

УДК 629.12:12.001

ВЛИЯНИЕ ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ ВИБРАЦИИ И РАВНОМЕРНОГО ВРАЩЕНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В РАСПЛАВЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ БРИДЖМЕНА В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

Ю. П. ЛАДИКОВ, П. П. РАБОЧИЙ, О. К. ЧЕРЕМНЫХ

*Институт космических исследований НАНУ-НКАУ**Получено 19.09.2006*

В условиях микрогравитации конвекция, обусловленная действием гравитационных сил, вследствие малости последних, практически отсутствует. Первоначально с этим фактом связывали возможность получения на борту космических аппаратов (КА) более однородных и совершенных, чем в земных условиях (где гравитационная конвекция оказывает существенное влияние на процессы кристаллизации), монокристаллов. Однако до сих пор получить таким способом однородные и совершенные кристаллы не удалось из-за воздействия на экспериментальные образцы при выращивании неконтролируемых вибраций различной природы, связанных с работой КА. Такого рода вибрационные воздействия приводят к появлению конвективных течений, воздействующих на процессы теплопереноса в расплавах веществ, что, в конечном итоге, и приводит к образованию макронеоднородностей в структуре получаемых материалов. В данной работе исследуется возможность ослабления влияния вибраций на структуру получаемого в условиях космического эксперимента кристаллического материала за счет быстрого равномерного вращения экспериментального образца. Показано, что при наличии достаточно интенсивного равномерного вращения вибрация не оказывает существенного влияния на структуру конвективного течения в расплаве, которая практически полностью определяется вращательным движением. При этом, конвективное течение, в соответствии с результатами, полученными в работе [7], практически не взаимодействует с фронтом кристаллизации, что приводит к более однородному, чем в случае отсутствия вращения, распределению примеси в кристалле.

В умовах мікрогравітації конвекція, зумовлена дією гравітаційних сил, внаслідок малості останніх, практично відсутня. Спочатку з цим фактом пов'язували можливість отримання на борту космічних апаратів (КА) більш однорідних та досконаліх, ніж у земних умовах (де гравітаційна конвекція має суттєвий вплив на процеси кристалізації), монокристалів. Проте дотепер отримати таким чином однорідні та досконалі кристали не вдалося через дію на експериментальні зразки при вирощуванні неконтрольованих вібрацій різної природи, пов'язаних з роботою КА. Такого роду вібраційні дії призводять до появи конвективних течій, що діють на процеси тепломасопереносу у розплавах речовин, що і призводить до утворення макронеоднорідностей у структурі кінцевих матеріалів. У даній роботі досліджується можливість послаблення дії вібрацій на структуру кристалічного матеріалу, отриманого в умовах космічного експерименту, за рахунок швидкого рівномірного обертання експериментального зразка. Показано, що за наявності достатньо інтенсивного рівномірного обертання вібрації суттєво не впливають на структуру конвективної течії у розплаві, котра практично повністю визначається обертальним рухом. При цьому, конвективна течія, у відповідності до результатів, отриманих у роботі [7], практично не взаємодіє з фронтом кристалізації, що призводить до більш однорідного, ніж у випадку відсутності обертання, розподілу домішків у кристалі.

In conditions of space flight convection caused by action of gravitational forces, owing to smallness the last, practically is absent. First, an opportunity of obtaining onboard space vehicles (SV) more homogeneous and perfect monocrystals than in terrestrial conditions (where gravitational convection renders essential influence on processes of crystallization) was associated with this fact. However, till now to receive the homogeneous and perfect crystals in such a way was not succeeded because of influence on experimental samples of various uncontrollable vibrations caused by work of SV. Such vibrating influences result in occurrence of convective flows exerting essential influence on processes of heat and mass transfer in melts of substances. This can result in formation of inhomogeneities in structure of materials. In the given work the opportunity of weakening of influence of vibration on structure of a crystal material receiving in conditions of space experiment due to fast uniform rotation of an experimental sample is investigated. It is shown, that at presence of enough intensive uniform rotation vibration does not render essential influence on structure of convective flow in melt, which practically is determined by rotary motion. At the same time, such convective flow, according to the results received in work [7], practically does not interact with a crystallization front. This results in more homogeneous distribution of an impurity in crystal than in case of absence of rotation.

ВВЕДЕНИЕ

В условиях космического полета конвекция, обусловленная действием гравитационных сил, вследствие малости последних ($\sim 10^{-6}g$), практически отсутствует. Первоначально с этим фактом связывали возможность получения на борту косми-

ческих аппаратов (КА) более однородных и совершенных, чем в земных условиях (где гравитационная конвекция оказывает существенное влияние на процессы кристаллизации), монокристаллов. Однако до сих пор получить таким образом однородные и совершенные кристаллы не удалось — большинство образцов, полученных в результате экспериментов на борту КА, оказывались ма-

кроскопически неоднородными. В настоящее время считается установленным [1], что неоднородности в кристаллах, выращиваемых в условиях космического полета, связаны с гидродинамическими эффектами в расплавах. Последние обусловлены так называемыми остаточными микроускорениями, которые вызваны различными факторами, связанными с условиями полета и работой КА. В частности, одной из основных причин возникновения конвекции в жидкой фазе выращиваемого кристалла являются вибрационные воздействия.

Неконтролируемые вибрации на борту КА имеют различную природу и охватывают достаточно широкий диапазон частот (от 10^{-3} до 10^2 Гц). Влияние вибраций на теплоперенос в расплавах бинарных смесей как в земных условиях, так и в условиях микрогравитации, изучалось во многих работах (см., например, [2–6]). Исследования показали, что конвективные течения, возникающие вследствие вибрационных воздействий (так называемая виброконвекция), могут оказывать значительное влияние на процессы теплопереноса в расплавах веществ, что может приводить к появлению макронеоднородностей в структуре кристаллов, выращенных на борту КА. Таким образом, в настоящее время существует проблема поиска методов, позволяющих максимально ослабить негативное влияние вибраций на структуру материалов, получаемых в условиях космического эксперимента.

В работе [7] показано, что при кристаллизации по методу Бриджмена при больших числах Грасгофа вблизи фазовой границы можно создать зону неподвижной жидкости, в которой отсутствует конвективное движение. В результате этого процесс переноса примеси вблизи фронта кристаллизации определяется только диффузионными процессами. В условиях космического полета вследствие малости силы тяжести числа Грасгофа невелики. Тем не менее, как будет показано ниже, аналогичный эффект может быть достигнут за счет быстрого равномерного вращения кристаллизуемого вещества. При этом, с одной стороны, вибрации не оказывают существенного влияния на структуру конвективного течения в расплаве, которая практически полностью определяется вращательным движением, а с другой – конвективное течение в расплаве, в соответствии с результатами, полученными в [7], практически не взаимодействует с фронтом кристаллизации, что приводит к более однородному распределению примеси в кристалле. Таким образом, в данной работе показана возможность управления влиянием вибра-

ции на структуру получаемого в условиях космического эксперимента кристаллического материала за счет быстрого равномерного вращения экспериментального образца.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

При получении материалов методом Бриджмена осуществляется направленная кристаллизация расплава вещества путем перемещения образца (заполненная расплавом цилиндрическая ампула) из горячей зоны, температура которой выше, в холодную зону, температура которой ниже температуры плавления [8]. При этом поверхность раздела твердой и жидкой фаз также перемещается с некоторой скоростью W_0 . Движение фронта кристаллизации приводит к возникновению на поверхности раздела фаз потока примеси, величина и пространственная однородность которого зависят от скорости движения фронта кристаллизации, процессов диффузии примеси и характера конвективных течений в расплаве.

Введем цилиндрическую систему координат (r, z, φ) , ось z которой направим вдоль продольной оси ампулы, а начало поместим на фронте кристаллизации (рис. 1). Для моделирования вибрационного воздействия, которому подвергается расплав в условиях космического эксперимента, будем считать, что ампула совершает периодическое поступательное движение вдоль оси z по гармоническому закону с частотой Ω_{Vibr} и амплитудой A . Ускорение при этом будет:

$$f(t) = A\Omega_{Vibr}^2 \sin(\Omega_{Vibr}t).$$

Будем также считать, что ампула вращается с постоянной угловой скоростью $\vec{\Omega}$ так, что ось вращения перпендикулярна оси z (рис. 2):

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{n}_z) = 0,$$

где \vec{n}_z – единичный вектор вдоль оси z . Кроме того, будем полагать, что выполняются соотношения

$$H = H_0/R_0 \gg 1, \quad (1)$$

$$H_0/L_0 \gg 1, \quad (2)$$

где R_0 – радиус ампулы; H_0 – плечо вращения.

В системе координат, связанной с ампулой, уравнения, описывающие теплоперенос в расплаве, будут иметь вид [3, 9]:

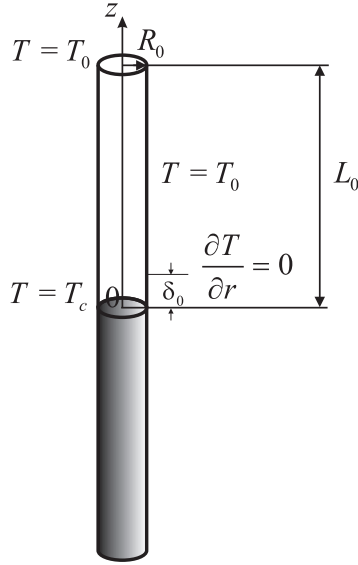


Рис. 1. Схема цилиндрической ампулы с затвердевающим веществом

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho_0} + \nu \Delta \vec{v} + 2[\vec{v} \times \vec{\Omega}] + [\lambda g \vec{\gamma} + f(t) \vec{n}_z + \vec{F}_\Omega] (\beta_T T + \beta_C C), \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = a \Delta T, \quad (4)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla C = D \Delta C, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (6)$$

где T – отклонение температуры от температуры плавления T_c ; C – отклонение концентрации примеси в расплаве от среднего значения \bar{C} ; g – ускорение свободного падения; $\vec{\gamma} = -\vec{g}/g$; $\rho_0 = \rho(T_c, \bar{C})$; $\beta_T = -(1/\rho_0)(\partial \rho / \partial T)$ – коэффициент термического расширения; $\beta_C = -(1/\rho_0)(\partial \rho / \partial C)$ – коэффициент концентрационного расширения; ν – вязкость расплава; a – температуропроводность расплава; D – коэффициент диффузии примеси в расплаве; λ – число, величина которого изменяется от 1 (условия наземного эксперимента) до 0 (невесомость), а \vec{F}_Ω имеет вид:

$$\vec{F}_\Omega = \Omega^2 [(H_0 + L_0 - z) \vec{n}_z - r \sin \varphi \vec{\tau}] - 2[\vec{v} \times \vec{\Omega}], \quad (7)$$

где $\vec{\tau} = [\vec{\Omega} \times \vec{n}_z] / \Omega$ (см. рис. 2).

Перейдем в уравнениях (3)–(6) к безразмерным переменным

$$r \rightarrow \frac{r}{R_0}, \quad z \rightarrow \frac{z}{R_0}, \quad \vec{v} \rightarrow \frac{\vec{v} R_0}{\nu}, \quad t \rightarrow \frac{t \nu}{R_0^2},$$

$$T \rightarrow \frac{T}{\Theta}, \quad C \rightarrow \frac{C}{\bar{C}}, \quad p \rightarrow \frac{p R_0^2}{\rho_0 \nu^2},$$

где Θ – характерная разность температур. В результате с учетом того, что в условиях космического эксперимента $\lambda \approx 0$, а также соотношений (1) и (2), уравнение (3) переписывается следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \Delta \vec{v} + \frac{2\Omega R_0^2}{\nu} [\vec{v} \times \vec{n}_\Omega] + \left\{ Gr_{Eff} [1 + K \sin(\Omega_{Vibr}^* t)] + \frac{2\Omega R_0^2}{\nu} [\vec{v} \times \vec{n}_\Omega] \right\} (T + \alpha C), \quad (8)$$

где $K = (A \Omega_{Vibr}^2) / (H_0 \Omega^2)$; $\Omega_{Vibr}^* = (\Omega_{Vibr} R_0^2) / \nu$; $Gr_{Eff} = (H_0 \Omega^2 R_0^3 \beta_T \Theta) / \nu^2$; $\alpha = (\beta_C \bar{C}) / (\beta_T \Theta)$; $\vec{n}_\Omega = \vec{\Omega} / \Omega$. Поскольку концентрация примеси мала, то практически всегда выполняется соотношение

$$\alpha \ll 1. \quad (9)$$

Это означает, что конвекция в основном определяется полем температуры и практически не зависит от распределения примеси. Кроме того, мы будем полагать, что для скорости выполняется условие

$$v \ll (\beta_T \Theta H_0 R_0 \Omega) / (2\nu). \quad (10)$$

Соотношения (9), (10) позволяют пренебречь в уравнении (8) членами, связанными с действием силы Кориолиса. Легко видеть, что в таком приближении задачу можно считать симметричной относительно оси z . Учитывая это обстоятельство, введем функцию тока ψ :

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}.$$

В результате получим следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \{\psi, \omega\} = Gr_{Eff} [1 + K \sin(\Omega_{Vibr}^* t)] \times \frac{1}{r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} + \alpha \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \Delta_3 \omega, \quad (11)$$

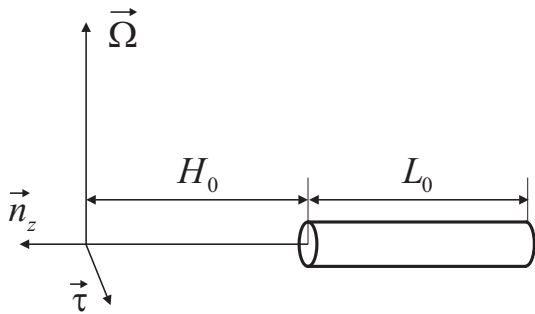


Рис. 2. Схема равномерного вращения ампулы

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \{ \psi, \theta \} = \text{Pr}^{-1} \Delta_1 \theta, \quad (12)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{1}{r} \{ \psi, C \} = \text{Sc}^{-1} \Delta_1 c, \quad (13)$$

$$\omega = r^{-2} \Delta_{-1} \psi, \quad (14)$$

где

$$\{ f, g \} = (\partial f / \partial r)(\partial g / \partial z) - (\partial f / \partial z)(\partial g / \partial r);$$

$$\Delta_m = \partial^2 / \partial r^2 + (m/r) \partial / \partial r + \partial^2 / \partial z^2;$$

$\text{Pr} = \nu / a$ – число Прандтля; $\text{Sc} = \nu / D$ – число Шмидта.

Уравнения (11)–(14) необходимо дополнить граничными условиями. Мы будем предполагать, что температура на верхнем торце ампулы постоянна и равна некоторой температуре T_0 , фронт кристаллизации остается плоским и имеет температуру T_c , а для поля скоростей расплава выполняются условия “прилипания”. Поскольку скорость выраживания W_0 мала, то можно положить

$$W = \frac{W_0 R_0}{\nu} \ll 1. \quad (15)$$

Такое предположение означает, что мы будем пренебрегать влиянием движения фронта кристаллизации на конвективные процессы. Тем не менее, при описании процессов, происходящих вблизи фазовой границы, движение фронта кристаллизации необходимо учитывать. Действительно, из условия сохранения общего количества примеси на поверхности раздела фаз следует [10], что

$$\left. \frac{\partial C}{\partial z} \right|_{z=0} = W \text{Sc} (k - 1) (C|_{z=0} + 1),$$

где k – коэффициент сегрегации. Легко видеть, что, если числа Шмидта достаточно велики $\text{Sc} \gg 1$ и выполняется соотношение $W \text{Sc} \sim 1$,

то даже при малой W градиент концентрации, возникающий на фронте кристаллизации вследствие движения фронта, является конечным. Таким образом, граничные условия будут иметь вид:

$$r = 0: \quad \omega = \psi = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = 0, \quad (16)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0,$$

$$r = 1: \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, 0 \leq z \leq \delta, \quad T = 1, \delta < z \leq L,$$

$$z = 0: \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0, \\ T = 0,$$

$$z = L: \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \psi = \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0, \\ T = 1,$$

где $\delta = \delta_0 / R_0$; δ_0 – длина теплоизолированного участка боковой поверхности ампулы (см. рис. 1); $\Theta = T_0 - T_c$.

2. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ВИБРОКОНВЕКЦИЮ ЗА СЧЕТ БЫСТРОГО ВРАЩЕНИЯ РАСПЛАВА

Как следует из уравнения (11), степень воздействия каждого из видов движения ампулы на процессы переноса в расплаве будет определяться безразмерным параметром K . Если выполняется соотношение

$$K \ll 1, \quad (17)$$

то членом уравнения, связанным с наличием вибрации, можно пренебречь, и влияние последней на расплав не учитывать, т. е. в этом случае характер конвективного переноса в расплаве будет определяться только вращательным движением. Кроме того, в силу соотношения (9) в уравнении (11) можно пренебречь членом при α . В результате стационарный перенос в расплаве будет описываться следующей системой уравнений:

$$\{ \psi, \omega \} = \text{Gr}_{E f f} \frac{\partial T}{\partial r} + r \Delta_3 \omega, \quad (18)$$

$$\{ \psi, T \} = r \text{Pr}^{-1} \Delta_1 \theta, \quad (19)$$

$$\{ \psi, C \} = r \text{Sc}^{-1} \Delta_1 c. \quad (20)$$

С точностью до замены $Gr_{Eff} \rightarrow Gr$, где $Gr = (gR_0^3\beta_T\Theta)/\nu^2$ – число Грассгофа, система уравнений (18), (19) совпадает с системой, которая рассматривалась в работе [7]. Как показано в этой работе, при выполнении условия $Gr \gg 1$ реализуется такой режим конвекции, при котором радиальный градиент температуры и конвективное движение в объеме расплава отсутствуют, т. е.

$$\vec{v}(r, z) = 0, \quad \theta(r, z) = z/L, \quad (21)$$

а вблизи боковой поверхности ампулы возникает пограничный слой, скорость и радиальный градиент температуры в котором задаются соотношениями:

$$V(\xi) = \frac{Qe^{-\beta\xi} \sin(\beta\xi)}{2\beta^3} + O(Gr^{-1/4}), \quad (22)$$

$$\Sigma(\xi) = \sqrt{2}Qe^{-\beta\xi} \sin\left(\beta\xi + \frac{\pi}{4}\right) + O(Gr^{-1/4}), \quad (23)$$

где $\xi = (1-r)\sqrt[4]{Gr}$; $\beta = \sqrt[4]{Pr/(4L)}$; Q – тепловой поток на боковой поверхности ампулы. Поскольку, как легко видеть из (22), (23), величина скорости в пограничном слое пропорциональна Q , то в рассматриваемом режиме ($Gr \gg 1$) вблизи теплоизолированных участков боковой поверхности конвективное движение отсутствует, т. е. справедливо решение (21). Уравнения (11)–(14) получены в предположении, что выполняется соотношение (10). Для того, чтобы проверить это предположение, используем равенство (22). Поскольку в нашем случае (см. [7]) $v = \sqrt[4]{Gr_{Eff}}V(\xi)$, то соотношение (10) выполняется, если выполнено условие:

$$\frac{Q\sqrt[4]{Gr_{Eff}}}{2\beta^3} \ll \frac{\beta_T\Theta H_0 R_0 \Omega}{2\nu},$$

которое эквивалентно соотношению

$$\frac{\nu\beta^3 Gr_{Eff}^{3/4}}{R_0^2 \Omega Q} \gg 1.$$

Легко видеть, что выполнение этого соотношения всегда может быть достигнуто за счет увеличения Ω и H_0 .

Таким образом, при $Gr_{Eff} \gg 1$ поля скорости и температуры в рассматриваемом нами случае также описываются выражениями (21)–(23), в которых сделана замена $Gr \rightarrow Gr_{Eff}$. Легко убедиться, что при этом поле концентрации в объеме расплава описывается выражением

$$C(r, z) = 0. \quad (24)$$

Однородное распределение примеси нарушается вблизи фронта кристаллизации, где в силу граничных условий градиент концентрации отличен от нуля, и там образуется концентрационный пограничный слой. Для получения решения в пограничном слое введем новую переменную

$$\eta = \frac{z}{\mu},$$

где $\mu = 1/Sc$. Решение в пограничном слое будем искать в виде

$$\sigma(\eta) = \sum_{i=0}^{\infty} \mu^i \sigma_i(\eta). \quad (25)$$

Перейдем в уравнении (20) к новой переменной и подставим в него выражение (25). В системе координат, связанной с подвижным фронтом кристаллизации, в нулевом приближении по μ уравнение (20) будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 \sigma_0}{\partial \eta^2} + W \frac{\partial \sigma_0}{\partial \eta} = 0, \quad (26)$$

а граничное условие при $z = 0$ запишется следующим образом:

$$\left. \frac{\partial \sigma_0}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = W(k-1) \left(\sigma_0|_{\eta=0} + 1 \right). \quad (27)$$

Кроме того, необходимо, чтобы выполнялось условие “сшивки” с решением внутри области:

$$\sigma_0|_{\eta \rightarrow \infty} = 0. \quad (28)$$

С помощью непосредственной подстановки легко убедиться, что соотношениям (25)–(28) удовлетворяет функция

$$\sigma(\eta) = (k^{-1} - 1) e^{-W\eta} + O(Sc^{-1}). \quad (29)$$

Отличие от случая воздействия на систему постоянной силы тяжести, рассмотренного в [7], когда для данного вещества $Gr \approx \text{const}$, в рассматриваемом нами случае Gr_{Eff} и K являются функциями H_0 и Ω . Поэтому, варьируя эти параметры, можно задавать произвольные значения Gr_{Eff} и K и таким образом выбирать нужный режим конвекции. В частности, при $Gr_{Eff} \gg 1$ и $K \ll 1$ конвективный теплоперенос в расплаве описывается выражениями (21)–(24), (29), из которых

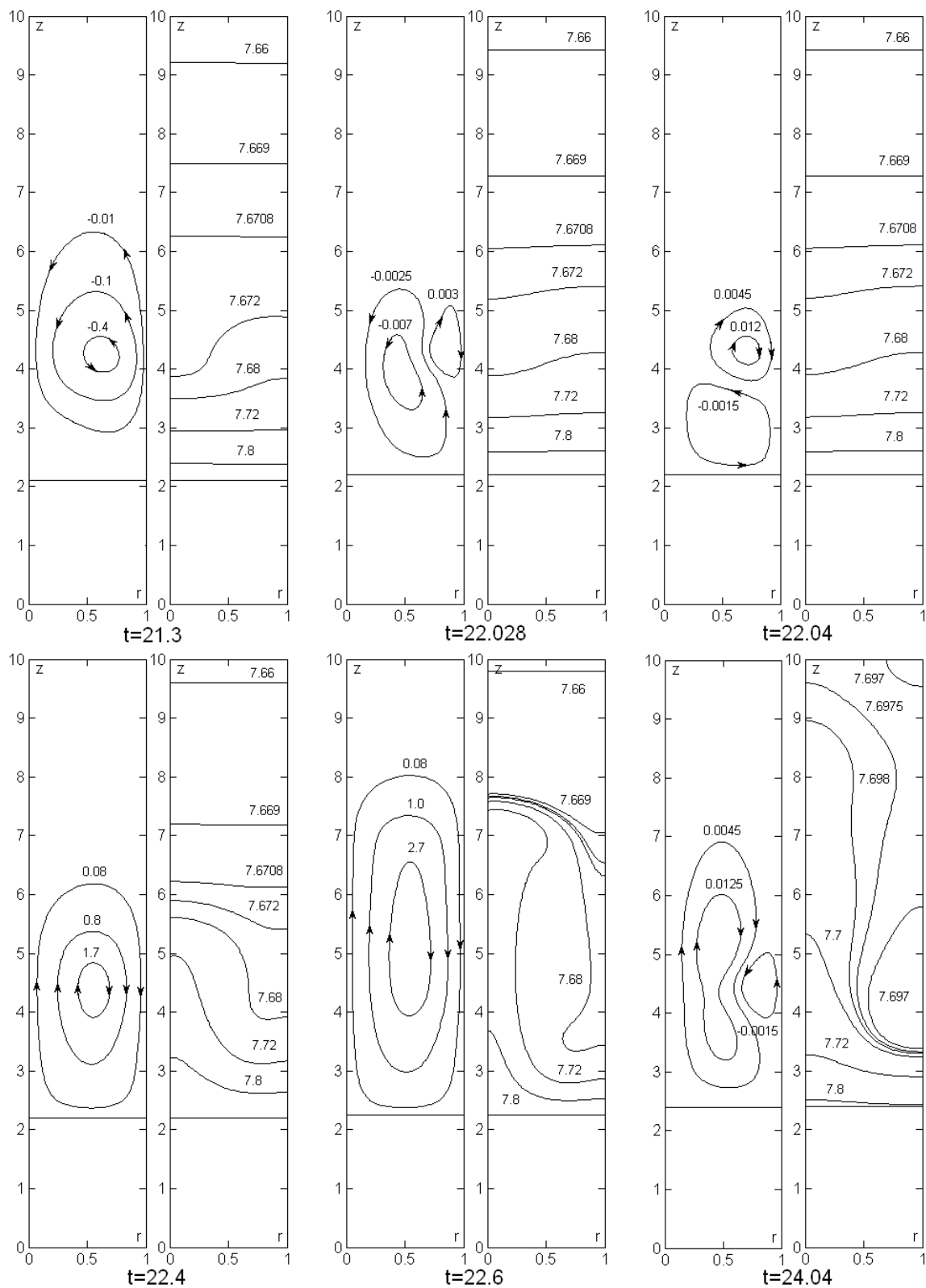


Рис. 3. Периодическое изменение линий тока (слева) и изолиний концентрации примеси в расплаве (справа) при отсутствии вращения: $Gr_{Eff} = 0$, $Gr_{Vibr} = 5 \cdot 10^3$

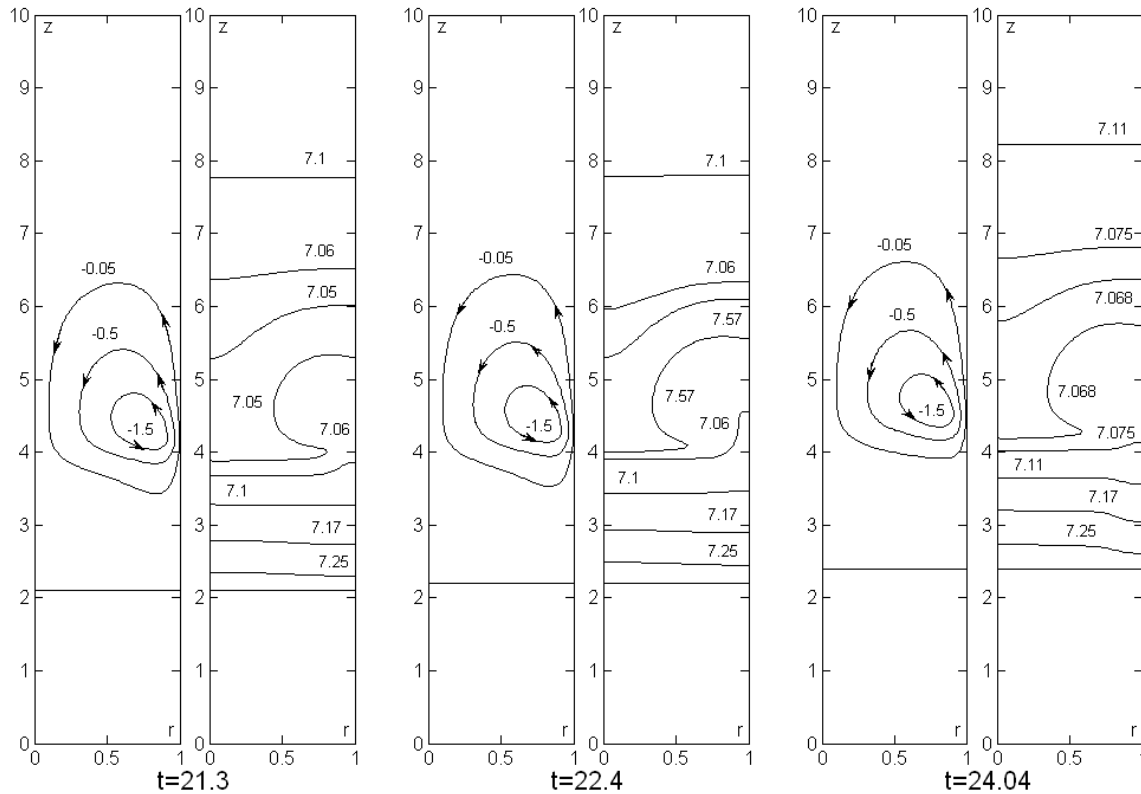


Рис. 4. Линии тока (слева) и изолинии концентрации примеси в расплаве (справа) при наличии быстрого равномерного вращения: $Gr_{Eff} = 5 \cdot 10^5$, $K = 10^{-2}$

следует, что в объеме расплава и вблизи теплоизолированных участков боковой поверхности конвективное движение отсутствует. За счет этого, теплоизолировав часть боковой поверхности вблизи фронта кристаллизации ($\partial T / \partial r|_{r=1} = 0$, $0 \leq z \leq \delta$), путем достаточно быстрого вращения ампулы (выбора соответствующих H_0 и Ω) перед фронтом кристаллизации можно создать зону неподвижной жидкости, в которой будет отсутствовать конвективное перемешивание и, как следствие, – радиальная неоднородность распределения примеси. Действительно, при выполнении указанных условий внутри теплоизолированной зоны распределение примеси будет определяться выражениями (24), (29), откуда следует, что $\partial C / \partial r = 0$, $0 \leq z \leq \delta$. Поскольку $C_s|_{z=0} = kC|_{z=0}$, где C_s – распределение примеси в кристалле, то при этом радиальная неоднородность в кристалле также будет отсутствовать.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

В работе [5] не рассматривался перенос приме-

си и не учитывалось движение фронта кристаллизации. Ниже приведены результаты численного моделирования с учетом этих факторов. На рисунках 3 и 4 показаны структура конвективных течений, полученная в результате численного решения уравнений (11) – (14) с граничными условиями (16) и следующими начальными условиями:

$$\psi = \omega = 0, \quad \theta = \frac{z}{L}, \quad c = (k^{-1} - 1) e^{-0.01Scz}, \quad (30)$$

которые описывают стационарное распределение температуры и концентрации примеси, соответствующие выращиванию кристалла со скоростью $W = 0.01$ при отсутствии конвекции. Расчеты проводились по схеме, описанной в [7], при следующих фиксированных параметрах: $Pr = 0.5$, $Sc = 3.5$, $L = 10$, $H = 50$, $Gr_{Vibr} = KGr_{Eff} = 5 \cdot 10^3$, $\Omega_{Vibr}^* = 0.5\pi$, $\delta = 2$, $W = 0.1$, $\alpha = 0.01$, $k = 0.1$.

На рис. 3 показана картина течений, возникающих в расплаве при отсутствии вращения ($Gr_{Eff} = 0$). Как видно, вид линий тока изменяется со временем с периодичностью, соответствующей

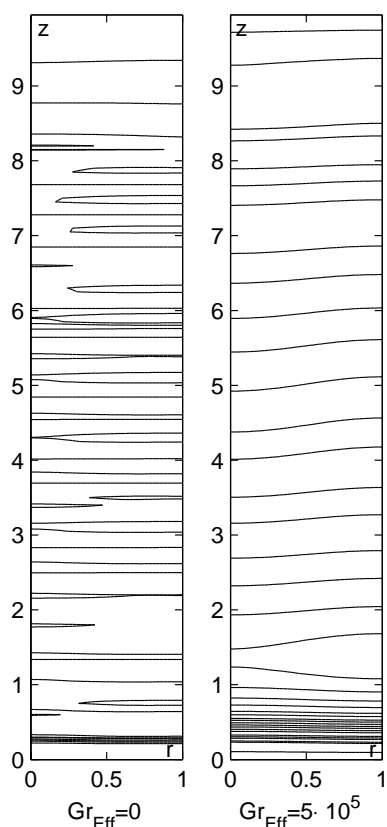


Рис. 5. Изолинии концентрации в кристалле, полученном при отсутствии (слева) и наличии (справа) вращения

ющей периоду вибрации ампулы. При этом конвективное течение захватывает весь объем расплава, включая прифронтную зону. В результате в структуре полученного кристалла присутствуют периодические пространственные колебания концентрации примеси (см. рис. 6). На рис. 4 изображены линии тока и изолинии концентрации, соответствующие случаю наличия быстрого вращения ($Gr_{Eff} = 5 \cdot 10^5$, $K = 10^{-2}$) ампулы. Легко видеть, что в этом случае вибрация практически не влияет на структуру конвективного вихря. При этом, в соответствии с полученным выше аналитическим решением, вблизи фронта кристаллизации образуется зона равновесного расплава, в которой конвективное движение отсутствует, что приводит к более однородному распределению примеси в кристалле (см. рис. 5, 6).

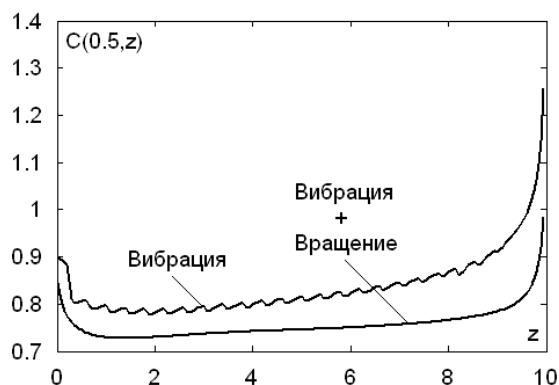


Рис. 6. Зависимость концентрации примеси от координаты z при $r = 0.5$ в кристаллах, полученных при отсутствии ($Gr_{Eff} = 0$, $Gr_{Vibr} = 5 \cdot 10^3$) и наличии ($Gr_{Eff} = 5 \cdot 10^5$, $K = 10^{-2}$) вращения

ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе показано, что если выполнены условия (1), (2), (10), то равномерное вращение, определяемое соотношением (7), в условиях микрогравитации позволяет регулировать воздействие конвекции, вызванной поступательной продольной вибрацией, на процессы теплопереноса в расплаве путем варьирования величин Gr_{Eff} и K . В частности, при выполнении соотношения $K \ll 1$ вибрационное воздействие не оказывает существенного влияния на указанные процессы. Если при этом выполнено также условие $Gr_{Eff} \gg 1$, то осуществляющееся в расплаве конвективное движение локализовано вдали от фазовой границы, и поэтому не оказывает воздействия на процесс кристаллизации, что приводит к более однородному радиальному распределению примеси в получаемом в результате выращивания кристалле.

1. Земсков В.С. Новые научные представления о процессах, сопровождающих направленную кристаллизацию расплавов. Итог экспериментов по выращиванию кристаллов полупроводников на космических аппаратах // Сборник трудов VII Российского симпозиума "Механика невесомости. Итоги и перспективы фундаментальных исследований гравитационно-чувствительных систем" (Москва 11-14 апреля 2000 г.). – М.: Ин-т проблем механики РАН, 2000. – 34-51 с.
2. G. Gerchuni, D. Lyubimov Thermal Vibrational Convection. – N.Y.: Wiley, 1997. – 735 p.
3. Fedoseyev A.I. and Alexander J.I.D. Investigation of vibrational control of convective flows in Bridgman

- melt growth configurations // *Journal of Crystal Growth*.– 1999.– 211.– P. 34-42.
4. R. Savino, R. Monti, M. Piccirillo Thermovibrational convection in a fluid cell // *Computers and Fluids*.– 1998.– 8.– P. 923-939.
 5. J. Friedtich, J. Dagner, M. Hainke, G. Muller Numerical modeling of crystal growth and solidification experiments carried out under microgravity conditions // *Cryst. Res. Technol.*– 2003.– 7-8.– P. 729-733.
 6. В.П. Яремчук Численное моделирование пространственных конвективных процессов в реальных условиях космического полета.– М.: Автореферат дисс. к.ф.-м.н., 2004.– 16 с.
 7. Ладиков Ю.П., Рабочий П.П., Черемных О.К. О структуре конвективных течений в установке кристаллизации Бриджмена при больших числах Грассофа // *Прикладна гідромеханіка*.– 2006.– 2.– С. 57 - 63.
 8. Шпак А.П., Федоров О.П., Берсудский Е.И., Живолуб Е.Л. Некоторые проблемы исследования процессов направленного затвердевания в условиях микрогравитации (создание установки МОР-ФОС) // *Космічна наука і технологія*.– 2002.– №5/6.– С. 19-27.
 9. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости.– М.: Наука, 1972.– 392 с.
 10. М.Флемингс Процессы затвердевания.– М.: Мир, 1977.– 424 с.
 11. Горелов Ю.Н., Данилов С.Б. Основные характеристики и структура поля бортовых квазистатических микроускорений космического аппарата // *Вестник СамГУ*.– 2003.– 2.– С. 220-230.
 12. Полежаев В.И. Гидромеханика и процессы теплообмена в условиях микрогравитации: история, этапы развития и современные направления фундаментальных и прикладных исследований // *ИИМ РАН, Препринт №779*.– 2005.– 1.– С. 2-61.