

УДК 669.017.3

В.Е. Ольшевский, Ю.И. Кононенко

Запорожский национальный технический университет

О КИНЕТИКЕ РОСТА ПЕРЛИТНЫХ КОЛОНИЙ ПРИ РАСПАДЕ АУСТЕНИТА БЕЗ И С ДИСПЕРСНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ПЕРВИЧНЫХ ФАЗ

Аннотация. Рассмотрены особенности формирования перлитной структуры при распаде как чистого аустенита, так и аустенита с присутствием в нем дисперсных неметаллических включений, которые способны перемещаться вместе с фронтом роста перлитной колонии путем пограничной диффузионной «перекачки» своих атомов. Показано, что такого рода дисперсные частицы оказывают определенное тормозящее действие на скорость продольного роста феррито-цементитных колоний. Это может приводить к сосредоточению таких частиц на границах растущих перлитных колоний на конечной стадии этого процесса.

Ключевые слова: аустенит, перлитная колония, феррит, цементит, «подвижные» включения, стационарный и нестационарный процессы роста.

ON THE GROWTH KINETICS OF THE PEARLITE COLONIES AT AUSTENITE WITHOUT AND WITH DISPERSED INCLUSIONS INITIAL PHASES

Abstract. The features of the formation of pearlite structure in the decay of a pure austenite and austenite to the presence in it of dispersed non-metallic inclusions, which are able to move together with the growth front pearlite colonies by border diffusion of “pumping” of their atoms. It is shown that this kind of dispersed particles have a definite inhibitory effect on the velocity of the longitudinal growth of ferrite-cementite colonies. This can lead to concentration of particles at the boundaries of pearlite colonies growing in the final stage of the process.

Keywords: austenite, pearlite colony, ferrite, cementite, “moving” inclusion, stationary and non-stationary processes of growth.

Настоящая работа представляет собой развитие представлений, касающихся двухфазного распада по схеме «матрица $\rightarrow \alpha + \beta$ » применительно к эвтектоидному (перлитному) превращению в углеродистых сталях. При этом образующиеся фазы (феррит и цементит) имеют составы, значительно отличающиеся от состава исходного аустенита. Необходимо также отметить, что при эвтектоидном распаде аустенита диффузионное перераспределение атомов углерода должно сочетаться с переходом атомов железа из одной полиморфной модификации базовой решетки (γ -Fe) в другую (α -Fe), а также с образованием промежуточного химического соединения (Fe_3C). Поэтому рост перлитных колоний контролируется как кинетикой перестройки одной решетки в другую, так и диффузионным перераспределением углерода (в качестве определяющего фактора) вдоль фронта превращения в приграничных объемах аустенитных зерен, контактирующих с пластинами фазовой смеси. Это обеспечивает, в зависимости от степени переохлаждения (относительно эвтектоидной температуры), ту или иную степень дисперсности образующейся фазовой смеси [1 – 3].

В указанных работах рассмотрены определенные подходы к определению скорости роста перлитной колонии. Однако полученные авторами зависимости не учитывают всех особенностей кинетики миграции границ зерен, а также изучено лишь статическое равновесие фаз вдоль фронта реакции. В данной же работе процесс роста рассматривается исключительно как динамический. Также при разработке модели роста авторами были учтены различные движущие и противо-

движущие силы термодинамической природы [4], что дало возможность разделить процесс передвижения фронта роста на две стадии: стадию нестационарного роста [искривление круговых (в сечении) сегментов пластинчатых фаз] и стационарного, когда составной фронт двухфазной колонии передвигается как единое целое. В настоящей работе также рассмотрены особенности роста перлитной колонии с учетом характера распределения и поведения присутствующих в матрице дисперсных «подвижных» частиц, т.е. таких, которые могут перемещаться вместе с фронтом роста (путем диффузионной «перекачки» своих масс [5]). Как и в работе [6], принималось, что микроскопическая подвижность фронта роста является заданной, а все особенности его перемещения обусловлены энергетикой различных границ раздела, которая определяет как движущие силы роста колонии, так и силы сопротивления этому процессу.

В настоящей работе предлагается теоретическая зеренная модель (рис. 1), разработанная на основе более ранних работ авторов [6 – 9] и состоящая из двух типов чередующихся пластинчатых фаз (феррита и цементита), которые образовались в результате диффузионного распада аустенита. К основным оцениваемым параметрам модели следует отнести следующие: $h_{\text{Ф(Ц)}}$ и $r_{\text{Ф(Ц)}}$ – соответственно максимальная высота и радиус любого сегмента (в сечении) ферритной или цементитной фазы фронта роста; $L_{\text{Ф(Ц)}}$ – ширина пластинок зерен феррита и цементита соответственно; $\gamma_{\text{ФЦ}}$, $\gamma_{\text{ФА}}$, $\gamma_{\text{ЦА}}$ – удельные свободные энергии межфазных границ раздела Ф/Ц, Ф/А и Ц/А; θ – двугранный угол тройного стыка двух

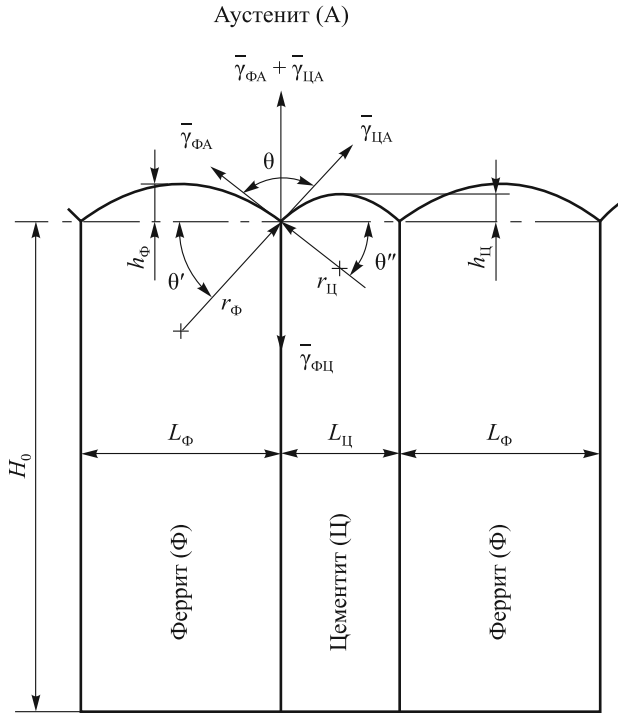


Рис. 1. Схема пластинчатой перлитной колонии (Ф + Ц), которая прорастает в исходное зерно матричной фазы (А)

зерен колонии (феррита и цементита) с матричным зерном аустенита ($\theta = \theta' + \theta''$).

Миграция граничного фронта колонии происходит под действием двух термодинамических сил: движущей силы $P_{\Phi\psi} = F_{\Phi+\psi} - F_A$ ($F_{\Phi+\psi}$ – удельная свободная энергия двухфазной смеси, F_A – то же самое для матричной фазы) и лапласовых противодвижущих (сдерживающих) сил, действующих раздельно P_Φ^F и P_ψ^C ($P_\Phi^F = \frac{2\gamma_{\Phi A}}{r_\Phi}$, а $P_\psi^C = \frac{2\gamma_{\psi A}}{r_\psi}$).

Следует отметить, что рассматриваемый случай достаточно сложный и требует введения упрощающего допущения, а именно: $P_\gamma = P_\gamma^F = P_\gamma^C$. При этом микроскопические подвижности межфазных границ раздела Ф/А и Ц/А принимали одинаковыми ($m_\Phi = m_\psi = m$), а межпластинчатое расстояние составляло $L = 1/2(L_\Phi + L_\psi)$. Кроме того, считали, что в данном случае выполняется (как обязательное) условие кооперативного роста обеих фаз колонии $\bar{\gamma}_{\Phi A} + \bar{\gamma}_{\psi A} > \bar{\gamma}_{\Phi\psi}$, поскольку его нарушение приводит к срыву кооперативного процесса и способствует формированию структуры конгломератного типа.

Скорость продольного перемещения отдельных участков граничного фронта колонии на стадии нестационарного режима с учетом сделанного допущения будем определять, как и в работе [6], выражением

$$v_{\Phi(\psi)} = \frac{dh_{\Phi(\psi)}}{d\tau} = mP_\Sigma = m(P_{\Phi\psi} - P_\gamma). \quad (1)$$

Далее рассмотрим исходные условия роста двухфазной колонии. Поскольку $\gamma_{\Phi A} \cos \theta' + \gamma_{\psi A} \cos \theta'' = \gamma_{\Phi\psi}$,

то начальные значения радиусов сегментов отвечают зависимостям $r_\Phi(0) = \frac{L_\Phi}{2 \cos \theta'}$ и $r_\psi(0) = \frac{L_\psi}{2 \cos \theta''}$. Отсюда с учетом того, что $\frac{\gamma_{\Phi A}}{r_\Phi(0)} \frac{L_\Phi}{2} + \frac{\gamma_{\psi A}}{r_\psi(0)} \frac{L_\psi}{2} = \gamma_{\Phi\psi}$ и $P_\gamma^F = P_\gamma^C$, окончательно получаем соотношения

$$r_\Phi(0) = L \frac{\gamma_{\Phi A}}{\gamma_{\Phi\psi}} \text{ и } r_\psi(0) = L \frac{\gamma_{\psi A}}{\gamma_{\Phi\psi}}. \quad (2)$$

Как и раньше [5], в соответствии с рис. 1, имеем зависимость

$$h_{\Phi(\psi)} = r_{\Phi(\psi)} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{L_{\Phi(\psi)}}{2r_{\Phi(\psi)}} \right)^2} \right], \quad (3)$$

которую можно заменить приближенным выражением

$$h_{\Phi(\psi)} \cong \frac{L_{\Phi(\psi)}^2}{8r_{\Phi(\psi)}}, \quad (4)$$

поскольку в рассматриваемом случае $\frac{L_{\Phi(\psi)}}{2r_{\Phi(\psi)}} < 1$, при этом $h_\Phi(\tau) \neq h_\psi(\tau)$.

Поскольку $dh_{\Phi(\psi)} = -\frac{L_{\Phi(\psi)}^2}{8r_{\Phi(\psi)}^2} dr_{\Phi(\psi)}$, а $dh_{\Phi(\psi)} > 0$, выражение (1) приобретает форму дифференциального уравнения, связывающего радиус $r_{\Phi(\psi)}$ с временем τ :

$$\frac{dr_{\Phi(\psi)}}{d\tau} = \frac{16m\gamma_{\Phi A(\psi A)}}{L_{\Phi(\psi)}^2} r_{\Phi(\psi)} \left(\frac{P_{\Phi\psi}}{2\gamma_{\Phi A(\psi A)}} r_{\Phi(\psi)} - 1 \right), \quad (5)$$

откуда получаем частное решение в виде интегрального выражения

$$\int_{r_{\Phi(\psi)0}}^{r_{\Phi(\psi)}} \frac{dr_{\Phi(\psi)}}{r_{\Phi(\psi)}(ar_{\Phi(\psi)} - 1)} = \frac{b}{L_{\Phi(\psi)}^2} \tau, \quad (6)$$

в котором $a = \frac{P_{\Phi\psi}}{2\gamma_{\Phi A(\psi A)}}$, $b = 16m\gamma_{\Phi A(\psi A)}$.

После интегрирования уравнения (6) имеем решение

$$r_{\Phi(\psi)}^{-1}(\tau) = a + \left[\frac{1}{L} \frac{\gamma_{\Phi\psi}}{\gamma_{\Phi A(\psi A)}} - a \right] \exp \left(-\frac{b}{L_{\Phi(\psi)}^2} \tau \right), \quad (7)$$

которое с учетом уравнения (4) определит зависимости максимальных высот сегментов феррита и цементита от времени:

$$h_{\Phi(\psi)}(\tau) = \frac{L_{\Phi(\psi)}^2}{8} \frac{1}{r_{\Phi(\psi)}(\tau)}. \quad (8)$$

Отметим, что уравнение (7) удовлетворяет крайним временным условиям: при $\tau = 0$ получаем $\frac{1}{r_{\Phi(\Pi)}} = \frac{1}{L} \frac{\gamma_{\Phi\Pi}}{\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}$, откуда $r_{\Phi(\Pi)} = r_{\Phi(\Pi)}(0) = L \frac{\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{\gamma_{\Phi\Pi}}$, а

при $\tau = \infty$ имеем $\frac{1}{r_{\Phi(\Pi)}} = a = \frac{P_{\Phi\Pi}}{2\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}$ и, соответственно,

$P_{\Phi\Pi} = \frac{2\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{r_{\Phi(\Pi)}}$. В последнем случае движущая сила

$P_{\Phi\Pi}$ становится равной противодвижущей лапласовой P_{γ} и процесс роста останавливается.

После дифференцирования уравнения (8) по времени, получим следующую зависимость для скорости нестационарного процесса роста $v_{\Phi(\Pi)}^{\text{нест}}$:

$$v_{\Phi(\Pi)}^{\text{нест}} = \frac{dh_{\Phi(\Pi)}}{d\tau} = m \left[P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} \right] \exp \left(-\frac{b}{L^2_{\Phi(\Pi)}} \tau \right). \quad (9)$$

Отметим, что для реализации кооперативного продольного роста колонии пластиночных зерен необходимо, чтобы максимальные высоты граничных сегментов h_{Φ} и h_{Π} обеспечивали коллинеарность вектора суммы натяжений $(\bar{\gamma}_{\Phi\Lambda} + \bar{\gamma}_{\Pi\Lambda})$ нормали к средней линии фронта реакции. Это условие выполнимо лишь в случае, если стационарный режим роста устанавливается одновременно для обеих фаз колонии, что возможно лишь при одинаковых значениях степеней экспонент в уравнении (9): $\frac{L^2_{\Phi}}{L^2_{\Pi}} = \frac{\gamma_{\Phi\Lambda}}{\gamma_{\Pi\Lambda}}$.

Увеличение искривлений сегментов фронта реакции приводит к росту движущей силы (см. рис. 1), действующей на тройные стыки $P_{\text{ст}}$, согласно зависимости вида

$$P_{\text{ст}} = \frac{\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{r_{\Phi(\Pi)}} - \gamma_{\Phi\Pi} \frac{1}{L}, \quad (10)$$

где $1/L$ – приблизительное количество граничных стыковых полосок на единицу длины фронта колонии («плотность» пластиночных кристаллов в сечении фронта роста). В определенный момент времени роста возникает баланс движущих сил $P_{\Sigma} = P_{\text{ст}}$, который определяет условие смены режимов роста во времени

$$P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{r_{\Phi(\Pi)}} = \frac{\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{r_{\Phi(\Pi)}} - \gamma_{\Phi\Pi} \frac{1}{L}. \quad (11)$$

Далее, после соответствующих преобразований уравнения (11), находим зависимости для порогового радиуса $r_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$, а с учетом уравнения (7) и порогового времени $\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$, отвечающего началу стационарного процесса:

$$r_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}} = \frac{3\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{P_{\Phi\Pi} + \frac{\gamma_{\Phi\Pi}}{L}}; \quad (12)$$

$$\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}} = \frac{L^2_{\Phi(\Pi)}}{16m\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}} \ln 3. \quad (13)$$

После подстановки (12) в (1) получаем выражение для скорости стационарного процесса

$$v_{\Phi(\Pi)}^{\text{стат}} = \frac{dh_{\Phi(\Pi)}}{d\tau} = \frac{1}{3} m \left(P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} \right). \quad (14)$$

Физика этого процесса требует, чтобы изменение скорости роста происходило плавно (на кривой, которая отражает весь процесс роста зерен колонии, в точке $\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$ не должен наблюдаться разрыв того или иного рода). Показав это, тем самым подчеркнем корректность подхода к решению поставленной задачи и правдивость всех выведенных соотношений.

Кривые обоих процессов роста [кривые вида $h_{\Phi(\Pi)} = h_{\Phi(\Pi)}(\tau)$] будут гладко состыковываться в точке $\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$ лишь в том случае, если их угловые коэффициенты (мгновенные скорости) в этой точке будут совпадать ($k_{\text{стат}} = k_{\text{нестат}}$). На основе вышесказанного имеем:

$$k_{\text{нестат}}(\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}) = \frac{dh_{\Phi(\Pi)\text{нестат}}}{d\tau} = m \left(\frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} - P_{\Phi\Pi} \right) \exp \left(-\frac{16m\gamma_{\Phi\Lambda(\Pi\Lambda)}}{L^2_{\Phi(\Pi)}} \tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}} \right) \quad (15)$$

и

$$k_{\text{стат}}(\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}) = \frac{dh_{\Phi(\Pi)}}{d\tau} = \frac{1}{3} m \left(P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} \right).$$

Для доказательства равенства угловых коэффициентов достаточно преобразовать первое из приведенных выражений с учетом выражения (13). Действительно, после соответствующих подстановок получим

$$k_{\text{нестат}}(\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}) = m \left(\frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} - P_{\Phi\Pi} \right) \exp(-\ln 3) = -\frac{1}{3} m \left(\frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} - P_{\Phi\Pi} \right) = \frac{1}{3} m \left(P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi\Pi}}{L} \right). \quad (16)$$

Представляет особый интерес рассмотреть случай наличия исключительно дисперсных «подвижных» частиц избыточной фазы в стали (оксидов, сульфидов и других примесных фаз) в плане их влияния на кинетику роста перлитных колоний. Следует отметить, что из-за низкой удельной свободной энергии на границе раздела феррит/цементит $\gamma_{\Phi\Pi}$ (10 эрг/см²) по сравнению с энергиями границ раздела феррит/аустенит $\gamma_{\Phi\Lambda}$ (550 эрг/см²) и цементит/аустенит $\gamma_{\Pi\Lambda}$ (25 эрг/см²) [10], все фазы такого рода будут концентрироваться преимущественно на границах раздела цементит/аустенит и феррит/аустенит и оказывать

определенное влияние на кинетику распада аустенитной фазы. Анализ этого случая проведем на основе модели, рассмотренной выше (с теми же принятыми допущениями).

На рис. 2 показана принятая авторами схема роста феррито-цементитных колоний при наличии первичных выделений («подвижные» частицы [11]).

Скорость продольного роста колонии, как и ранее [9], будет определяться выражением [5]

$$v_{\Phi(\Pi)} \cong \frac{D\omega}{kT} \frac{P_{\Sigma}}{\rho^3 n_s}, \quad (17)$$

где D – коэффициент объемной самодиффузии; ω – атомный объем; k – постоянная Больцмана; T – температура по Кельвину; P_{Σ} – сумма движущих и противодвижущих сил процесса миграции $\left(P_{\Sigma} = P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{r_{\Phi(\Pi)}} \right)$;

ρ – радиус малой сферической частицы избыточной фазы; n_s – поверхностная плотность таких включений, при этом $n_s = n_v r_{\Phi(\Pi)}$ (n_v – объемная плотность частиц).

После ряда упрощений получаем для рассматриваемой ситуации следующее выражение для скорости роста зерен колонии ($\Phi + \Pi$):

$$v_{\Phi(\Pi)} = \frac{dh_{\Phi(\Pi)}}{d\tau} = \frac{\eta D \omega}{kT} \frac{P_{\Phi\Pi} - \frac{2\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{r_{\Phi(\Pi)}}}{\varepsilon r_{\Phi(\Pi)}}, \quad (18)$$

где η – коэффициент пропорциональности, приблизительно равный 10; ε – фактор подвижных дисперсных включений на границах раздела Φ/A и Π/A [9] (при этом в общем случае $0 \leq \varepsilon \leq 1$).

Учитывая, что высоты сегментов не равны и отвечают выражению $h_{\Phi(\Pi)} \cong \frac{L_{\Phi(\Pi)}^2}{8r_{\Phi(\Pi)}}$ [см. уравнение (4)], а

$$dh_{\Phi(\Pi)} = -\frac{L_{\Phi(\Pi)}^2}{8r_{\Phi(\Pi)}^2} dr_{\Phi(\Pi)} > 0 \text{ и } v_{\Phi(\Pi)} = \frac{dh_{\Phi(\Pi)}}{d\tau}, \text{ можно полу-}$$

чить следующее частное решение уравнения (18) в виде интегрального выражения:

$$\int_{r_{\Phi(\Pi)0}}^{r_{\Phi(\Pi)}} \frac{dr_{\Phi(\Pi)}}{ar_{\Phi(\Pi)} - 1} = -16 \frac{\eta \gamma_{\Phi A(\Pi A)} A^*}{L_{\Phi(\Pi)}^2 \varepsilon} \tau, \quad (19)$$

в котором, как и раньше, $a = \frac{P_{\Phi\Pi}}{2\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}$; $A^* = \frac{D\omega}{kT}$.

После интегрирования (19) с учетом (4) для высот сегментов $h_{\Phi(\Pi)}$ получаем зависимость

$$h_{\Phi(\Pi)} = \frac{L_{\Phi(\Pi)}^2}{8} \times \frac{a}{1 + \left(aL \frac{\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{\gamma_{\Phi\Pi}} - 1 \right) \exp \left(-\frac{16\eta \gamma_{\Phi A(\Pi A)} a A^*}{L_{\Phi(\Pi)}^2 \varepsilon} \tau \right)}. \quad (20)$$

Проведем анализ уравнения (20) [с учетом (4)] применительно к крайним условиям. Очевидно, что при $\tau = 0$, как и выше, получаем выражение $r_{\Phi(\Pi)} = r_{\Phi(\Pi)}(0) = \frac{\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{\gamma_{\Phi\Pi}}$, а при $\tau = \infty$ имеем $\frac{1}{r_{\Phi(\Pi)}} = \frac{P_{\Phi\Pi}}{2\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}$, отку-

да $P_{\Phi\Pi} = \frac{2\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{r_{\Phi(\Pi)}} = P_{\gamma}$. В последнем случае равенство

движущих и противодвижущих сил соответствует остановке процесса роста перлитной колонии.

Заметим, что уравнение (20) после его дифференцирования приводит к выражению для скорости нестационарного процесса роста $v_{\Phi(\Pi)}^{\text{нест}}$ (достаточно сложной по форме зависимости, которая здесь не приводится).

Увеличение искривлений граничных сегментов вызывает рост движущей силы, действующей на тройные

стыки: $P_{\text{ст}} = \left(\frac{L}{r_{\Phi(\Pi)}} \gamma_{\Phi A(\Pi A)} - \gamma_{\Phi\Pi} \right) \frac{1}{L}$. В некоторый мо-

мент времени она становится равной силе P_{Σ} ($P_{\Sigma} = P_{\text{ст}}$), действующей на круговые сегменты фронта роста [см. также уравнение (11)]. Из этого соотношения получаем такое же [как и ранее, уравнение (12)] выражение для пороговых радиусов пластинок феррита и цементита $r_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$. С помощью уравнений (12) и (20) находим выражение и для порогового времени $\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}}$, которое определяет момент включения в процесс миграции тройных

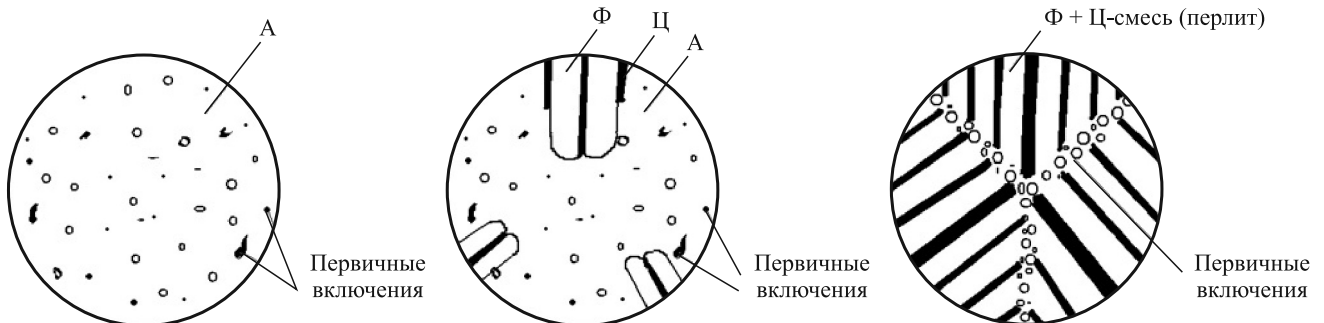


Рис. 2. Схема формирования феррито-цементитных колоний при наличии первичных выделений

межзеренных стыков (начало стационарного процесса в плоской модели роста перлита)

$$\tau_{\Phi(\Pi)}^{\text{пор}} = \frac{L_{\Phi(\Pi)}^2 \varepsilon}{16\eta\gamma_{\Phi A(\Pi A)} a A^*} \times \left(2a\gamma_{\Phi A(\Pi A)} L + \gamma_{\Phi \Pi} \right) \left(aL \frac{\gamma_{\Phi A(\Pi A)}}{\gamma_{\Phi \Pi}} - 1 \right) \times \ln \frac{aL\gamma_{\Phi A(\Pi A)} - \gamma_{\Phi \Pi}}{aL\gamma_{\Phi A(\Pi A)} - \gamma_{\Phi \Pi}}. \quad (21)$$

Необходимо отметить, что и в этом случае кооперативный рост обеих фаз колонии возможен лишь при условии $\frac{L_{\Phi}^2}{\gamma_{\Phi A}} = \frac{L_{\Pi}^2}{\gamma_{\Pi A}}$.

Далее подстановкой (12) в (18) можно получить выражение

$$v_{\Phi(\Pi)}^{\text{стац}} = \frac{2,2A^*}{\varepsilon L_{\Phi(\Pi)}^2 \gamma_{\Phi A(\Pi A)}} \left(2aL\gamma_{\Phi A(\Pi A)} + \gamma_{\Phi \Pi} \right) \times \left(aL\gamma_{\Phi A(\Pi A)} - \gamma_{\Phi \Pi} \right) = \frac{2,2A^*}{\varepsilon L_{\Phi(\Pi)}^2 \gamma_{\Phi A(\Pi A)}} \times \left(P_{\Phi \Pi} L + \gamma_{\Phi \Pi} \right) \left(\frac{1}{2} P_{\Phi \Pi} L - \gamma_{\Phi \Pi} \right), \quad (22)$$

которое характеризует скорость роста колонии при стационарном перемещении всего составного (много сегментного) фронта роста как единого целого; при этом $L_{\Phi(\Pi)}^2 \gamma_{\Pi A(\Phi A)} = L^* = \text{const}$.

Теперь проанализируем полученную зависимость для стационарной скорости роста двухфазной колонии при некоторой постоянной температуре в случае наличия «подвижных» дисперсных частиц. Необходимо отметить, что проведенный анализ, в первую очередь, носит качественный характер и лишь отражает основные тенденции в изменении рассматриваемых кинетических характеристик. На рис. 3 представлена единая графическая зависимость, построенная на основе уравнения (22) с учетом уже принятых упрощений, включая и равенства вида $\gamma_{\Phi A(\Pi A)} = \gamma_{\Phi A} = \gamma_{\Pi A}$. При этом принимали, что $\gamma_{\Phi A} = 4,5$; $\gamma_{\Pi A} = 2$; $\gamma_{\Phi \Pi} = 2$; $L_{\Phi} = 3$; $L_{\Pi} = 2$; $P_{\Phi \Pi} = 9$, $A^* = 1$ (все в условных единицах).

Анализ представленной зависимости показывает, что «подвижные» частицы эффективно уменьшают стационарную скорость роста колонии. Такое изменение этого кинетического параметра объясняется усложнением характера диффузионных процессов при перемещении все увеличивающегося количества на границах $\Phi(\Pi)/A$ дисперсных «подвижных» частиц и, вследствие этого, все большего их тормозящего

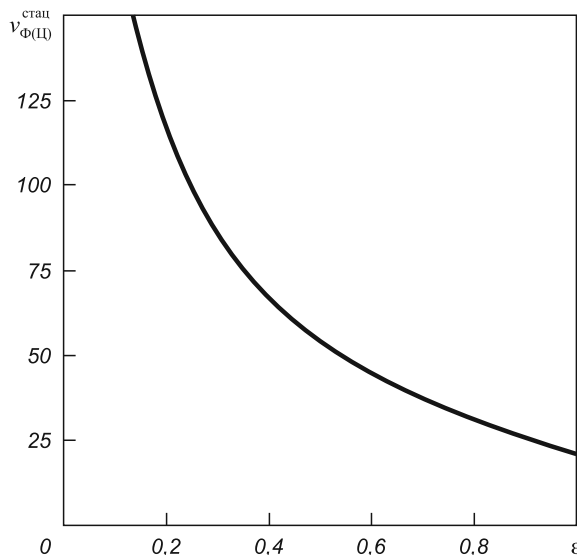


Рис. 3. Зависимость стационарной скорости роста от количества «подвижных» частиц

влияния на процессы продольного роста перлитных колоний.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Любков Б.Я. Кинетическая теория фазовых превращений. – М.: Металлургия, 1969. – 264 с.
2. Zener C. // Trans. Am. Inst. Min. Met. Engrs. 1946. Vol. 167. P. 550.
3. Hillert M. // Jernkonterest Ann. 1957. Vol. 141. No 11. P. 757.
4. Бурке Дж.Е., Тарнбалл Д. Рекристаллизация и рост зерен // Успехи физики металлов. – М.: Металлургиздат, 1956. Вып. 1. С. 368 – 465.
5. Кривоглаз М.А., Масюкевич А.М., Рябошапка К.П. // Физика металлов и металловедение. 1967. Т. 24. Вып. 6. С. 11 – 29.
6. Ольшанецкий В.Е., Спицына Ю.И. // Новые материалы и технологии в металлургии и машиностроении. 1997. № 1 – 2. С. 7 – 10.
7. Ольшанецкий В.Е. О кинетике ориентированного роста двухфазных пластинчатых колоний // Сб. тр. V собрания металлургов России. – Краснодар, Кубан. гос. технол. ун-т. 2001. – 397 с.
8. Ольшанецкий В.Е. // Металловедение и термическая обработка металлов. 2003. № 3. С. 3 – 5.
9. Ольшанецкий В.Е., Спицына Ю.И. Ориентированный рост однофазных колониальных структур в присутствии подвижных пограничных включений второй фазы. // Сб. науч. тр. VIII науч.-техн. конф. «Неметаллические включения и газы в литейных сплавах» – Запорожье, 1997. С. 7 – 11.
10. Салли И.В. Физические основы формирования структуры сплавов. – М.: Металлургиздат, 1963. – 219 с.
11. Кононенко Ю.И., Ольшанецкий В.Е. // Новые материалы и технологии в металлургии и машиностроении. 2010. № 2. С. 37 – 44.

© 2013 г. В.Е. Ольшанецкий, Ю.И. Кононенко
Поступила 7 июня 2013 г.