

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ЛИНИИ РОСТА ДЕНДРИТА В ПЕРЕОХЛАЖДЕННОМ РАСПЛАВЕ

А. А. Бугримов

Учреждение образования «Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь

Научный руководитель И. А. Концевой

В экспериментальных и теоретических работах было установлено, что при достаточно больших переохлаждениях восстанавливается дендритный режим роста [1]. Поэтому представляют интерес такие явления, как расщепление вершины дендрита, образование боковой ветви и другие физические ситуации, сопровождающие эволюцию фазовой границы. В работе изучено влияние волновых возмущений на линии роста на свойства дендритного режима роста кристалла в расплавах германия и серебра.

Ключевые слова: переохлажденный расплав, дендритный рост, скорость фазовой границы, морфологические свойства фазовой границы кристаллизации.

Фазовую границу кристаллизации (ФГК) задаем плоской линией сильного разрыва $x - F(y, t) = 0$, где t – время; x – координата вдоль оси симметрии в сторону твердой фазы; y – поперечная декартова координата. Расплав находится в однородном отрелаксировавшем состоянии. Нормаль $\mathbf{n}$ границы образует с осью x угол θ : $\cos \theta = 1/G$, $G = (1 + (\partial F / \partial y)^2)^{1/2}$. ФГК перемещается со скоростью N справа налево ($N = N\mathbf{n}$, $N < 0$), и на ее вершине $\partial F / \partial y = 0$, $\cos \theta = 1$. По мере удаления от вершины $\theta \rightarrow \pi/2$. Угол заострения линии роста равен $\theta_1 = (\pi/2) - \theta$.

На ФГК имеем замкнутую систему трех граничных условий.

I. Баланс энергии

$$q_j = Nc(T_j - T_*) - Q, \quad Q = L \left(N + \gamma_j \frac{\partial N}{\partial t} \right), \quad N = (\partial F / \partial t) / G. \quad (1)$$

Здесь звездочкой отмечены параметры расплава перед ФГК; индекс j указывает, что значение функции определено на правой стороне сильного разрыва, в твердой фазе; q_j – нормальная к границе составляющая вектора теплового потока; расплав находится в однородном отрелаксировавшем состоянии: $q_* = 0$, $T_* = \text{const}$.

II. Кинетическая связь

$$|N| = \mu(T_e - T_j), \quad T_e = T_c[1 - (UK/L)] \quad (2)$$

определяет нормальный механизм роста из расплава. Здесь μ – кинетический коэффициент роста; $K = (\partial^2 F / \partial y^2) / G^3$ – средняя кривизна границы.

III. Отклонение температуры кристалла T_j от равновесного значения T_c определяется зависимостью от локального угла наклона θ :

$$(T_c - T_j) = (\cos \theta)^\delta B, \quad \delta \geq 1, \quad B = \text{const}. \quad (3)$$

Здесь $B = T_c - T_j(\theta = 0)$ – переохлаждение ФГК на вершине дендрита; μB – модуль характерной скорости роста на вершине; δ – параметр неоднородности переохлаж-

дения ФГК вдоль линии роста. Остальные обозначения – общепринятые. Изучаем физически содержательный вариант $\delta = 3$, позволяющий найти функции N , T_j , q_j – в конечной форме [см. (1)–(3)]. Теплофизические свойства расплава и кристалла принимаем постоянными.

Уравнение роста записываем в виде [2]:

$$\partial^2 F / \partial y^2 = \alpha B + \varphi(\partial F / \partial t) \left[1 + (\partial F / \partial y)^2 \right], \quad \alpha = L / (UT_c), \quad \varphi = \alpha / \mu. \quad (4)$$

Точное решение этого дифференциального уравнения запишем в виде:

$$F(y, t) = A_1 t + A_2(y), \quad A_1 \equiv \text{const} < 0, \quad A_2(y) = \frac{1}{a^2} \ln \left[\left(\frac{1 + \exp(2aby)}{2} \right) \right] - \frac{b}{a} y, \quad (5)$$

$$a = (-\varphi A_1)^{1/2} > 0, \quad b = (\alpha B + \varphi A_1)^{1/2} > 0, \quad -\mu B < A_1 < 0.$$

Это решение определяет стационарный профиль, перемещающийся с постоянной скоростью. При $y \rightarrow \infty$ этот профиль принимает форму клина

$$F^0 = A_1 t + A_2 y, \quad A_1 = -\mu B / (1 + A_2^2) < 0, \quad A_2 \equiv \text{const}, \quad (6)$$

который также является точным решением уравнения (4).

Подробное исследование уравнения (4) выполнено в работах [3–7]. После линеаризации этого уравнения на точном решении (6) получаем:

$$F(y, t) = F^0(y, t) + f(y, t), \quad \partial^2 f / \partial y^2 = B_1(\partial f / \partial y) + B_2(\partial f / \partial t), \quad (7)$$

$$B_1 = 2\varphi A_1 A_2 < 0, \quad B_2 = (1 + A_2^2)\varphi > 0.$$

Здесь $f(y, t)$ – малая добавка к основному решению (6). Далее выполняем сдвиг по координате, $y \rightarrow y - Y_1 \geq 0$, где $Y_1 > 0$ – координата, соответствующая поперечному сечению клина в начальный момент $t = 0$.

Решение уравнения (7) запишем в виде [8]:

$$f / H = \frac{1}{t^{1/2}} \exp \left(h_1 t + h_2 y - \frac{y^2 B_2}{4t} \right), \quad y \geq 0, \quad t > 0, \quad (8)$$

где H – произвольная малая постоянная. Исходное возмущение линии роста локализовано в точке $y = 0$ при $t = +0$. При каждом конечном значении $y > 0$ функция $f(y, t)$ в решении (8) является немонотонной по отношению к аргументу t : $\partial f / \partial t = 0$ вдоль линии $y_m(t)$, на которой отношение f / H достигает максимума по $t > 0$.

Скорость перемещения этой линии при $t \rightarrow \infty$ определяется выражением

$$V_m(t \rightarrow \infty) = \frac{2\sqrt{-h_1}}{\sqrt{B_2}} = \frac{-2A_1 A_2}{(1 + A_2^2)} \quad (9)$$

и является немонотонной функцией аргумента $A_2 > 0$, достигающей максимума при $A_2 = 1$.

Приведем результаты числовых расчетов для германия и серебра. Теплофизические свойства расплава и кристалла следующие:

Германий, Ge: $T_c = 1210 \text{ K}$, $L = 2,54 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^3$, $c = 2,048 \cdot 10^6 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{K)}$, $\lambda = 17,4 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$, $U = 0,6 \text{ Дж/м}^2$, $\gamma = 2,002 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, $\mu = 1,08 \text{ м/(K} \cdot \text{с)}$, $T_* = 991 \text{ K}$, $N_b = 3,5 \text{ м/с}$.

Серебро, Ag: $T_c = 1233,8 \text{ K}$, $L = 1,1 \cdot 10^9 \text{ Дж/м}^3$, $c = 2,62 \cdot 10^6 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{K)}$, $\lambda = 379 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$, $U = 0,12 \text{ Дж/м}^2$, $\mu = 1,24 \text{ м/(K} \cdot \text{с)}$, $T_* = 1157,8 \text{ K}$, $N_b = 14,7 \text{ м/с}$.

Пространственно-временной портрет линии роста при точечном возмущении (8) для указанных металлов продемонстрирован на рис. 1. Все расчеты выполнены в безразмерных величинах. Связь между безразмерными и размерными параметрами имеет вид:

$$A_1 \rightarrow (A_1 t_b / y_b) = (-N_b t_b / y_b), \quad B_1 \rightarrow B_1 y_b, \quad B_2 \rightarrow (B_2 y_b^2 / t_b).$$

Масштабы величин, применяемые при обезразмеривании, отмечены индексом b : $t_b = 10^{-7} \text{ с}$, $y_b = 10^{-6} \text{ м}$. Относительная величина возмущения f/H демонстрирует значительные количественные различия между указанными металлами.

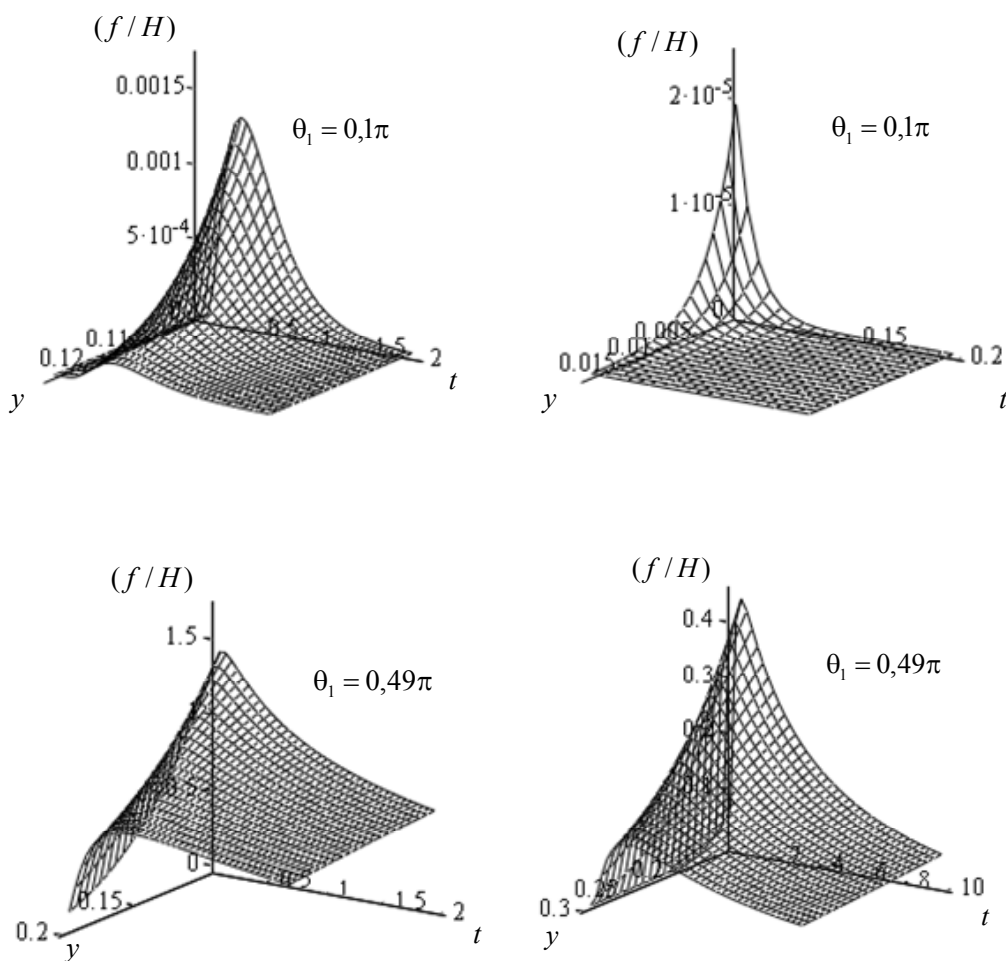


Рис. 1. Пространственно-временной портрет линии роста при точечном возмущении: левый столбец – германий; правый столбец – серебро

Литература

1. Strickland, J. On Directional Dendritic Growth and Primary Spacing – A Review / J. Strickland, B. Nenchov // Crystals. – 2020. – N 10 (7). – P. 627.
2. Шабловский, О. Н. Форма поверхности роста и предвестники ветвления дендрита в переохлажденном расплаве / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль // Успехи прикладной физики. – 2018. – Т. 6, № 4. – С. 316–324.
3. Шабловский, О. Н. Кинетика роста вершины дендрита в глубоко переохлажденном расплаве. Часть 1. Уравнение фазовой границы кристаллизации / О. Н. Шабловский // Успехи прикладной физики. – 2013. – Т. 1, № 6. – С. 680–685.
4. Шабловский, О. Н. Кинетика роста вершины дендрита в глубоко переохлажденном расплаве. Часть II. Аналитическая структура возмущений линии роста / О. Н. Шабловский // Успехи прикладной физики. – 2014. – Т. 2, № 1. – С. 12–17.
5. Шабловский, О. Н. Динамика неустойчивости волновых возмущений и боковое ветвление дендрита в переохлажденном расплаве / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль // Успехи прикладной физики. – 2022. – Т. 10, № 2. – С. 189–202.
6. Шабловский, О. Н. Кинетические свойства вершины дендрита в переохлажденном расплаве чистого металла / О. Н. Шабловский, И. А. Концевой // Вестник Гомельского государственного технического университета имени П. О. Сухого. – 2024. – № 1. – С. 5–14.
7. Шабловский, О. Н. Эволюция и разрушение линии роста кристалла в переохлажденном расплаве / О. Н. Шабловский // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика. Физика». – 2025. – Т. 17, № 1. – С. 61–75.
8. Справочник по точным решениям уравнений тепло- и массо переноса / А. Д. Полянин, А. В. Вязьмин, А. И. Журов, Д. А. Казенин. – М. : Факториал, 1998. – 368 с.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ МАГНИТНО-АБРАЗИВНОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ СТАЛИ 40Х

Д. А. Шатон

*Учреждение образования «Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь*

Научный руководитель М. И. Лискович

Рассмотрены результаты исследований по оптимизации режимов магнитно-абразивной обработки для стали 40Х.

Ключевые слова: магнитно-абразивная обработка, повышение производительности и качества обработки.

В данной статье рассматриваются результаты исследований по оптимизации режимов магнитно-абразивной обработки (МАО) для стали 40Х. Магнитно-абразивная обработка является современным методом, который сочетает в себе преимущества магнитного поля и абразивных материалов, позволяя достигать высоких результатов в обработке сложнопрофильных деталей. Целью работы является повышение производительности и качества обработки, что особенно актуально в условиях современного машиностроения, где требования к достоверности и долговечности изделий постоянно растут.

Исследования показывают, что использование борированных порошков в процессе МАО позволяет достичь высокой производительности обработки. Экспериментальные данные указывают, что скорость обработки может достигать 15 мг/мин, что является значительным улучшением по сравнению с традиционными методами. Это связано с тем, что борированные порошки обладают высокими абразивными свойствами и способствуют более эффективному снятию материала с обрабатываемой поверхности.