УДК 548.232.4

ГРАДИЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФАЗОВОЙ ГРАНИЦЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОГО РАСПЛАВА НИКЕЛЯ

И. А. Концевой, В. А. Климович

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

Процессы высокоскоростной кристаллизации глубоко переохлажденного расплава служат основой перспективных способов получения материалов с новыми функциональными свойствами. В настоящее время в экспериментальных условиях достигнуты скорости роста 20–70 м/с при глубине переохлаждения расплава до 300 K. В данной работе рассматривается рост кристалла из однокомпонентного переохлажденного расплава с позиций теории локально-неравновесного теплопереноса. В общей постановке трехмерная нестационарная задача очень сложна. Здесь мы применяем более простой (полуобратный) подход к проблеме, позволяющий выяснить многие существенные детали процесса формирования теплового поля на поверхности роста кристалла, а именно: рассматриваем фазовую границу стационарной геометрической формы, перемещающуюся с постоянной скоростью. Этот случай характерен для стадии установившегося во времени режима роста. Данная работа продолжает исследования [1]–[2] и имеет целью изучение градиентных свойств теплового поля на линии роста при кристаллизации переохлажденного расплава никеля.

Релаксационная модель Максвелла переноса тепла в неподвижной среде состоит из уравнения для теплового потока и уравнения баланса энергии:

$$\boldsymbol{q} + \gamma \frac{\partial \boldsymbol{q}}{\partial t} = -\lambda \operatorname{grad} T, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \operatorname{div} \boldsymbol{q} = q_\upsilon, \quad du(T)/dT = c,$$

где T – температура; $\boldsymbol{q}(q_1, q_2, q_3)$ – вектор удельного теплового потока; λ – коэффициент теплопроводности; c – объемная теплоемкость; γ – время релаксации теплового потока; q_υ – мощность внутренних источников энергии; u – плотность энергии. В трехмерном пространстве (x, y, z) фазовую границу (ФГ) кристаллизации моделируем поверхностью сильного разрыва теплового поля. На поверхности сильного разрыва $f(x, y, z, t) = 0$ условия динамической совместности получаем обычным образом:

$$N(u_j - u_*) - Q = (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{n})_j - (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{n})_*, \ (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{s})_j = (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{s})_*, \ (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{b})_j = (\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{b})_*; \tag{1}$$

$$N = -\frac{\partial f / \partial t}{|\operatorname{grad} f|}, \quad Q = L\left(N + \gamma_j \frac{dN}{dt}\right),$$

где (1) – баланс энергии на ФГ и условия непрерывности касательных и бинормальных к ФГ компонент вектора теплового потока; L – теплота фазового перехода единицы объема вещества; $\boldsymbol{N} = N\boldsymbol{n}$ – скорость перемещения ФГ. Звездочкой отмечены параметры расплава; индекс j указывает, что значение функции определено на правой стороне разрыва, в твердой фазе. Подробности вывода и обсуждение соотношений (1) даны в [1]. Отметим, что при записи формул (1) используется ортогональный базис $\boldsymbol{s}$, $\boldsymbol{n}$, $\boldsymbol{b}$, соответствующий касательной, главной нормали и бинормали к поверхности ФГ. В работах [1], [2] получены в явном виде выражения нормальных производных $\partial T/\partial n$, $\partial q_n/\partial n$, $\partial q_s/\partial n$. Здесь эти формулы не приводятся.

Обсудим результаты расчетов кристаллизации никеля (рис. 1).

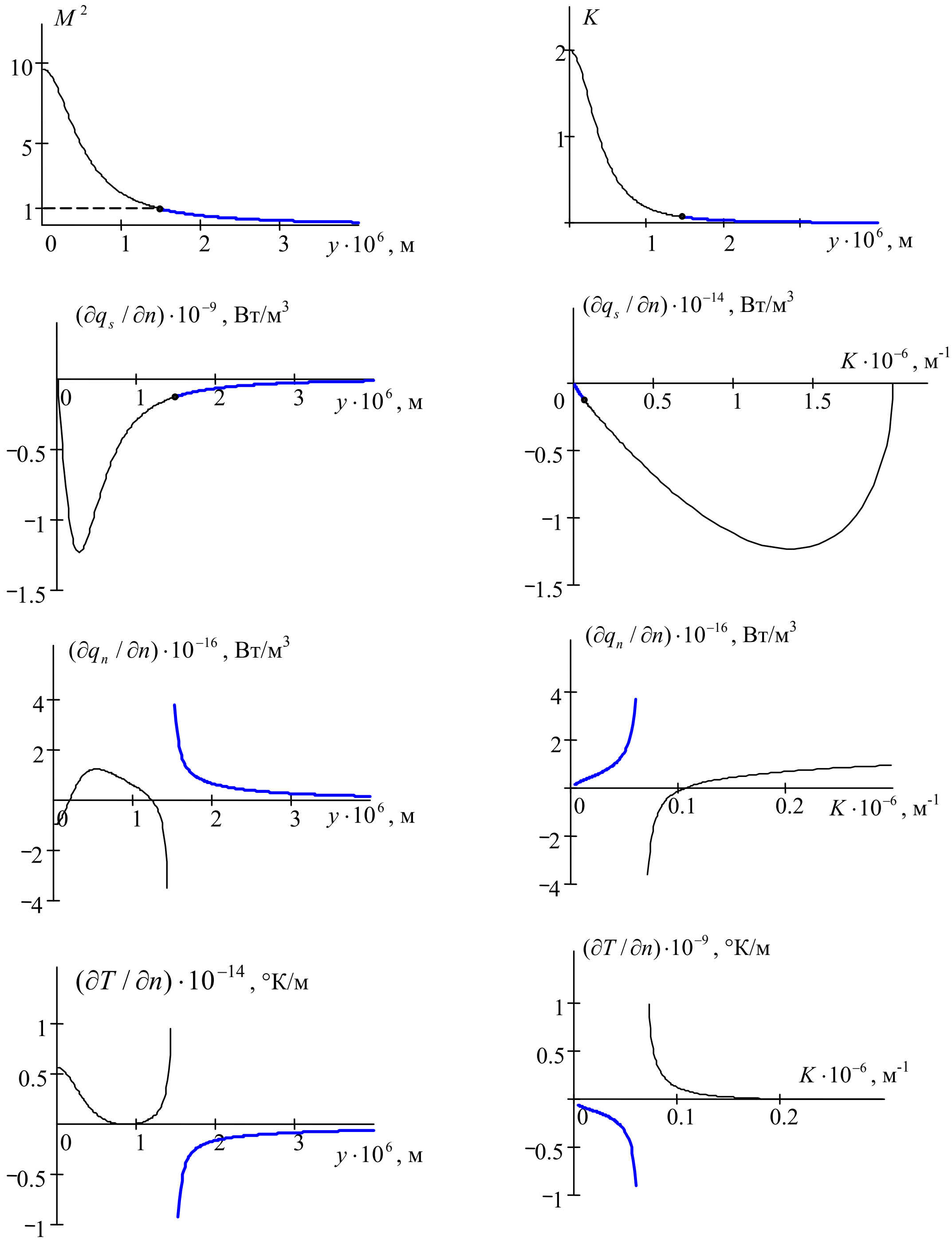

Рис. 1. Структура пространственной неоднородности теплового потока в конечной окрестности вершины дендрита

Были приняты следующие значения теплофизических параметров:

$$T_c = 1728\,\text{К}\,;\ T_* = 1562\ \text{К};\ \ L = 2{,}14\cdot 10^9\ \text{Дж/м}^3;\ \ U = 1{,}81\,\text{Дж/м}^2\,;$$

$$c = 5{,}62\cdot 10^6\ \text{Дж/(м}^3\cdot\text{К)}\,;\ \lambda = 69\,\text{Вт/(м}\cdot\text{К)};\ \ \gamma = 1{,}38\cdot 10^{-7}\ \text{с}.$$

Построены зависимости от y следующих величин: квадрат теплового числа Маха $M^2 = N^2 / w_j^2$, $w_j^2 = \lambda_j / (c_j\gamma_j)$; кривизна K. Градиентные свойства температуры и теплового потока представлены зависимостями от координаты y нормальных производных от температуры $\partial T / \partial n$, нормальной $\partial q_n / \partial n$ и касательной $\partial q_s / \partial n$ компонент теплового потока. Важное значение имеет характер зависимости перечисленных функций от кривизны K.

В ходе расчетов обнаружено существование «звуковой точки» $M^2 = 1$ (рис. 1), т. е. для кристаллизации переохлажденного расплава никеля характерны дозвуковой и свурхзвуковой процессы. Анализируя рис. 1, видим, что при переходе через «звуковую точку» наблюдается разрыв нормальных производных от нормальной составляющей вектора теплового потока и от температуры. Части графиков, выделенные жирными линиями, соответствуют дозвуковому режиму, а тонкими линиями – сверхзвуковому режиму.

Работа выполнена в рамках государственной программы «Энергетические системы, процессы и технологии 2.84». Научный руководитель проекта профессор О. Н. Шабловский.

Литература

1. Шабловский, О. Н. Тепловая градиентная катастрофа и рост двумерного свободного дендрита в переохлажденном расплаве / О. Н. Шабловский // Прикладная физика. – 2007. – № 3. – С. 29–37.
2. Шабловский, О. Н. Локально-неравновесные свойства фазовой границы высокоскоростной кристаллизации переохлажденного расплава. Ч. 1. Трансзвуковой переход на линии роста / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль, И. А. Концевой // Вестн. Гомел. гос. техн. ун-та им. П. О. Сухого. – 2017. – № 2. – С. 71–79.

УДК 532.516

ПРОИЗВОДСТВО ЭНТРОПИИ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕЙ СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Д. Г. Кроль, С. В. Стельмашонок

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

В плоском случае стационарные течения несжимаемой сплошной среды определяются уравнениями [1]:

$$\rho\upsilon_k \frac{\partial\upsilon_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial\tau_{ik}}{\partial x_k} + \rho F_i\,,\ \frac{\partial\upsilon_k}{\partial x_k} = 0; \tag{1}$$

$$\rho c_p\upsilon_k \frac{\partial T}{\partial x_k} = -\frac{\partial q_k}{\partial x_k} + \Phi + q_\upsilon\,,\ q_i = -\lambda\frac{\partial T}{\partial x}; \tag{2}$$