} - d_{cv})c_v\vec{\nabla}c_b - D_v\vec{\nabla}c_v; \quad (13)$$

$$\vec{j}_d = -D_d\vec{\nabla}\rho_d. \quad (14)$$

Заметим, что первое, второе и третье слагаемые в правой части уравнений (5) и (6) соответственно описывают рождение, взаимную рекомбинацию и захват точечных дефектов дислокациями. В уравнениях (12) и (13) первое и второе слагаемые в правой части уравнений обусловлены эффектом Киркендалла для междоузлий и вакансий соответственно, возникающим в неоднородном по составу сплаве.

Для решения системы уравнений (4)–(7) необходимо задать начальные и граничные условия. В качестве начальных условий будем считать, что компоненты сплава до деформации однородно распределены по всему объему образца, а значит, и по всему нанозерну и их концентрации (в атомных долях) составляют

$$c_{a0} = 0,30, c_{b0} = 0,58, c_{c0} = 0,12. \quad (15)$$

Начальная плотность дислокаций в объеме нанозерна при скорости деформации $\dot{\gamma} \cong 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ предполагается равной $\rho_d(0) = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ [10]. А начальные концентрации точечных дефектов равны своим равновесным значениям

$$c_{i,v}^0 = c_{i,v}^e. \quad (16)$$

При наложении граничных условий на образец учтено, что граница нанозерна, принимаемая в расчете плоской, является стоком точечных дефектов и дислокаций, а потому на ней (перпендикулярная границе координата $x=0$) поддерживаются равновесные значения концентраций точечных дефектов

$$c_{i,v}(0) = c_{i,v}^e \quad (17)$$

и поверхностная плотность дислокаций, индуцируемая приложенным к образцу извне напряжением, равная

$$\rho_d(0) = \rho_d^S = 10^{18} \text{ м}^{-2}. \quad (18)$$

Что касается равновесных точечных дефектов, то их концентрации в сплаве при обычных температурах весьма невелики

$$c_v^e = \exp\{-E_v/(k_B T)\} \cong 7,2 \cdot 10^{-21}, \quad c_i^e = \exp\{-E_i/(k_B T)\} \cong 4,4 \cdot 10^{-51},$$

поскольку энергии образования вакансии и междоузлий равны соответственно $E_v = 1,6$ эВ и $E_i = 4$ эВ (T — температура образца). Учтем, что профили концентраций компонентов имеют экстремум в центре зерна, где соответствующие потоки оказываются равными нулю. Кроме того, используем условие сохранения количества атомов данного сорта в зерне и условие минимума пространственного распределения точечных дефектов и дислокаций в середине зерна

$$j_\alpha(0) = j_\alpha(L/2) = 0, \quad j_k(L/2) = 0, \quad j_d(L/2) = 0. \quad (19)$$

В качестве размера образца L мы принимали размер нанозерна, т.е. считали его равным 100 нм. Что касается парциальных диффузионных коэффициентов, то они рассчитывались на основании данных работы [4] об энергиях миграции соответствующих атомов по вакансионному механизму $E_{ma}^v = 1,3$ эВ, $E_{mb}^v = 1,26$ эВ, $E_{mc}^v = 1,26$ эВ и по междоузельному механизму $E_{ma}^i = 0,7$ эВ, $E_{mb}^i = 0,8$ эВ, $E_{mc}^i = 0,8$ эВ. Поскольку экспериментальные значения энергий активации миграции вакансий и междоузлий имеют существенный разброс, поэтому значения для железа и хрома приняты равными. Но как мы видим, энергия миграции вакансий никеля больше, а междоузлий меньше, чем для железа и хрома. Это приводит к большей подвижности никеля по междоузельному механизму. С учетом энергий миграции рассчитывались значения парциальных коэффициентов диффузии, и они оказались равными соответственно:

$$d_{a0v} \cong 1,7 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}, \quad d_{b0v} = d_{c0v} \cong 6,6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}, \quad (20)$$

$$d_{a0i} \cong 6,0 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}, d_{b0i} = d_{c0i} \cong 4,1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}. \quad (21)$$

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СИСТЕМЫ ЭВОЛЮЦИОННЫХ УРАВНЕНИЙ

Для исследования процесса эволюции рассматриваемой системы дефектов и компонент сплава численно решалась система уравнений (4)–(7) с соответствующими начальными (15), (16) и краевыми условиями (17)–(19). В результате решения этой системы получены зависимости, описывающие эволюцию со временем плотности дислокаций (рис. 2), точечных дефектов (рис. 3) и компонент сплава (рис. 4).

Проведем анализ полученных кривых. Как видно из рис. 2, в процессе деформации образца повышается плотность дислокаций в объеме нанозерна, что приводит к уширению кривой распределения плотности дислокаций со временем.

Что же касается генерируемых движущимися дислокациями точечных дефектов, то, как следует из рис. 3, с одной стороны, избыточные неравновесные вакансии (рис. 3, а), а с другой, междоузельные атомы (рис. 3, б) направлены перемещаются на стоки — дислокации, границы нанозёрен. Благодаря градиенту концентрации точечных дефектов, по междоузельному механизму возникает противоток атомов легирующих элементов с различными скоростями навстречу вакансиям (обратный эффект Киркендалла). В результате асимметрии этих потоков происходит сегрегация никеля на границы нанозёрен, т.е. возникают микрообласти с измененным составом.

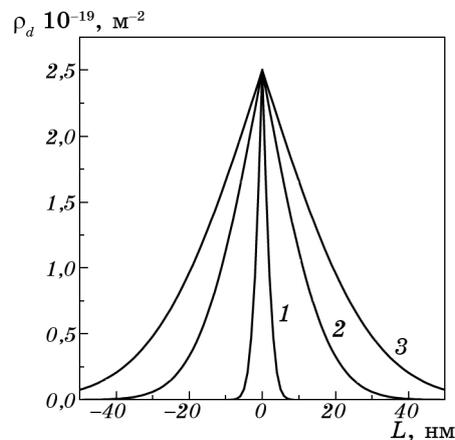


Рис. 2. Эволюция плотности дислокаций со временем. Кривые 1, 2, 3 соответствуют временам, прошедшим от начала действия внешних напряжений: $t_{d_1} = 0,9 \text{ с}$, $t_{d_1} = 30 \text{ с}$, $t_{d_1} = 90 \text{ с}$.

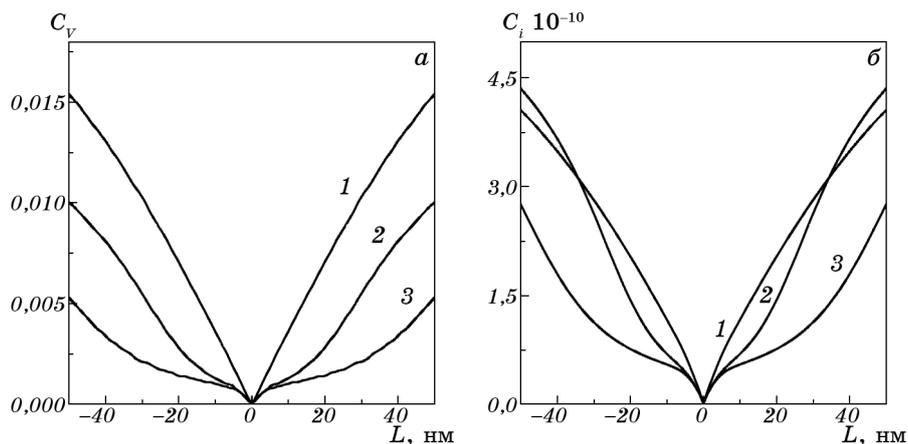


Рис. 3. Эволюция со временем концентрационных профилей вакансий (а) и междоузлий (б). Кривые 1–3 соответствуют временам действия деформаций на рис. 2.

вом, которые обогащаются никелем (рис. 4), и, напротив, происходит их обеднение железом и хромом.

Причиной этого эффекта является то, что по междоузельному механизму подвижность атомов никеля больше, чем железа и хрома, благодаря большему коэффициенту диффузии никеля (20), (21). Поэтому вакансии на границе в основном заполняются междо-

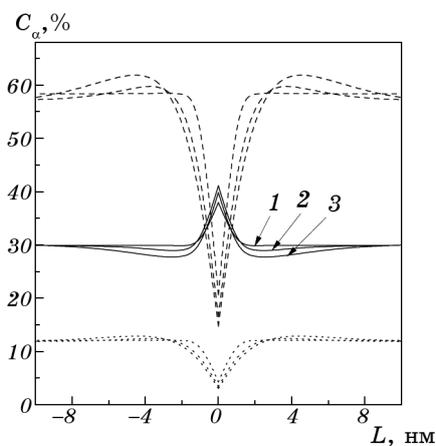


Рис. 4. Эволюция со временем концентрационных профилей компонент сплава $Fe_{58}Cr_{12}Ni_{30}$. Сплошные линии — Ni, штриховые линии — Fe, пунктирные линии — Cr. Кривые 1–3 соответствуют временам действия деформаций на рис. 2.

узельными атомами никеля, что приводит к увеличению концентрации никеля на границе по сравнению с начальным его значением за счет обеднения железом и хромом. При этом ширина обогащенной никелем зоны обычно не превышает несколько нанометров (рис. 4).

Благодаря механо-индуцированной сегрегации, значение концентрации никеля на границе, полученное нами теоретически (рис. 4), оказывается близким к обнаруженному в работе [4] экспериментально, а именно 40%. Кроме того, из-за неравновесности границ нанозёрен и влияния полей внутренних напряжений (2), обусловленных повышенной плотностью зернограничных дислокаций, на ранних этапах эволюции никель, уходя на границу, как бы «вымывается» из приграничной области, то есть происходит обеднение никелем окрестности границ (рис. 4). Как показывает численный расчет, эта обедненная область со временем распространяется вглубь нанозерна.

6. ВЫВОДЫ

1. Установлено, что основным и определяющим источником точечных дефектов, обеспечивающих эффект МИС, является их генерация движущимися в кристалле дислокациями, эволюция плотности которых подчиняется уравнению непрерывности с источниками и стоками.

2. На примере хромоникелевых сталей показано, что при ИПД формирование приграничных сегрегаций легирующих элементов, в частности, никеля, связано с миграцией на стоки точечных дефектов двух типов: вакансий и междоузельных атомов и возникает как результат асимметрии потоков этих дефектов.

3. Обнаружено, что учет полей внутренних напряжений, обусловленный скоплениями дислокаций на границах нанозёрен, не только не ускоряет процесс сегрегации никеля на границу, но, напротив, способствует его «вымыванию» из непосредственной окрестности границ.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. R. Okamoto and H. Wiedersich, *J. Nucl. Mater.*, **53**, No. 1: 336 (1974).
2. В. А. Завалишин, А. И. Дерягин, В. В. Сагарадзе, *ФММ*, **75**, № 2: 90 (1993).
3. А. Е. Ермаков, В. Л. Гапонцев, В. В. Кондратьев, Ю. Н. Горностырев, *ФММ*, **88**, № 3: 5 (1999).
4. А. И. Дерягин, В. А. Завалишин, В. В. Сагарадзе, А. Р. Кузнецов, *ФММ*, **89**, № 6: 82 (2000).
5. В. И. Ивлев, *ФММ*, **62**, № 6: 1218 (1986).
6. Л. И. Попов, В. А. Старенченко, И. И. Шалыгин, *ФММ*, **6**, № 3: 31 (1990).

7. А. Г. Кесарев, В. В. Кондратьев, *ФММ*, **104**, № 1: 5 (2007).
8. А. Г. Кесарев, В. В. Кондратьев, И. Л. Ломаев, *ФММ*, **109**, № 4: 357 (2010).
9. А. Я. Шиняев, *Фазовые превращения и свойства сплавов при высоком давлении* (Москва: Наука: 1973).
10. Дж. Хирт, И. Лотте, *Теория дислокаций* (Москва: Мир: 1972).
11. Ж. Фридель, *Дислокации* (Москва: Мир: 1967).
12. В. Джонстон, Дж. Гилман, *УФН*, **40**, № 3: 489 (1960).
13. Г. А. Малыгин, *ФТТ*, **44**, № 11: 1979 (2002).
14. Т. П. Диденко, П. А. Селищев, *Ядерная физика та енергетика*, **12**, № 2: 158 (2011).
15. Р. Хоникомб, *Пластическая деформация металлов* (Москва: Мир: 1972).