

УДК 532.5.013.4:536.25

© 1994 г. Г. З. ГЕРШУНИ, Д. В. ЛЮБИМОВ,
Т. П. ЛЮБИМОВА, Б. РУ

КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЖИДКОЙ ЗОНЕ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ВИБРАЦИОННОМ ПОЛЕ

Исследованы конвективные течения неоднородно нагретой жидкости в цилиндрической жидкой зоне в поле высокочастотных осевых вибраций. Рассмотрены частоты вибраций, большие по сравнению с диссипативными декрементами и капиллярными частотами, но малые по сравнению со звуковыми частотами. Использован общий подход, сформулированный ранее для описания поведения неоднородных жидкостей под действием высокочастотных вибраций. Проанализировано взаимодействие вибрационных механизмов течения с термокапиллярными эффектами на свободной поверхности.

Вибрации являются фактором существенного влияния на процессы в жидкостях и газах с неоднородной плотностью. Неоднородность плотности может быть обусловлена различными причинами, такими, как градиенты температуры и концентрации, наличие свободной поверхности или поверхности раздела, наличие твердых или жидких включений и т. п. В качестве примеров можно назвать сильное влияние вибраций на конвективную устойчивость неоднородно нагретой жидкости, генерацию периодических структур на свободной поверхности жидкости, стратификацию в дисперсных системах. При определенных условиях вибрации могут также индуцировать осредненные течения в неоднородных средах даже в отсутствие других внешних сил. Этот круг явлений, получивший название вибрационной конвекции, исследуется уже довольно давно (см., например, обзор [1]). В большинстве работ рассматривается поведение жидкости, полностью заполняющей сосуд с жесткими стенками, совершающий поступательные вибрации. Однако этот случай особый, так как не только осредненное, но и пульсационное движение жидкости в системе отсчета, связанной с сосудом, отсутствует, если жидкость однородна. По этой причине при слабой неизотермичности вибрационная конвекция оказывается эффектом второго порядка по параметру Буссинеска $\beta\theta$ (β — объемный коэффициент теплового расширения, θ — характерная разность температур). Малость пульсационной скорости в собственной системе отсчета оправдывает применимость приближения Буссинеска, в котором непостоянство плотности учитывается лишь в массовых силах [2]. Когда имеются участки свободной поверхности жидкости, пульсационное движение существует и в отсутствие неоднородности температуры [3]. В этом случае вибрационно-конвективный эффект оказывается гораздо более сильным. Приближение Буссинеска перестает быть пригодным в таких ситуациях. В работе [3] сформулирован последовательный общий подход для описания поведения неоднородных сред при наличии высокочастотных вибраций. В настоящей работе в рамках этого подхода исследуется поведение неизотермической жидкости в цилиндрической жидкой зоне со свободной боковой поверхностью под действием высокочастотных вибраций.

1. Исходные уравнения. Рассмотрим конвективное движение жидкости в сосуде, совершающем поступательные линейно поляризованные вибрации. Запишем исходные уравнения в системе отсчета, связанной с колеблющимся сосудом, предполагая, что плотность жидкости является функцией лишь температуры

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p + D\mathbf{v} - b\omega^2 p \ddot{f}(t) \mathbf{k} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla T = \chi\Delta T, \quad D = \eta\Delta + \left(\frac{\eta}{3} + \zeta\right) \nabla \operatorname{div} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla \rho + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0 \quad (1.3)$$

Здесь D — диссипативный оператор, η и ζ — сдвиговая и объемная вязкости, k — единичный вектор, задающий направление оси вибраций, $f(\tau)$ — периодическая функция, определяющая закон вибраций ($\tau = \omega t$), ω — частота вибраций, b — амплитуда смещения. Точкой обозначено дифференцирование по τ . Остальные обозначения обычные.

Учитывая, что ρ является функцией температуры $\rho = \rho(T)$, из (1.2)—(1.3) получаем

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \beta\chi\Delta T, \quad \beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (1.4)$$

где β — коэффициент объемного расширения.

Будем предполагать, что частота вибраций достаточно велика, так что за характерное время вязкой релаксации $\tau_v = L^2/\nu$ (L — характерный размер области) совершается много колебаний полости: $\tau_v\omega \gg 1$. Это условие означает также, что толщина динамического пограничного слоя $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ мала по сравнению с характерным размером области.

Амплитуду вибраций будем полагать достаточно малой, чтобы конвективные слагаемые в уравнении движения были малы по сравнению с инерционными пульсационными

$$|\rho(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}| \ll b\omega^2\Delta\rho \quad (1.5)$$

Если жидкость имеет участки свободной поверхности, то возникает пульсационная компонента скорости, обусловленная чисто инерционными эффектами, для которой \mathbf{v} имеет порядок $b\omega$, поэтому из (1.5) следует $b \ll L$.

Разделим движение жидкости, порожденное вибрациями, на пульсационную и осредненную по временам, много большим ω^{-1} , составляющие. Неравенства (1.5) $\tau_v\omega \gg 1$, $b \ll L$ позволяют провести эффективное замыкание. Для главных частей пульсационного давления p_p и скорости \mathbf{v} получаем

$$p_p = b\omega^2 \dot{f}P(t), \quad \mathbf{v} = b\omega \dot{f}W(t) + \mathbf{u}(t) \quad (1.6)$$

Здесь W — медленная функция времени, имеющая смысл безразмерной амплитуды пульсационной компоненты скорости, P — амплитуда пульсационного давления, \mathbf{u} — скорость осредненного течения. При этом поля p , P и W оказываются связанными соотношением

$$\rho W = -\nabla P - \rho k \quad (1.7)$$

где ρ — осредненная плотность жидкости.

Из (1.4) следует

$$\operatorname{div} W = 0 \quad (1.8)$$

Осредняя уравнения (1.1)—(1.3) по быстрому времени, получаем с учетом соотношений (1.6)—(1.8)

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} + \frac{1}{4}b^2\omega^2(W+k)^2\nabla\rho = -\nabla P + D\mathbf{u} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla T = \chi\Delta T, \quad \operatorname{div} \mathbf{u} = \beta\chi\Delta T \quad (1.10)$$

где предполагается, что функция f нормирована условием $\langle\langle \dot{f}^2 \rangle\rangle = 1/2$; например,

при монохроматических вибрациях $f(\tau) = \cos \tau$ ($\langle \rangle$ обозначают усреднение по быстрому времени); под p в уравнении (1.9) понимается осредненное давление.

Для нахождения полей u , T , p , W и P уравнения (1.7)—(1.10) должны быть дополнены соответствующими граничными условиями и уравнением состояния $\rho = \rho(T)$.

2. Граничные условия. На твердых границах должны обращаться в нуль нормальные компоненты пульсационной скорости и скорости осредненного течения

$$W_n = 0, \quad u_n = 0 \quad (2.1)$$

На касательные компоненты пульсационной скорости граничные условия не должны ставиться, что обусловлено понижением порядка уравнений для пульсаций — выполнение условий прилипания для полной скорости происходит в тонком пограничном слое, толщина которого в рассматриваемом приближении мала по сравнению с внешним размером.

Касательная к границе компонента осредненной скорости может достигать заметной величины на внешней границе динамического скин-слоя [4]. Поскольку завихренность, генерируемая в скин-слое, порождает осредненное течение благодаря нелинейным эффектам, величина касательной компоненты осредненной скорости определяется пульсационным числом Рейнольдса $Re_p = b^2\omega/\nu$, определенным по амплитуде вибраций b и скорости вибраций $b\omega$. Условие Шлихтинга имеет вид [5]

$$u_\tau = -\sqrt{4}b^2\omega [(W_\tau \nabla) W_\tau + 2W_\tau \operatorname{div} W_\tau] \quad (2.2)$$

Здесь u_τ — касательная компонента скорости осредненного течения на границе, W_τ — касательная компонента безразмерной амплитуды скорости пульсационного течения, производные берутся вдоль поверхности. При $Re_p \rightarrow 0$ условие (2.2) переходит в обычное условие прилипания.

Что касается участков свободной границы, то будем полагать поверхностное натяжение настолько большим, чтобы можно было считать поверхность в среднем недеформируемой и ставить на ней условие отсутствия нормальной компоненты осредненной скорости: $u_n = 0$. Подобного, однако, нельзя сделать для пульсационной скорости при реальных значениях параметров. Необходимо потребовать обращения в нуль на свободной поверхности пульсаций давления, так как именно слагаемое с давлением будет главным в условии баланса нормальных напряжений. В силу связи (1.7) между амплитудами пульсационных давления P и скорости W это требование приводит к неоднородному граничному условию $W_\tau = -k_\tau$.

Условия на касательные компоненты u на свободной границе могут ставиться обычным образом, как в отсутствие вибраций. При записи этих условий учтем наличие на поверхности касательной термокапиллярной силы Марангони, обусловленной температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения $\alpha(T)$: $\sigma_{n\tau} = \nabla_\tau \alpha$, где k_τ и ∇_τ — касательные к свободной поверхности компоненты вектора оси вибраций и градиента, $\sigma_{n\tau}$ — касательная компонента тензора вязких напряжений, вычисленного по осредненному полю скорости.

3. Конвективные течения в цилиндрической жидкой зоне в вибрационном поле. Постановка задачи. Рассмотрим конвективное течение неоднородно нагретой жидкости в цилиндрической жидкой зоне под действием высокочастотных аксиальных вибраций. Введем цилиндрическую систему координат таким образом, что значения $z = \pm L$ соответствуют основаниям зоны, а $r = R$ — свободной поверхности. Будем предполагать, что основания зоны колеблются синхронно. Ограничимся случаем слабой неизотермичности. В этом случае можно воспользоваться упрощенным вариантом уравнений (1.7)—(1.10), также сформулированным в [3]

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} - \frac{1}{4} \beta b^2 \omega^2 (\mathbf{W} + k)^2 \nabla T = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla T = \chi \Delta T, \operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad (3.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{W} = 0, \operatorname{div} \mathbf{W} = 0 \quad (3.3)$$

Рассмотрим конвективные течения в жидкой зоне в условиях невесомости и ограничимся случаем недеформируемой в среднем свободной поверхности жидкости (расплава). Поверхности раздела жидкость — твердое тело (расплав — кристалл) считаются плоскими. Будем рассматривать только осесимметричные решения, в которых отличны от нуля лишь радиальные (W_r, u_r) и осевые (W_z, u_z) компоненты пульсационной и осредненной скорости.

Для касательной (радиальной) компоненты осредненной скорости на колеблющихся поверхностях раздела расплав — кристалл ставятся условия Шлихтинга; а нормальные компоненты пульсационной и осредненной скорости равны нулю

$$u_r = -\frac{1}{4} b^2 \omega \left(3W_r \frac{\partial W_r}{\partial r} + \frac{2}{r} W_r^2 \right) \quad (3.4)$$

$$W_z = 0, u_z = 0 \quad (3.5)$$

На недеформируемой в среднем свободной цилиндрической поверхности расплава ставятся: условие обращения в нуль пульсаций давления, условие исчезновения нормальной компоненты осредненной скорости и условие Марангони для касательных напряжений

$$W_z = -1, u_r = 0, \eta \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\alpha_r' \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.6)$$

Основания зоны $z = \pm L$ предполагаются изотермическими, а на свободной боковой поверхности ставится условие теплообмена с внешней средой

$$T = T_m; \frac{\partial T}{\partial r} = -\varepsilon (T - T_a) \quad (3.7)$$

Здесь ε — эффективный коэффициент теплоотдачи, а T_a — температура внешней среды; ее зависимость от осевой координаты моделирует наличие кольцевого нагревателя

$$T_a(z) = T_m + \Theta \exp(-z^2/d^2)$$

Удобно ввести функцию тока ψ и завихренность Ω для осредненного течения и записать уравнения в терминах ψ, Ω, T

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Omega \right) + \quad (3.9)$$

$$+ \frac{\operatorname{Ra}_v}{\operatorname{Pr}} \left(\frac{\partial E}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial E}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \Omega + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{\operatorname{Pr}} \Delta T \quad (3.10)$$

$$\Omega = -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right), E = W^2 \quad (3.11)$$

Уравнения для пульсационной скорости удобно переписать, введя потенциал пульсационного поля в лабораторной системе отсчета

$$\Delta \Phi = 0, \mathbf{W} = \nabla \Phi - \mathbf{k} \quad (3.12)$$

Граничные условия на свободной поверхности расплава

$$\psi = 0, \quad \Omega = \frac{Ma}{Pr} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = -Bi (T - T_a), \quad T_a = \exp\left(-\frac{z^2}{D^2}\right) \quad (3.13)$$

$$\Phi = 0 \quad (r = 1)$$

На твердых колеблющихся поверхностях раздела расплав — кристалл, при $z = \pm 1$

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = Re_p \frac{\partial \Phi}{\partial r} \left(3r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right), \quad \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 1 \quad (z = \pm 1) \quad (3.14)$$

Уравнения (3.9)—(3.12) и граничные условия (3.13)—(3.14) записаны в безразмерном виде. В качестве единиц измерения длины, времени, скорости, температуры и давления использованы соответственно R , R^2/ν , ν/R , Θ , $\rho\nu\chi/R$, в качестве начала отсчета температуры взята величина T_m .

Задача содержит безразмерные параметры

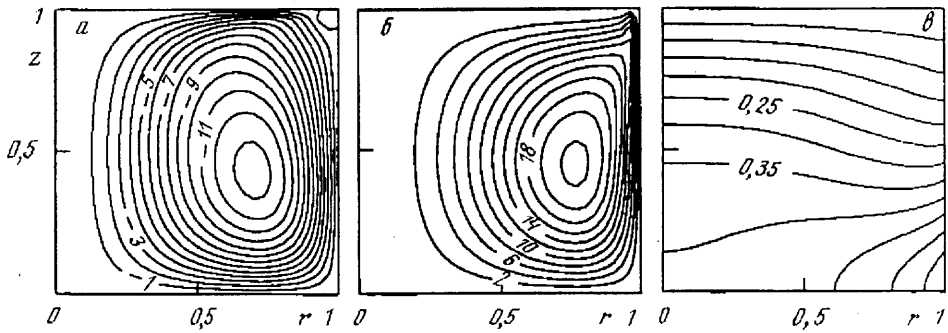
$$Ra_v = \frac{\beta}{4\nu\chi} \Theta b^2 \omega^2 R^2, \quad Re_p = \frac{b^2 \omega}{4\nu}, \quad Ma = \frac{\alpha_T'}{\eta\chi} \Theta R$$

$$Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Bi = \frac{\varepsilon \sigma * T_m^3 R}{\chi}, \quad \frac{L}{R}, \quad D = \frac{d}{R}$$

Здесь Ra_v — вибрационный аналог числа Рэлея, характеризующий интенсивность объемной генерации осредненных течений за счет термической неоднородности плотности, Re_p — пульсационное число Рейнольдса, характеризующее интенсивность шликтинговских течений, Ma — число Марангони, Pr — число Прандтля, Bi — число Био, L/R — отношение сторон и D — параметр, характеризующий ширину кольцевого нагревателя.

Задача решалась численно методом конечных разностей. Задача для определения пульсационного поля отщепляется и может быть решена независимо, структура пульсационного поля полностью определяется геометрией и законом вибраций. По этой причине последовательность вычислений была следующей: вначале путем решения уравнения Лапласа для потенциала пульсаций (3.12) с граничными условиями (3.13), (3.14) находилось пульсационное поле, затем путем решения уравнений (3.9)—(3.11) с граничными условиями (3.13), (3.14) с заданным потенциалом пульсаций вычислялись осредненные поля завихренности, функции тока и температуры. При этом использовалась неявная схема продольно-поперечной прогонки, а уравнение Пуассона для функции тока (как и уравнение Лапласа для потенциала пульсаций) решалось методом последовательной верхней релаксации. Основные расчеты проводились на сетке 30×60 .

Как видно из (3.13), (3.14), величина $\partial\Phi/\partial z$ на свободной поверхности обращается в нуль, в то время как на твердых колеблющихся основаниях зоны $\partial\Phi/\partial z$ отлично от нуля. Таким образом, на линии контакта свободной поверхности и оснований зоны эти условия оказываются несогласованными, что приводит к неаналитичности решения вблизи этой линии. Физически это означает, что если отсутствуют какие-либо сдерживающие механизмы, то высокочастотные вибрации твердых оснований будут приводить к большим скоростям пульсационного движения вблизи свободной поверхности, при неограниченном нарастании ω эти скорости также будут неограниченно нарастать. В действительности, однако, при достаточно больших скоростях пульсационного движения вступят в силу ограничивающие факторы, которые в обычных условиях, т. е. вдали от линии контакта, малы. В случае, когда имеется сцепление жидкости с острой кромкой основания зоны, одним из таких сдерживающих факторов является поверхностное



Фиг. 1

натяжение. Именно этот фактор ограничения пульсационных скоростей вблизи кромки использовался в настоящей работе. Удерживая слагаемое с поверхностным натяжением в главном порядке условия баланса нормальных напряжений, вместо условия отсутствия пульсационного давления (3.13) имеем

$$\Phi = \Sigma \frac{\partial^2 W_r}{\partial z^2}, \quad \Sigma = \frac{\alpha}{\rho \omega^2 R^3} \quad (3.15)$$

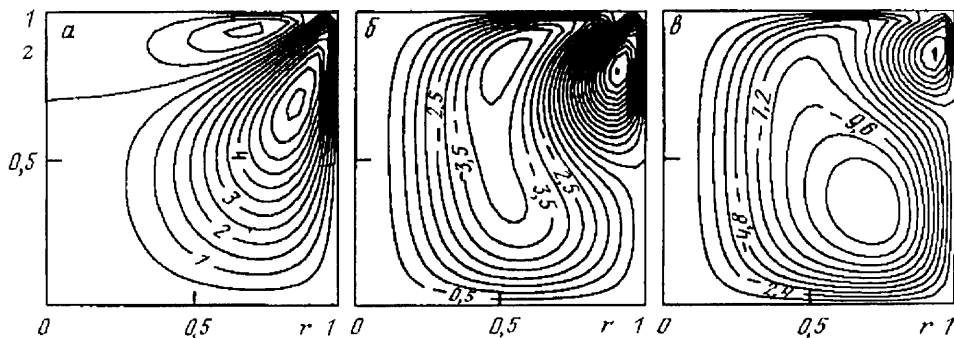
где Σ — капиллярный параметр. При выводе формулы (3.15) использовано кинематическое соотношение. Условие (3.15) допускает существование высокочастотной капиллярной ряби, позволяющей эффективно отводить энергию из зоны контакта свободной поверхности и колеблющегося тела.

4. Конвективные течения в вибрационном поле. Численные результаты. Вычисления проводились при фиксированных значениях чисел Прандтля и Био, отношения длины зоны к ее радиусу, параметра D и капиллярного параметра: $Pr = 0,02$, $Bi = 2$, $L/R = 1$, $D = 0,5$, $\Sigma = 10^{-3}$. Параметры Ma , Ra_v , Re_p варьировались.

Для малых значений определяющих параметров, когда реализуется ползущее течение, из симметрии уравнений и граничных условий относительно плоскости $z = 0$ следует симметрия решений. С ростом параметров, т. е. с увеличением относительной роли нелинейных членов, в результате бифуркации могло бы произойти нарушение симметрии. Однако проверочные расчеты, проведенные для отдельных значений параметров, показали, что симметрия решений сохраняется и при достаточно больших значениях параметров. По этой причине основные расчеты проводились в половине зоны с заданием условий симметрии при $z = 0$.

Обсудим сначала результаты, полученные для случая, когда термокапиллярный эффект на свободной границе отсутствует ($Ma = 0$). В этом случае действуют два вибрационных механизма генерации осредненного течения. Первый из них, шлихтинговский механизм изотермический, т. е. может приводить к генерации осредненного течения даже в изотермическом случае. Действие этого механизма основано на генерации осредненного течения в стоксовском слое, связанной с неоднородностью завихренности пульсационного поля. На фиг. 1, а приведен пример линий течения осредненного течения, вызванного действием шлихтинговского механизма, в отсутствие других механизмов генерации осредненного течения ($Ma = 0$, $Ra_v = 0$). Изолинии функции тока и изотермы для случая термовибрационной конвекции в отсутствие шлихтинговских течений: $Re_p = 0$, $Ra_v = 10^4$ приведены на фиг. 1, б и в.

Течение Шлихтинга имеет вид двух симметрично расположенных вихрей, формирующихся вблизи колеблющихся твердых поверхностей и распространяющихся при увеличении Re_p в глубь жидкости. Направление движения, как и в случае плоских шлихтинговских течений, соответствует движению жидкости вдоль колеблющейся твердой поверхности из областей с меньшей плотностью пульсационной энергии в области с большей плотностью.



Фиг. 2

На фиг. 1, б изображены линии тока осредненного течения, вызванного действием объемного вибрационного механизма генерации осредненного течения (термовибрационно-конвективное течение) в отсутствие шлихтинговского механизма и термокапиллярного эффекта.

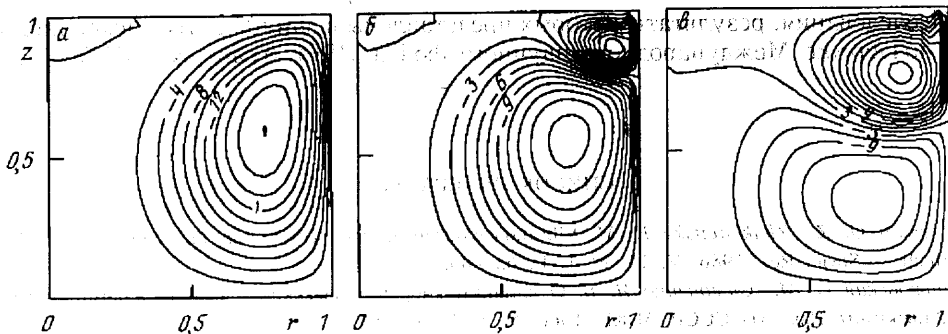
Течение имеет вид двух симметричных вихрей с направлением циркуляции жидкости, противоположным тому, которое соответствует шлихтинговскому течению. Деформация температурного поля термовибрационным течением такова, что практически во всей области линии равной плотности (в рассматриваемом случае это изотермы) становятся ориентированными перпендикулярно оси вибраций (см. фиг. 1, в). Как отмечалось в [6, 7], в реальном технологическом эксперименте это может приводить к уплощению поверхности раздела расплав — кристалл.

Фигура 2 позволяет проследить за развитием структуры осредненного течения при совместном действии обоих вибрационных механизмов. Здесь $Ra_v = 10^3$: а — $Re_p = 40$, б — $Re_p = 100$, в — $Re_p = 200$.

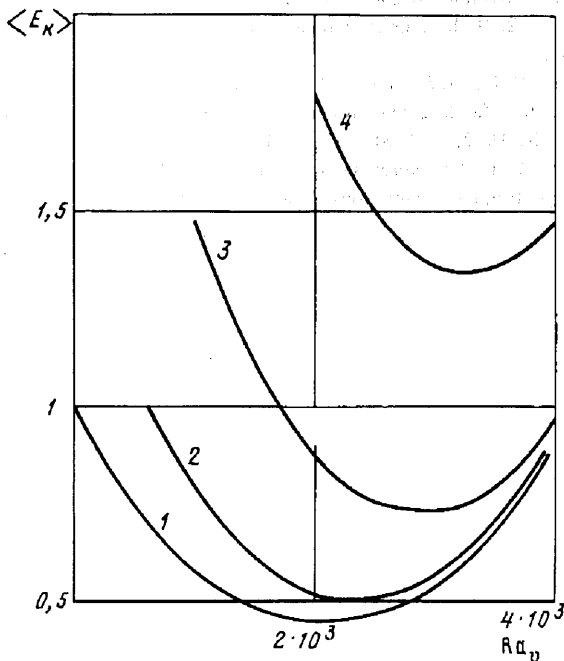
Как и следовало ожидать, поскольку течения, вызванные действием двух названных вибрационных механизмов, имеют разное направление, то имеет место конкуренция этих механизмов. Если при фиксированном вибрационном числе Рэлея постепенно увеличивать параметр Шлихтинга, то при малых значениях Re_p структура результирующего течения оказывается близкой к чисто термовибрационной. С увеличением Re_p роль шлихтинговского механизма возрастает, вблизи твердых оснований появляются области, занятые шлихтинговскими вихрями. С дальнейшим ростом Re_p размеры областей, занятых шлихтинговскими вихрями растут, а термовибрационные вихри вытесняются в области вблизи свободной поверхности.

При наличии термокапиллярного эффекта на свободной поверхности имеет место взаимодействие трех механизмов генерации осредненного течения. Поскольку течение, индуцируемое термокапиллярными силами, имеет то же направление, что и шлихтинговское течение, и противоположно по направлению термовибрационному течению, то структура результирующего течения может быть достаточно сложной.

На фиг. 3 изображены линии тока осредненного течения, вызванного совместным действием термовибрационного и термокапиллярного механизмов в отсутствие шлихтинговского механизма ($Re_p = 0$): $Ma = 100$; а — $Ra_v = 4 \cdot 10^2$, б — $Ra_v = 4 \cdot 10^3$, в — $Ra_v = 10^4$. В этом случае при малых значениях Ra_v термокапиллярный механизм играет определяющую роль, структура течения и его интенсивность практически не отличаются от тех, что получаются в отсутствие вибраций (фиг. 3, а). С ростом Ra_v роль вибраций возрастает, термокапиллярные вихри вытесняются термовибрационными из областей вблизи линии контакта свободной поверхности и оснований зоны, происходит взаимное ослабление термокапиллярного и термовибрационного течений (фиг. 3, б). При еще больших



Фиг. 3



Фиг. 4

значениях Ra_v , преобладающим становится термовибрационное течение, термокапиллярные вихри полностью оттесняются от оснований в центральную часть зоны (фиг. 3, в).

На фиг. 4 изображены зависимости суммарной кинетической энергии движения от вибрационного числа Рэлея при $Ma = 100$. Здесь 1 — $Re_p = 0$, 2 — $Re_p = 40$, 3 — $Re_p = 100$, 4 — $Re_p = 200$; $\langle E_k \rangle = E_k / E_k (Ra_v = 0, Re_p = 0)$.

В отсутствие шлихтинговских течений в некотором интервале значений Ra_v возможно частичное подавление термокапиллярного течения с помощью вибраций.

Расчеты, выполненные при $Ma = 100$ и ненулевых значениях параметра Шлихтинга, показали, что увеличение Re_p ведет к ослаблению эффекта подавления (фиг. 4, кривые 2, 3). При некотором значении Re_p подавление становится невозможным, а при дальнейшем увеличении Re_p вклад шлихтинговского механизма становится настолько большим, что суммарная кинетическая энергия течения при всех Ra_v превышает ту, что получается в случае чисто термокапиллярного течения (фиг. 4, кривая 4).

Исследования, результаты которых представлены в данной статье, выполнялись при поддержке Международного научного фонда (ISF) (грант № MF 5000).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gershuni G. Z., Zhukhovitsky E. M.* Vibration-induced thermal convection in weightlessness//Fluid Mech. — Soviet Res. 1986. V. 15. № 1. P. 63—80.
2. *Зеньковская С. М., Симоненко И. Б.* О влиянии вибраций высокой частоты на возникновение конвекции//Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51—55.
3. *Lyubimov D. V.* Thermovibrational flows in a fluid with a free surface//Microgravity Quarterly. 1994. V. 4. № 1.
4. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 528 с.
5. Физическая акустика. Т. 2. Ч. Б. Свойства полимеров и нелинейная акустика/Под ред. Мезона У. М.: Мир, 1969. 420 с.
6. *Gershuni G. Z., Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Roux B.* Coupled thermovibrational and thermocapillary convection in liquid bridge (floating zone system)//Proc. VIII Eur. Symp. on Materials and Fluid Sci. in Microgravity, Brussels. 1992, ESA SP-333, V. 1. P. 117—122.
7. *Birikh R. V., Briskman V. A., Chernatyński V. I., Roux B.* Control of thermocapillary convection in a liquid bridge by high frequency vibrations//Microgravity Quarterly. 1993. V. 3. № 1. P. 23—28.

Пермь
Марсель (Франция)

Поступила в редакцию
5.I.1994