

в нескольких ближайших к поверхности узлах расчетной сетки. Это указывает на применимость приближенного соотношения $c_i=0$ для расчета ионизации во всем рассмотренном диапазоне условий полета. Аналогичный вывод о применимости граничного условия $c_i=0$ был сделан в [10, 11] при исследовании ионизации в воздухе и аргоне.

Изменение концентрации электронов вдоль боковой поверхности тела иллюстрируется результатами, приведенными на фиг. 5. Представлены профили N_e на линиях $s=0, 0.698$ и 1.92 (кривые 1–3 соответственно) при обтекании сферически затупленного конуса с радиусом затупления 1 м и углом полураствора 60° смесью, содержащей 98% $\text{CO}_2+2\%$ N_2 ($V_\infty=5.5$ км/сек, $\rho_\infty=0.3 \cdot 10^{-6}$ г/см³). Заметно немонотонное изменение концентрации электронов вдоль ударного слоя.

В заключение отметим, что расчеты неравновесной ионизации при гиперзвуковом обтекании затупленных тел смесями $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{Ar}$ с учетом вдува паров натрия проводились в [6]. Сравнение с результатами этой работы, однако, не представляется возможным из-за существенных различий в постановке задачи, выборе констант скоростей реакций и исходном составе смеси.

Поступила 18 VII 1978-

ЛИТЕРАТУРА

1. Головачев Ю. П. Неравновесное обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком углекислого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 5.
2. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. Ионизационная релаксация за сильными ударными волнами в газах. Усп. физ. наук, 1970, т. 102, вып. 3.
3. Kang S. W., Jones W. L., Dunn M. G. Theoretical and measured electron-density distributions at high altitudes. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 2.
4. Camac M., Kemp N. H. A multitemperature boundary layer. AIAA Paper, 1963, No. 460.
5. Маргеевич А. С., Поранов А. В. Неравновесная ионизация в ламинарном гиперзвуковом пограничном слое. ПМТФ, 1979, № 1.
6. Evans J. S., Scheznayder C. J., Grose W. L. Effects of nonequilibrium ablation chemistry on Viking radio blackout. J. Spacecraft and Rockets, 1974, vol. 11, No. 2.
7. Dunn M. G. Measurement of $\text{C}^++e^-+e^-$ and CO^++e^- recombination in carbon monoxide flows. AIAA Journal, 1974, vol. 9, No. 11.
8. Jensen D. E. Comment on Effects of nonequilibrium ablation chemistry in Viking radio blackout. J. Spacecraft and Rockets, 1974, vol. 11, No. 10.
9. Farragher A. L., Peden J. A., Fite W. L. Charge transfer of $\text{N}_2^+, \text{O}_2^+$ and NO^+ to sodium atoms at thermal energies. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 1.
10. Knight D. D. Electron thermochemical nonequilibrium effects in reentry boundary layers. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 2.
11. Nishida M. Nonequilibrium viscous shock layer in a partially ionized gas. Phys. Fluids, 1972, vol. 15, No. 4.

УДК 536.24:66.015.23:519.6

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ СЛАБЫХ УСКОРЕНИЙ МАССОВЫХ СИЛ

А. И. ФЕОНЫЧЕВ

(Москва)

Проведено численное исследование развития течения жидкости и распределения примеси при кристаллизации в условиях действия слабых массовых сил. Показано влияние температурных граничных условий и смачиваемости жидкостью стенки ампулы на развитие и структуру течения, а также на распределение примеси по высоте жидкого объема и по радиусу вблизи границы кристаллизации. Приведены зависимости от времени и режимных параметров (чисел Грасгофа, Марангони и Шмидта) средней по высоте ампулы радиальной неоднородности распределения примеси.

1. Конвективное движение раствора или расплава при кристаллизации вызывает колебания и неоднородное распределение температуры и концентрации в жидкости вдоль границы кристаллизации, что приводит к несовершенству кристаллической решетки и к неоднородным физическим свойствам растущих кристаллов. Возможность снижения интенсивности конвективного движения при кристаллизации в условиях невесомости использовалась в экспериментах на космических станциях Скайлэб,

Союз-Аполлон, Салют [1-4]. Однако значительного улучшения свойств материалов, полученных при их кристаллизации в невесомости, достичь не удалось. Это связано, возможно, с несовершенством технологии кристаллизации в космических условиях и с недостаточным учетом особенностей гидродинамических и тепломассообменных процессов при действии слабых ускорений массовых сил, которые в условиях орбитального полета составляют величину g_0 (10^{-3} – 10^{-5}), где g_0 — ускорение силы тяжести на земле.

В работе [5] показано, что снижение интенсивности гравитационной (тепловой и концентрационной) конвекции не всегда приводит к уменьшению неоднородности распределения примеси в жидкости при кристаллизации: существуют определенные диапазоны чисел Грасгофа для тепловой и концентрационной конвекции, внутри которых снижение чисел Грасгофа приводит к увеличению неоднородности распределения примеси. Кроме того, при снижении интенсивности гравитационной конвекции растет относительный вклад в движение жидкости капиллярной конвекции, которая не зависит от действующих ускорений. Капиллярная конвекция возникает при наличии на границе раздела газ — жидкость градиентов температуры и концентрации и зависимости поверхностного натяжения жидкости от температуры и концентрации примеси.

Капиллярная конвекция представляет новый и недостаточно изученный вид конвекции. Большая роль термокапиллярной конвекции отмечена при кристаллизации антимонода индия на борту орбитальной станции Скайлэб [6].

Влияние капиллярной конвекции на кристаллизацию в условиях орбитального полета зависит от смачиваемости жидкостью стенок технологических ампул. В земных условиях действие силы тяжести приводит к тому, что жидкость всегда прилегает к стенке ампулы, а условие смачиваемости проявляется в различной форме мениска. При действии очень слабых ускорений массовых сил жидкость, смачивающая стенку ампулы, также прилегает к стенке, но жидкость, не смачивающая стенку, стремится оторваться от нее и принять форму сферической капли. Если размер и конфигурация ампулы (например, цилиндрическая ампула, объем которой лишь не намного больше объема жидкости) не позволяют жидкости принять форму сферы, то жидкость на всей или части поверхности отрывается от стенок, сохраняя в целом форму ампулы. При этом увеличивается поверхность раздела газ — жидкость и соответственно растет роль капиллярной конвекции. Указание на отрыв жидкости от стенок ампулы, не смачиваемых жидкостью, имеется в работах [2, 3].

Ввиду сложности и большой стоимости экспериментов в условиях космического полета представляет интерес проведение численных исследований конвекции при кристаллизации. Численное моделирование процессов течения и тепломассообмена при кристаллизации позволяет выявить роль каждого вида конвекции (тепловой, концентрационной, термо- и концентрационно-капиллярной) в отдельности и совместно, а также влияние физических свойств жидкости, граничных условий для температуры и концентрации примеси, условий смачиваемости жидкостью стенок ампулы, характера действующих ускорений (постоянные или меняющиеся во времени) и т. д. Некоторые из этих факторов рассмотрены в данной работе.

2. Постановка задачи и метод численного решения. Рассмотрим цилиндрическую ампулу радиуса R , заполненную до высоты H жидкостью с примесью. Предполагается, что ускорение массовых сил g действует в отрицательном направлении оси z_1 . Ось z_1 совпадает с осью ампулы и начинается на границе кристаллизации. На боковой поверхности ампулы создается профиль температуры в виде функции координаты z_1 одного из трех типов

$$T = T_s + \frac{z_1}{H} (T_0 - T_s), \quad T = T_s + \left(\frac{z_1}{H} \right)^2 (T_0 - T_s),$$

$$T = T_s + \sqrt{\frac{z_1}{H}} (T_0 - T_s)$$

где T_0 — начальная температура, равномерная по объему жидкости, T_s — температура на фронте кристаллизации ($z_1=0$), который предполагается неподвижным. На поверхности раздела газ — жидкость ($z_1=H$) задается либо начальная температура (T_0), либо условие теплоизоляции ($\partial T / \partial z_1 = 0$). Предполагается, что начальная концентрация примеси (c_0) в жидкости равномерная, на фронте кристаллизации ($z_1=0$) с началом процесса кристаллизации устанавливается постоянная концентрация примеси c_s , а на боковой поверхности ($r=R$) и на границе газ — жидкость ($z_1=H$) задается условие непроницаемости для примеси. Для скорости на твердых стенках, омываемых жидкостью, используется условие прилипания, а на границе раздела газ — жидкость — кинематическое условие равновесия вязких и капилляр-

ных сил [7]

$$(2.1) \quad \mu \frac{\partial w}{\partial n} = -\sigma \left(\beta_{\sigma T} \frac{\partial T}{\partial s} + \beta_{\sigma c} \frac{\partial c}{\partial s} \right)$$

где n и s — нормаль и касательная к этой границе, w — компонента скорости по касательной, μ и σ — коэффициенты динамической вязкости и поверхностного натяжения жидкости, $\beta_{\sigma T} = -1/\sigma(\partial\sigma/\partial T)$ и $\beta_{\sigma c} = -1/\sigma(\partial\sigma/\partial c)$ — коэффициенты зависимости поверхностного натяжения от температуры и концентрации. В правой части уравнения (2.1) первый член описывает эффект термокапиллярной, а второй — концентрационно-капиллярной конвекции. На оси симметрии ($r=0$) используются условия симметрии для скорости, температуры и концентрации.

Для несжимаемой жидкости в переменных вихрь ω , функция тока ψ , температура θ , концентрация Φ — безразмерные уравнения конвекции в приближении Буссинеска [7] в цилиндрических координатах запишутся так:

$$(2.2) \quad \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{1}{r} \left(\text{Gr}_T \frac{\partial \theta}{\partial r} + \text{Gr}_c \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{3}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2}$$

$$(2.3) \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r^3} \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right)$$

$$(2.5) \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{\text{Sc}} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right)$$

Начальные и граничные условия

$$(2.6) \quad \tau=0, \quad \psi=\omega=\theta=\Phi=0$$

$$(2.7) \quad r=0, \quad \psi=\omega=0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$$

$$(2.8) \quad r=1, \quad \psi=0, \quad \theta=-1 + \frac{z}{h} \quad \text{или} \quad \theta=-1 + \left(\frac{z}{h} \right)^2$$

$$\text{или} \quad \theta=-1 + \sqrt{\frac{z}{h}}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \quad \text{и} \quad \omega = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad \text{— для смачиваемой стенки или}$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = \omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\text{Ma}_T}{\text{Pr}} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\text{Ma}_c}{\text{Sc}} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \quad \text{— для несмачиваемой стенки}$$

$$(2.9) \quad z=0, \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \theta=-1, \quad \Phi=1, \quad \omega = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

$$(2.10) \quad z=h, \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \theta=0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$$

$$\omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\text{Ma}_T}{\text{Pr}} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\text{Ma}_c}{\text{Sc}} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)$$

$$u = \frac{-1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad v = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

$$\omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_0 - T_s}, \quad \Phi = \frac{c - c_0}{c_s - c_0}$$

$$Gr_T = \frac{g\beta_T \Delta T R^3}{\nu^2}, \quad Gr_c = \frac{g\beta_c \Delta c R^3}{\nu^2}, \quad Ma_T = \frac{\sigma\beta_T \Delta T R}{\rho\nu a}$$

$$Ma_c = \frac{\sigma\beta_c \Delta c R}{\rho\nu D}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad \beta_T = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$$

$$\beta_c = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial c}$$

Здесь Gr_T — число Грасгофа для тепловой конвекции, Gr_c — число Грасгофа для концентрационной конвекции, Ma_T — число Марангони для термокапиллярной конвекции, Ma_c — число Марангони для концентрационно-капиллярной конвекции, Pr — число Прандтля, Sc — число Шмидта, β_T и β_c — коэффициенты температурного и концентрационного расширения жидкости соответственно, ρ — плотность, ν — коэффициент кинематической вязкости, a — коэффициент температуропроводности, D — коэффициент диффузии примеси, u, v — компоненты скорости по осям r, z соответственно.

При выводе уравнений (2.2)–(2.10) в качестве масштабов линейного размера, скорости, времени, температуры и концентрации использовались соответственно $R, \nu/R, R^2/\nu, \Delta T = T_0 - T_s, \Delta c = c_s - c_0$.

Для численного решения системы уравнений (2.2)–(2.5) с условиями (2.6)–(2.10) использована неявная разностная схема переменных направлений с аппроксимацией пространственных производных для внутренних узлов сетки центральными разностями, а производных на границах — трехточечными односторонними разностными формулами. Аналогичная схема использовалась в работе [8]. При расчетах использовались равномерные и неравномерные сетки $20 \times 30, 30 \times 45, 45 \times 60$. При использовании неравномерной сетки сгущение узлов осуществлялось к боковой стенке ампулы и к торцам $z=0, z=h$.

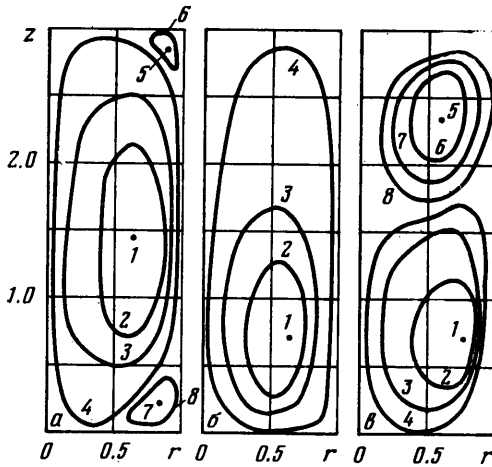
3. Результаты расчетов. Расчеты проводились в диапазонах безразмерных параметров подобия $10^3 \geq Gr_T \leq 10^6, 10^3 \leq Gr_c \leq 10^5, 10 \leq Ma_T \leq 10^4, 10 \leq Ma_c \leq 10^4, 10^{-2} \leq Pr \leq 10, 10^{-2} \leq Sc \leq 70$. Высота жидкого объема h принималась постоянной и равной трем. Большинство полупроводниковых и оптических материалов, кристаллизации которых в невесомости наиболее перспективна, имеют значения $Pr < 1$ и $Sc > 1$. При сочетании физических свойств жидкостей, отвечающих этим условиям, скорость переноса тепла больше скорости вязкого затухания движения, а последняя в свою очередь больше скорости переноса примеси. Это приводит к тому, что развитие течения и распределения температуры и концентрации примеси проходит несколько характерных этапов и при этом существенно зависит от граничных условий для температуры и скорости.

На фиг. 1, $a-d$ показано развитие структуры течения жидкости, смачивающей стенку ампулы. Ввиду симметрии задачи на фигуре показаны линии тока только для половины сечения цилиндра. На фиг. 1, $a-e$ капиллярная конвекция не учитывается ($Ma_T = Ma_c = 0$), а числа Грасгофа для тепловой и концентрационной конвекции равны соответственно $5 \cdot 10^3$ и 10^4 , на поверхности $z=h$ задано условие теплоизоляции,

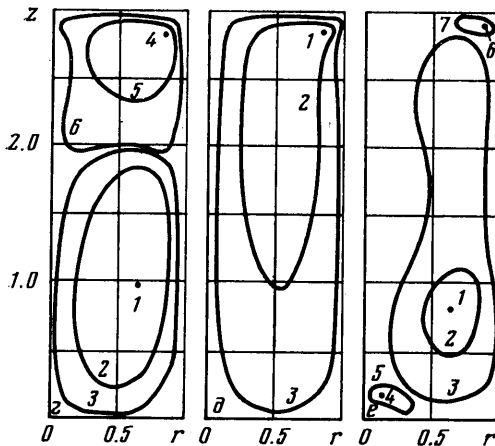
а на боковой поверхности — профиль температуры вида $\theta = -1 + \sqrt{\frac{z}{h}}$. Время τ

равно для фиг. 1, $a-e$ соответственно 0.016, 0.256, 2.512. Цифрами показаны последовательно значения функции тока ψ : 0.21, 0.11, 0.03, 0.003, -0.09, -0.003, -0.047 и -0.007 (фиг. 1, a), -2.68, -1.8, -0.8, -0.1 (фиг. 1, b), -1.7, -1.1, -0.5, -0.1, 1.11, 0.8, 0.5, 0.38 (фиг. 1, c). В начале охлаждения жидкости она опускается вниз вдоль боковой стенки ампулы (фиг. 1, a). При таком течении холодная жидкость выносится к оси цилиндра и происходит выравнивание профиля температуры по радиусу. Если на боковой поверхности ампулы задан линейный профиль температуры, то после выравнивания температуры по радиусу движение в жидкости затухает, так как возможно тепловое равновесие без радиального градиента температуры. Если же на боковой поверхности ампулы задан нелинейный профиль температуры, тепловое равновесие жидкости возможно только при наличии градиента температуры по радиусу, а это приводит к гидродинамическому неравновесию жидкости в каждом горизонтальном сечении. Поэтому в случае, показанном на фиг. 1, $a-e$, вынос холодной жидкости к оси ампулы приводит к повороту течения, когда жидкость у стенки поднимается вверх. При этом на торцевой поверхности $z=0$ и на части боковой поверхности вбли-

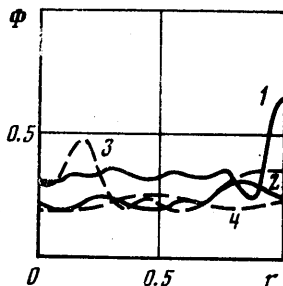
зи сечения $z=0$ имеет место охлаждение жидкости, а на большей части боковой поверхности вдали от сечения $z=0$ — нагревание. В дальнейшем вынос примеси в верхнюю часть ампулы приводит к появлению вблизи торцевой поверхности $z=h$ области, в которой жидкость с большим содержанием легкой примеси располагается ближе к оси. Это приводит к появлению нового вихря около поверхности $z=h$, который постепенно растет, пока не наступает динамическое равновесие двух вихрей



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

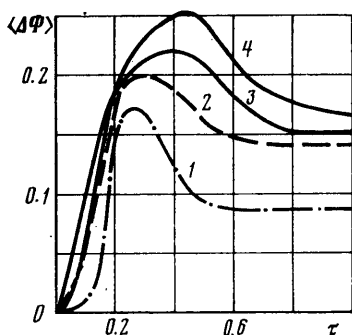
(фиг. 1, в): нижнего, обусловленного действием тепловой конвекции, и верхнего, обусловленного концентрационной конвекцией.

Если на торцевой поверхности $z=h$ задана температура $\theta=0$, а на боковой поверхности — нелинейный профиль температуры, то поворот течения, описанный выше, происходит, но после поворота течения его интенсивность снижается приблизительно на порядок по сравнению с течением до поворота.

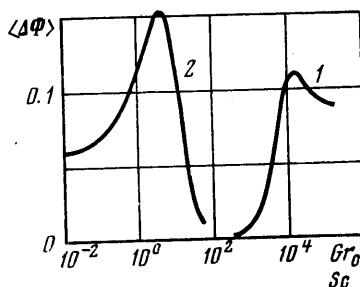
Если учесть действие термокапиллярной конвекции, то развитие течения идет несколько иначе. Оно показано на фиг. 1, а, б, для которых $Ma_T=10^3$, $Ma_c=0$, $Gr_T=5 \cdot 10^3$, $Gr_c=10^4$. За счет действия термокапиллярной силы на границе $z=h$ в верхней части ампулы возникает вихрь, в котором направление вращения жидкости противоположно направлению вращения жидкости в нижней части. На фиг. 1, а показана структура течения жидкости в момент времени $\tau=0.016$, цифрами показаны значения функции тока ψ , равные последовательно 0.52, 0.24, 0.022, -12.3, -1.5, -0.05. После изменения направления вращения жидкости в нижней части ампулы на обратное оба вихря сливаются в один. Для фиг. 1, б $\tau=0.912$ и значения ψ равны последо-

вательно -13.4 , -4.7 , -0.46 . Интенсивность течения жидкости, особенно в верхней части ампулы, при учете термокапиллярной конвекции повышается.

На фиг. 1, *e* показана структура течения жидкости, не смачивающей стенку ампулы, при $\tau=0.512$. Расчет проведен в предположении, что капиллярная сила действует не только на торцевой поверхности $z=h$, но и на боковой поверхности $r=1$. Градиенты температуры и концентрации на боковой поверхности велики, поэтому при $Ma_T=Ma_c=10^2$ и $Gr_T=5 \cdot 10^3$ и $Gr_c=10^5$ капиллярная конвекция преобладает над гравитационной. Структура течения во времени не меняется, не наблюдается поворота течения на обратное, а интенсивность течения выше, чем при тех же парамет-



Фиг. 4



Фиг. 5

рах течения (числах Грасгофа и Марангони) для жидкости, смачивающей стенку. Для фиг. 1, *e* значения функции тока равны последовательно 12.2 , 8.5 , 2.0 , -0.04 , -0.008 , -0.44 , -0.1 . Небольшие вихри в угловых зонах, показанные на фиг. 1, *e*, нестабильны. Их появление обусловлено возникновением локальных зон с соответствующим распределением температуры и концентрации (для нижнего вихря температура на оси ниже, чем в жидкости, расположенной дальше от оси по радиусу, а для верхнего вихря концентрация примеси у стенки ампулы выше, чем в области, расположенной дальше от стенки).

Распределение концентрации на оси ампулы по координате z показано на фиг. 2 для трех значений Gr_c и при $Gr_T=0$. Кривые 1 и 2 соответствуют случаю $Gr_c=0$ (чисто диффузионный механизм переноса примеси), кривые 3 и 4 построены для $Gr_c=3 \cdot 10^3$, кривые 5 и 6 — для $Gr_c=10^5$; для 1, 3 и 5 $\tau=0.512$, для 2, 4, 6 $\tau=0.912$. Как видно из приведенных кривых, широко используемое понятие диффузионного пограничного слоя вблизи границы кристаллизации является грубым приближением при числах Грасгофа, больших 10^3 . Наибольшие градиенты концентрации примеси имеют место вблизи границы кристаллизации, но сам профиль концентрации при $Gr_c > 10^3$ отличается от диффузионного. Заметим, что вблизи стенки это отличие еще больше.

В экспериментах на орбитальных станциях был замечен довольно значительный радиальный градиент распределения примеси в кристалле [2, 3]. На фиг. 3 приведены профили концентрации по радиусу ампулы вблизи границы кристаллизации (кривые 1 и 3 для $z=0.09$, 2 и 4 для $z=0.045$) при $\tau=0.512$, $Gr_T=5 \cdot 10^3$, $Gr_c=10^5$, $Ma_T=Ma_c=10^2$. Особый интерес представляет сравнение кривых 1 и 3. Кривая 1 получена для жидкости, смачивающей стенку ампулы, а кривая 3 — для жидкости, не смачивающей стенку. Характер распределения примеси по радиусу различен: для смачиваемой стенки максимум концентрации лежит на стенке, а для несмачиваемой — вблизи оси. Такой ход кривых распределения примеси по радиусу соответствует особенностям течения жидкости в этих двух крайних случаях, показанных на фиг. 1, *d*, *e*. Качественно кривая 3 соответствует характеру распределения примеси галлия в германии, полученного в эксперименте Гейтеса на борту станции Союз-Аполлон [2]. Более точное сопоставление с этим экспериментом требует учета других особенностей проведения опыта (движение фронта кристаллизации, большая длина столба жидкости).

Приведенные на фиг. 1—3 результаты получены для $Pr=0.023$ и $Sc=10$, что соответствует расплавленному германию с небольшой примесью галлия.

В работе [5] для плоской области получены зависимости средней по длине области поперечной разности концентрации примеси от режимных параметров. Показано наличие характерных максимумов для таких зависимостей. На фиг. 4 и 5 приведены зависимости средней радиальной неоднородности распределения примеси от

времени и режимных параметров (чисел Gr_c , Ma_T и Ma_c , Sc). На этих фигурах

$$\langle \Delta \Phi \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h \Delta \Phi dz, \text{ где } \Delta \Phi = |\Phi|_{r=1} - \Phi|_{r=0} \text{ и } h=3.$$

На фиг. 4 для кривой 1 $Ma_T = Ma_c = 10^3$, для 2 — $Ma_T = Ma_c = 10^2$ и для 3 — $Ma_T = Ma_c = 10$. Кривая 4 получена при $Ma_T = Ma_c = 10^2$ для жидкости, не смачивающей стенку, а 1—3 для жидкости, смачивающей стенку. Для всех кривых фиг. 4 $Gr_T = 5 \cdot 10^3$, $Gr_c = 10^4$, $Pr = 0.023$, $Sc = 10$.

На фиг. 5 кривая 1 показывает зависимость средней радиальной неоднородности распределения примеси от Gr_c (при $Gr_T = 0$, $Ma_T = Ma_c = 0$, $Sc = 10$, $Pr = 0.023$, $\tau = 0.512$), а кривая 2 — от числа Sc (при $Gr_T = 0$, $Gr_c = 10^5$, $Ma_T = Ma_c = 0$, $Pr = 0.023$, $\tau = 0.512$).

Характерные максимумы, обнаруженные в [5], имеют место и для цилиндрической ампулы при действии ускорения по ее оси. Зависимости, приведенные на фиг. 4, 5, позволяют выбрать оптимальные режимы кристаллизации в невесомости и условия, создающие более однородные распределения примеси по радиусу ампулы (снижающие макросегрегацию в кристаллах).

Поступила 10 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Yue J. T., Voltmer F. W. Influence and gravity-free solidification of solute micro-segregation. J. Cryst. Growth, 1975, vol. 29, No. 3.
2. Gatos H. C., Witt A. F., Lichtensteiger M., Hermann C. J. Interface marking in crystal (MA-060) Apollo-Soyuz. Test Project: summary science report, vol. 1, NASA SP-412, 1977.
3. Иванов Л. И., Земсков В. С., Кубасов В. Н., Пименов В. Н., Белокурова И. Н., Гьров К. П., Демина Е. В., Тигков А. Н., Шульпина И. Л. Плавление, кристаллизация и фазообразование в невесомости. Эксперимент «Универсальная печь» по программе Союз-Аполлон М., «Наука», 1979.
4. Малинин А. Ю. Эксперименты по выращиванию полупроводниковых материалов в условиях космоса на аппарате «Кристалл». Электронная пром-ть, 1979, № 3.
5. Полежаев В. И., Федюшкин А. И. Гидродинамические эффекты концентрационного расслоения в замкнутых объемах. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3.
6. Bourgeois S. V., Spradley L. W. Thermocapillary convection in microgravity crystal growth melts of indium-antimonide. Let. Heat and Mass Trans., 1976, vol. 3, No. 3.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
8. Полежаев В. И., Вальциферов Ю. В. Численное исследование нестационарной тепловой конвекции в цилиндрическом сосуде при боковом подводе тепла. В сб.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике, вып. 3. М., Изд-во МГУ, 1971.

Технический редактор Е. В. Синицына

Сдано в набор 17.11.80 Подписано к печати 14.01.81 Т-02464 Формат бумаги 70×108^{1/16}
Высокая печать Усл. печ. л. 16,8+1 вкл. Уч.-изд. л. 18,3 Бум. л. 6,0 Тираж 1900 экз. Зак. 3664

Издательство «Наука». 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Шубинский пер., 10