

**ЗВОРОТНІЙ РІСТ ПЛАСТИНЧАСТИХ ЗЕРЕН РАЗОМ ІЗ ЧАСТИНКАМИ НАДЛИШКОВОЇ ФАЗИ В ОДНОФАЗНОМУ СЕРЕДОВИЩІ**

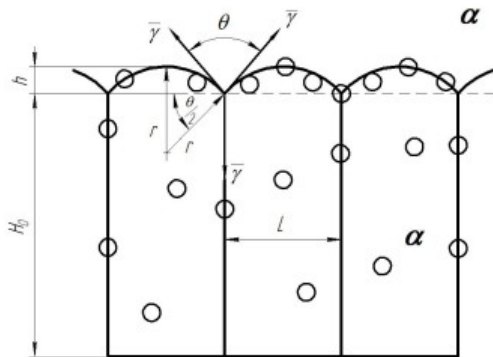
**Ю. І. Кононенко, ст. викл., В. Ю. Ольшанецький, д. т. н., проф.**

*Запорізький національний технічний університет*

Будь-який металевий матеріал після завершення первинної рекристалізації перебуває в відносно стабільному термодинамічному стані зі зниженою вільною енергією. Але в той же час через розвинену поверхню меж зерен система має дещо підвищену зерномежову енергію. При наявності сприятливих умов (достатньо високі температури) відбувається процес, що має назву збиральної «рекристалізації» (післярекристалізаційний ріст зерен), який приводить до скорочення протяжності меж зерен (в перерізі), а відповідно, і до зменшення поверхневої вільної енергії. Присутність в матеріалі частинок надлишкової фази може привести до помітного гальмування або повної зупинки міграції меж зерен.

В представленій роботі зроблено оцінку впливу «рухомих» вкраплень (тобто таких, що через дуже дрібний розмір мають змогу рухатися разом із межею завдяки дифузійному «перекачуванню» своєї маси в тілі межі в напрямку вектора росту зерен однофазної колонії) на міграцію великокутових меж.

В роботі розглядається теоретична модель, розроблена авторами раніше [1]. На рисунку 1 показано фрагмент сукупності пластинчастих зерен  $\alpha$ -фази із контактуючим з нею великим зерном, що зростає (двовимірний модель).



**Рис. 1.** Схема тризеренної колонії (у нормальному перерізі), що усувається внаслідок поглинання її великим зерном під дією лапласівської сили

Фронт росту (в перерізі) являє собою колові сегменти, що сполучені між собою трійчастими стиками зі збалансованими на початковій стадії поверхневими натягами. Згідно схеми,  $H=H_0+h$  – початкова довжина стовпчастого зерна;  $h$  та  $r$  – максимальна висота та радіус окремого колового сегмента гра-

ничного фронту росту відповідно;  $L$  – ширина стовпчастого зерна;  $\theta$  – двограний кут потрійного граничного стику,  $\gamma$  – міжзеренна вільна енергія або поверхневий натяг. Таку конфігурацію фронту росту можна розглядати як початкову, якщо уздовж нього усюди виконуються такі умови:  $\theta = 120^\circ$  та  $r_0 = L$  (тобто має місце збалансованість усіх поверхневих натягів а кожній потрійній стиковій точці). Ця сукупність пластинчастих зерен усувається в присутності дисперсних «рухомих» сферичних частинок.

Процес пересування фронту росту, як і раніше [1-6], було розділено на дві стадії: нестационарного (викривлення граничних сегментів при нерухомих стиках зерен) та стаціонарного росту (складений межовий фронт колонії зерен просувається як одне ціле разом із потрійними стиками суміжних пластинчастих зерен). При цьому враховано усю сукупність рушійних та гальмівних сил термодинамічного походження. Згідно з роботою [7] вважали, що мікроскопічна рухомість фронту росту є наперед заданою, а всі особливості його переміщення обумовлені енергетикою різних меж поділу, котра визначає як рушійні сили росту колонії, так і сили опору цьому процесові.

Згідно з рівнянням [8], швидкість пересування будь-якої межі разом із дисперсними частинками дорівнює:

$$v \cong \frac{D\omega}{kT} \cdot \frac{P}{\rho^3 n_s} = \frac{D\omega}{kT} \cdot \frac{-2\gamma}{\rho^3 n_v r}, \quad (1)$$

де  $D$  – коефіцієнт об'ємної самодифузії;  $\omega$  – атомний об'єм;  $\rho$  – радіус рухомого сферичного примежового виділення;  $n_s$  та  $n_v$  відповідно поверхнева та об'ємна густина таких вкраплень;  $P$  – рушійна сила міграції меж зерен, що спричиняє «від'ємний» ріст колонії та дорівнює лапласівській силі  $\frac{2\gamma}{r}$ ;

$k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура за Кельвінім.

Із урахуванням того, що висота сегмента дорівнює  $h \cong \frac{L^2}{8r}$  [1], а

$$dh = -\frac{L^2}{8r^2} dr < 0 \quad (\text{оскільки } dr > 0 \text{ на нестационарній фазі росту при нерухомих}$$

стиках зерен) та  $v = \frac{dh}{d\tau} < 0$ , то легко отримати диференціальне рівняння росту, що пов'язує  $dr$  та  $d\tau$  (як і раніше, тут  $L$  – ширина пластинчастого зерна,  $r$  – радіус кривини, а  $\tau$  – час). Розв'язок цього рівняння в інтегральній формі має вигляд:

$$\int_{r_0}^r dr = 16 \frac{\gamma A}{L^2} \tau, \quad (2)$$

де  $r_0$  – початкова кривина сегмента (при цьому  $r_0 = L$ , оскільки в «стартовій позиції» всі потрійні стики фронту колонії збалансовані за натягами

$\sum_{j=1}^3 \gamma_j = 0$ ) та, відповідно, двограний кут  $\theta$  для кожного такого стику дорівнює  $120^\circ$ );  $A = \frac{D\omega}{kT\rho^3 n_V}$ .

Після інтегрування (2) отримаємо для радіусу кривини сегмента таку часову залежність:

$$r = L + \frac{16A\gamma}{L^2} \tau. \quad (3)$$

Рівняння (3), як легко бачити, задовольняє крайовим умовам (початковому та кінцевому): при  $\tau=0$ , маємо  $r=L=r_0$ , а при  $\tau=\infty$  отримуємо  $r=\infty$ .

Стационарний ріст колонії зерен (одночасне переміщення сегментів фронту колонії разом із його потрійними стиками) починається в той момент, коли результуюча рушійна сила, що діє на сегменти фронту, буде врівноважена із такою силою для його потрійних стиків. Рушійну силу, що діє на стики можна представити виразом

$$P_{ст} = \frac{\gamma}{L} \left( 2 \cos \frac{\theta}{2} - 1 \right) + \frac{\gamma}{L} \varepsilon_2. \quad (4)$$

З урахуванням того, що  $\cos \frac{\theta}{2} = \frac{L}{2r}$ , відповідне рівняння балансу буде мати вигляд:

$$-\frac{2\gamma}{r} = \frac{\gamma}{r} - \frac{\gamma}{L} (1 - \varepsilon_2), \quad (5)$$

де  $\varepsilon_2$  – фактор вкраплень (частка поздовжніх плоских меж зерен колонії, що усувається з розгляду при потраплянні на них вкраплень надлишкової фази, тобто  $\varepsilon_2 = \pi \rho^2 n_S$ );  $L^{-1}$  – приблизна кількість межових стикових смужок на одиницю довжини фронту колонії (тобто щільність розташування пластинчастих зерен);  $\frac{\gamma}{L} \varepsilon_2$  – додаткова сила опору міграції фронту реакції, що пов'язана зі збільшенням поверхневої вільної енергії при усуненні поздовжніх плоских меж поділу завдяки розташуванню на них сферичних частинок.

Залежність для порогового радіусу кривини сегмента, по досягненні якого починається стаціонарний процес росту, отримується з виразу (5)

$$r_{II} = \frac{3L}{1 - \varepsilon_2}. \quad (6)$$

Далі, використовуючи вирази (4) та (6), отримуємо співвідношення для порогового часу  $\tau_{II}$ , який визначає початок стаціонарного процесу (момент включення в процес міграції міжзеренних стиків)

$$\tau_{II} = \frac{L^2 \varepsilon_1 (2 + \varepsilon_2)}{160A * \gamma (1 - \varepsilon_1)}, \quad (7)$$

де  $A^* = \frac{D\omega}{kT}$ , а  $\varepsilon_1$  – фактор вкраплень для циліндричних сегментних смужок, що має такий же фізичний зміст, як і фактор  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_1 = 10\rho^3 n_s$ ).

Оскільки в розглядаємому випадку:

$$h = \frac{1}{8} \cdot \frac{L^4}{L^3 + \frac{160\gamma A^*}{\varepsilon_1} \tau}, \quad (8)$$

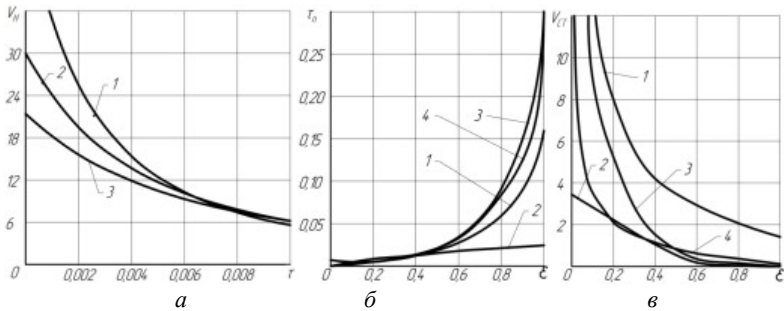
то зміна швидкості нестационарного процесу у часі (аж до порогового моменту) складе вираз

$$v_n = -20 \frac{L^4 A^* \gamma \varepsilon_1}{(L^3 \varepsilon_1 + 160 A^* \gamma \tau)^2}. \quad (9)$$

При  $\tau = \tau_{II}$  починається стаціонарний процес переміщення усього складеного фронту росту в цілому зі стаціонарною швидкістю, вираз для якої отримано підстановкою (6) в (1)

$$v_{ст} = -\frac{20}{9} \cdot \frac{A^* \gamma}{L^2 \varepsilon_1} (1 - \varepsilon_2)^2. \quad (10)$$

Представлені співвідношення (6), (7), (9) і (10) є функціями не тільки числових значень факторів вкраплень  $\varepsilon_1$  та  $\varepsilon_2$  ( $0 < \varepsilon_1 \leq 1$  та  $0 \leq \varepsilon_2 \leq 1$ ), але й такими, що характеризують зміну своєї аналітичної форми (наприклад (7) та (10)) в залежності від характеру розподілу вкраплень (рівномірного ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ), переважно поперечного ( $\varepsilon_1 \neq 0$ ;  $\varepsilon_2 \neq 0$ ) та неоднорідного, якщо  $\varepsilon_1 = 0,5$ ;  $\varepsilon_2 = \varepsilon$  або  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ ;  $\varepsilon_2 = 0,5$ ). На рис. 2 показано вплив факторів часу та «рухомих» вкраплень на кінетичні фактори  $\tau_{II}$  та  $v_{ст}$  зворотного поздовжнього росту колонії.



**Рис. 2.** Залежності нестационарної швидкості росту (а), порогового часу (б) та стаціонарної швидкості росту (в) зворотного поздовжнього росту колонії однофазних зерен (збиральний процес) при наявності «рухомих» вкраплень. Для кривих  $v_n(\tau)$ : 1 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon = 0,30$ ; 2 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon = 0,5$ ; 3 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon = 0,7$ . Для кривих  $\tau_{II}(\varepsilon)$  та  $v_{ст}(\varepsilon)$ : 1 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ ;  $\varepsilon_2 = 0$ ; 2 –  $\varepsilon_1 = 0,5$ ;  $\varepsilon_2 = \varepsilon$ ; 3 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ ; 4 –  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ ;  $\varepsilon_2 = 0,5$ . Приймали, що  $\gamma = 3$ ,  $L = 2$ ,  $A^* = 1$  (все в умовних одиницях, що не порушує співвідношень розмірностей)

Аналіз представлених залежностей (рис.2) дозволяє зробити висновок про те, що при будь-якому характері розподілу вкраплень та зміні їх кількості і нестационарна ( $v_n$ ), і стаціонарна ( $v_{ст}$ ) швидкості росту тільки зменшуються, а порогова характеристика  $\tau_n$ , навпаки, завжди тільки збільшується. Ефективний гальмувальний вплив частинок надлишкових фаз на процес міграції меж зерен пояснюється складнощами в проходженні дифузійних процесів, необхідних для пересувань вкраплень разом із межею зерна, а також відносно слабким впливом рушійної лапласівської сили.

Таким чином, виходячи із вищезазначеного, можна стверджувати, що «рухомі» вкраплення надлишкової фази стабілізують колоніальну структуру, суттєво послаблюючи зворотній (збиральний) ріст зерен колонії.

### Список использованных источников

1. Ольшанецкий В.Е. О продольном росте колоний пластинчатых зерен в присутствии дисперсных частиц избыточной фазы. 1. Случай распространения рекристаллизационного фронта / В.Е. Ольшанецкий, Ю.И. Спицына // Нови матеріали і технології в металургії та машинобудуванні. – 1997. – № 1-2. – С.7-10.

2. Ольшанецкий В.Е. О росте колоний столбчатых зерен в слабогетерогенных сплавах в присутствии частиц избыточной фазы / В.Е. Ольшанецкий, Ю.И. Спицына // Проблемы современного материаловедения: сб. трудов междунар. конф. – Дн-вск, 1997. – С. 68-69.

3. Olshanzky V. Longitudinal growth of lamellar (columnar) grain colonies under the action of moving and counter moving forces of different thermodynamic nature / V.Olshanzky, Spitzina Y. // Евтектика IV: наук. і праці міжнар. конф. – Дн-вськ, 1997. – С.34.

4. Ольшанецкий В.Е. Ориентированный рост однофазных колониальных структур в присутствии подвижных пограничных включений второй фазы / Ю.И. Спицына, В.Е. Ольшанецкий // Неметаллические включения и газы в литейных сплавах: сб. науч. трудов VIII науч.-техн. конф. – Запорожье, 1997. – С.7-11.

5. Ольшанецкий В. Про формування орієнтованих стовпчастих структур в металевих системах з дисперсними частинками фази виділення / В. Ольшанецкий, Ю. Спіцина // Конструкційні та функціональні матеріали: матеріали Другої Міжнар. Конф. – Львів, 1997. – С.40-41.

6. Спицына Ю.И. Термодинамические движущие и противодвижущие силы фронта роста однофазных колоний в слабогетерогенных металлических сплавах / Ю.И. Спицына, В.Е. Ольшанецкий // Нови конструкційні сталі та стопи і методи їх обробки для підвищення надійності та довговічності виробів: зб. наук. праць IX Міжнар. наук.-техн. конф. – Запоріжжя, ЗНТУ, 2003. – С.125-128.

7. Ольшанецкий В.Е. О продольном росте колониальных структур в металлических сплавах / В.Е. Ольшанецкий // Новые конструкционные стали и сплавы и методы их обработки для повышения надежности и долговечности изделий: материалы II Всесоюзной научно-техн. конф. – Запорожье, 1983. – С.45-48.

8. Кривоглаз М.А. О диффузионном увлечении частиц и пор движущейся границей/ М.А. Кривоглаз, А.М. Масюкович, К.П. Рябошапка // Физика металлов и материаловедение. – 1967. – т.24. – Вып.6. – С.11-29.