

УДК 536.25+662.4

**НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕРМОВИБРАЦИОННОЙ
КОНВЕКЦИИ
В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОЙ
ЖИДКОСТИ**

Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий,
А. К. Колесников*, Б. И. Мызникова**

Пермский государственный университет им. А. М. Горького, 614600 Пермь

**Пермский государственный педагогический университет, 614600 Пермь*

***Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614061 Пермь*

Рассмотрена конечно-амплитудная конвекция в плоском горизонтальном слое экзотермической жидкости при наличии статического поля тяжести и продольной высокочастотной вибрации. Изучены нелинейные режимы, возникающие после потери устойчивости. Применен численный метод конечных разностей. Определены формы течений, нелинейные характеристики гидродинамики и теплообмена. Построены карты режимов для суперпозиции термовибрационного и термогравитационного механизмов возбуждения. Показано, что интенсификация теплообмена за счет развитой конвекции приводит к понижению температуры жидкости и повышению порога теплового взрыва.

Если полость вместе с содержащейся в ней жидкостью совершает линейные гармонические колебания вдоль некоторого направления, то при наличии пространственной неоднородности температуры в жидкости возбуждается осредненное конвективное движение. Указанный термовибрационный механизм тепловой конвекции действует даже в отсутствие статического поля тяжести, т. е. в условиях полной невесомости [1, 2]. При наличии статического поля тяжести и вибрации полости возникает конвективное движение, порождаемое действующими одновременно механизмами возбуждения — термогравитационным и термовибрационным. В случае высоких частот и малых амплитуд вибрации возможно описание осредненных течения и полей температуры и давления на основе уравнений, получаемых из обычных уравнений конвекции Буссинеска с помощью метода осреднения.

Проведенный в [1, 2] анализ показал, что при определенных условиях (геометрия, направления градиента температуры и оси вибрации) возможно механическое квазиравновесие, т. е. такое состояние, когда осредненное течение отсутствует, но имеет место пульсационное течение жидкости. Теоретический анализ квазиравновесных состояний и их устойчивости в условиях невесомости и при наличии статического поля тяжести проведен в [1–5]. Библиография, относящаяся к вибрационно-конвективным течениям, может быть найдена в [6, 7]. Сошлемся здесь также на результаты экспериментов по вибрационно-конвективной устойчивости [8, 9], которые хорошо согласуются с теорией.

Вибрационно-конвективные течения в жидкости могут быть генерированы и в том случае, когда пространственная неоднородность температуры создается за счет внутренних источников тепла. В [10–12] исследуется линейная устойчивость механического равновесия в плоском горизонтальном слое при наличии в жидкости однородно распределенных внутренних источников тепла. Работы [11, 13, 14] посвящены численному исследованию вторичных конвективных режимов, возникающих в вибрирующем горизонтальном слое, после потери устойчивости механического

квазиравновесия. Теоретические результаты, относящиеся к устойчивости равновесия в горизонтальном слое, подтверждены экспериментально [15].

Специфическая ситуация возникает в случае, когда внутреннее тепловыделение обусловлено протеканием в жидкости экзотермической реакции. Анализ линейной теории вибрационно-конвективной устойчивости механического равновесия проведен в работе [16], где определены характеристики конвективной устойчивости и показано, что в случае продольной вибрации равновесие может оказаться конвективно неустойчивым в области $Fk < Fk_*$, где Fk — параметр Франк-Каменецкого, а Fk_* — его предельное значение, соответствующее порогу теплового взрыва.

В настоящей работе численно исследуются нелинейные надкритические режимы вибрационной конвекции, возникающей в плоском горизонтальном слое экзотермически реагирующей жидкости в результате неустойчивости равновесия. Изучаются характеристики нелинейных режимов. Основное внимание уделяется эффекту увеличения порогового значения параметра Fk_* в результате интенсификации теплообмена под действием надкритической конвекции.

Постановка задачи и основные уравнения. Бесконечный в горизонтальных направлениях плоский слой жидкости ограничен твердыми изотермическими плоскостями $z = 0$ и $z = h$, которые поддерживаются при постоянной температуре T_0 . В жидкости протекает экзотермическая реакция нулевого порядка с тепловыделением, подчиняющимся закону Аррениуса:

$$Q = Q_0 k_0 \exp(-E/RT). \quad (1)$$

Здесь Q — тепловыделение на единицу объема; T — температура; E — энергия активации; R — газовая постоянная; Q_0 и k_0 — постоянные параметры закона (1). Тепловыделение (1) приводит к пространственной неоднородности температуры в слое, что служит причиной возникновения конвекции в гравитационном поле с ускорением силы тяжести $\vec{g}(0, 0, -g)$ и в вибрационном поле с осью вибрации, направленной вдоль горизонтальной оси x , единичный вектор вдоль оси вибрации $\vec{n}(1, 0, 0)$. Считаем, что частота вибрации Ω высока, а амплитуда смещения b мала. Используем уравнения для осредненных полей в системе отсчета, связанной с колеблющимся слоем и жидкостью:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + g\beta T \vec{\gamma} + \varepsilon (\vec{w} \nabla) (T \vec{n} - \vec{w}), \\ \operatorname{div} \vec{v} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{w} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{w} = \nabla T \times \vec{n}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T &= \chi \Delta T + \frac{k_0 Q_0}{\rho c_p} \exp\left[-\frac{E}{R(T_0 + T)}\right], \end{aligned} \quad (2)$$

где \vec{v} — скорость; T — температура, отсчитываемая от своего значения на горизонтальных границах; p — давление, отсчитываемое от гидростатического, — осредненные значения, медленно меняющиеся со временем (с характерным временем, большим по сравнению с периодом вибраций); \vec{w} — дополнительная, медленная переменная (соленоидальная часть векторного поля $T \vec{n}$, она же с точностью до постоянного множителя есть медленно меняющаяся со временем амплитуда осцилляционной компоненты скорости); $\varepsilon = (\beta b \Omega)^2 / 2$ — размерный параметр, определяющий вибрационное воздействие в предельном случае высоких частот и малых амплитуд.

Запишем систему (2) в безразмерной форме на основе следующего выбора единиц: h — для длины, h^2/ν — для времени, χ/h — для скорости, RT_0^2/E — для температуры и поля \vec{w} , $\rho\nu\chi/h^2$ — для давления. Сохраняя

для безразмерных полей прежние обозначения, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Ra}_q T \vec{\gamma} + \text{Ra}_v (\vec{w} \nabla) (T \vec{n} - \vec{w}), \\ \text{div} \vec{v} &= 0, \quad \text{div} \vec{w} = 0, \quad \text{rot} \vec{w} = \nabla T \times \vec{n}, \\ \text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T &= \Delta T + \text{Fk} \exp(T). \end{aligned} \quad (3)$$

Последнее уравнение системы (3) упрощено в предположении малости параметра RT_0/E (метод разложения экспоненты см. в [17]). Введем безразмерные параметры задачи: число Рэлея Ra_q и его вибрационный аналог Ra_v , число Прандтля Pr и параметр Франк-Каменецкого Fk , которые определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{Ra}_q &= \frac{g\beta h^3}{\nu\chi} \frac{RT_0^2}{E}, \quad \tilde{\text{Ra}}_v = \frac{\varepsilon h^2}{\nu\chi} \left(\frac{RT_0^2}{E} \right)^2, \\ \text{Pr} &= \frac{\nu}{\chi}, \quad \text{Fk} = \frac{k_0 Q_0 E h^2}{\rho c_\rho \chi RT_0^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Запишем граничные условия. Горизонтальные границы слоя — твердые и изотермические. Кроме того, на них обращается в нуль нормальная составляющая пульсационной скорости. Таким образом,

$$z = 0, \quad z = 1: \quad \vec{v} = 0, \quad T = 0, \quad w_z = 0. \quad (5)$$

Кроме того, предполагаются выполненными условия замкнутости осредненного и пульсационного потоков (равенство нулю расходов через любое сечение слоя).

Механическое квазиравновесие и его линейная устойчивость.

Из общих уравнений (3) можно получить необходимые условия существования механического квазиравновесия. Для этого нужно в (3) положить $\vec{v} = 0$ (отсутствует осредненное течение), $\partial/\partial t = 0$ и $T = \Theta_0$, $p = p_0$ и $\vec{w} = \vec{w}_0$ (Θ_0 , p_0 и \vec{w}_0 — распределения температуры, давления и осцилляционной скорости в квазиравновесии). Из (3) находим

$$\begin{aligned} \nabla \Theta_0 \times [\text{Ra}_q \vec{\gamma} - \text{Ra}_v \nabla (\vec{w}_0 \vec{n})] &= 0, \quad \Delta \Theta_0 = -\text{Fk} \exp \Theta_0, \\ \text{div} \vec{w}_0 &= 0, \quad \text{rot} \vec{w}_0 = \nabla \Theta_0 \times \vec{n} \end{aligned} \quad (6)$$

с соответствующими граничными условиями. В рассматриваемом случае горизонтального слоя механическое квазиравновесие существует; в этом состоянии \vec{w}_0 имеет единственную отличную от нуля составляющую $w_{0x} = w_0(z)$, направленную вдоль оси вибраций x , а Θ_0 и p_0 зависят только от поперечной координаты z . Для Θ_0 имеем классическую одномерную задачу Франк-Каменецкого о тепловом взрыве [17]:

$$\Theta_0' + \text{Fk} \exp \Theta_0 = 0; \quad \Theta_0(0) = \Theta_0(1) = 0, \quad (7)$$

а $w_0(z) = \Theta(z)$.

Стационарное решение задачи (7) при наличии источников тепла типа Аррениуса существует, как известно, в области $\text{Fk} \leq \text{Fk}_* = 3,514$. Значение Fk_* определяет порог теплового взрыва. В области $\text{Fk} \leq \text{Fk}_*$ существуют два стационарных режима, причем только низкотемпературный является устойчивым в смысле теплопроводности. Если же среда подвижна (жидкость, газ), то в поле тяжести и в вибрационном поле даже низкотемпературный режим может оказаться неустойчивым в смысле возникновения конвекции при достаточно больших значениях режимных параметров Ra_q и Ra_v .

Исследование линейной конвективной устойчивости стационарного квазиравновесного режима сводится к изучению эволюции малых возмущений T' , p' , \bar{w} и \bar{v}' . В [2] показано, что в более простом случае, когда вибрационно-конвективная неустойчивость возникает под действием внешней разности температур, наиболее опасны плоские возмущения, у которых $v_y = 0$ и $\partial/\partial y = 0$. Можно подумать, что и в данном случае наиболее опасными будут возмущения такой структуры. Если ввести нормальные моды вида $\exp(-\lambda t + ikx)$, то спектральную задачу можно сформулировать в терминах амплитуд вертикальных компонент осредненной скорости v и осцилляционной скорости w , а также возмущения температуры θ . Для этих переменных получается система линейных однородных обыкновенных дифференциальных уравнений восьмого порядка

$$\begin{aligned} -\lambda \Delta v &= \Delta^2 v - k^2 Ra_q \theta - Ra_v \Theta'_0 (ikw' - k^2 \theta), \\ -\lambda Pr \theta &= \Delta \theta - \Theta'_0 v + Fk \theta \exp \Theta_0, \quad \Delta w = -ik\theta', \quad (\Delta = d^2/dz^2 - k^2) \end{aligned} \quad (8)$$

с однородными граничными условиями

$$z = 0; \quad z = 1: \quad v = v' = 0, \quad w = 0, \quad \theta = 0. \quad (9)$$

В качестве собственного значения спектральной амплитуды задачи (8), (9) выступает характеристический декремент нормальных возмущений λ , зависящий от всех параметров задачи:

$$\lambda = \lambda(Ra_q, Ra_v, Fk, Pr, k). \quad (10)$$

Численное решение задачи (8), (9) проведено в работе [16]. Как показывает анализ, конвективная неустойчивость квазиравновесия в рассматриваемом случае связана с развитием монотонных возмущений, и граница устойчивости определяется условием $\lambda = 0$. Отсюда, если считать, например, режимным параметром Ra_q , находится его критическое (с точки зрения устойчивости) значение, зависящее от остальных параметров.

При фиксированных Fk и Ra_v находится нейтральная кривая на плоскости (k, Ra_q) . Минимальное значение $Ra_{q \min}$ дает порог неустойчивости, а соответствующее значение k_{\min} определяет длину волны наиболее опасного возмущения (положение критической точки для монотонных возмущений не зависит от Pr). Некоторые результаты определения критических характеристик по данным работы [16] воспроизведены на рис. 1. При отсутствии вибрации (кривая 1) граница конвективной устойчивости обусловлена только термогравитационным механизмом и совпадает с найденной ранее [18, 19]. Подключение дополнительного термовибрационного механизма приводит к дестабилизации, причем, появляется,

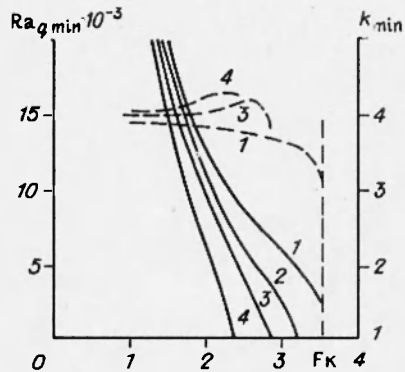


Рис. 1. Характеристики неустойчивости квазиравновесия в зависимости от Fk .

Ra_v : 1 — 0, 2 — $5 \cdot 10^3$, 3 — 10^4 , 4 — $2 \cdot 10^4$.

как видно, интервал неустойчивости в области $Fk < \bar{F}k_*$, где равновесие в смысле теплопроводности устойчиво.

Нелинейные режимы. Формулировка задачи. Для описания вторичных нелинейных режимов, развивающихся в результате неустойчивости механического квазиравновесия, необходимо возвратиться к полной нелинейной системе (3). Запишем двумерный вариант этой задачи, полагая, что в результате неустойчивости относительно плоских возмущений

развивается плоский нелинейный режим.

Введем функции тока ψ и F соответственно для осредненной и пульсационной компонент скорости \bar{v} и \bar{w} :

$$v_x = -\frac{\partial\psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{\partial\psi}{\partial x}; \quad w_x = -\frac{\partial F}{\partial z}, \quad w_z = \frac{\partial F}{\partial x} \quad (11)$$

и запишем общие уравнения и граничные условия в терминах функций тока ψ и F и температуры T :

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Delta\psi}{\partial t} + \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \frac{\partial\Delta\psi}{\partial z} - \frac{\partial\psi}{\partial z} \frac{\partial\Delta\psi}{\partial x} \right) &= \\ &= \Delta\Delta\psi + Ra_q \frac{\partial T}{\partial x} + Ra_v \left(\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial^2 F}{\partial z \partial x} \frac{\partial T}{\partial z} \right), \\ Pr \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial\psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} \right) &= \Delta T + Fk \exp T, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Delta F = -\frac{\partial T}{\partial z} \left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right);$$

$$z = 0, \quad z = 1: \quad \psi = \partial\psi/\partial z = 0, \quad T = 0, \quad F = 0. \quad (13)$$

Неустойчивость квазиравновесия связана с нормальными возмущениями, периодическими вдоль выделенной горизонтальной оси x . Это дает основание ожидать, что вторичные режимы также будут обладать периодичностью вдоль x . В соответствии с этим будем искать решение задачи в прямоугольной области $\{0 \leq x \leq L, 0 \leq z \leq 1\}$ с условиями (13) на горизонтальных границах и условиями периодичности на вертикальных:

$$f(L, z) = f(0, z), \quad (14)$$

где L — период, а f — любое из искомым полей.

Для численного решения задачи применялся метод конечных разностей. Использовалась схема продольно-поперечной прогонки метода дробных шагов. Выбиралась равномерная сетка, в основном 31×31 . В большинстве расчетов фиксировалось число $Pr = 1$ и $L = 1,5$. Это значение L соответствует волновому числу $k = 4,19$, что близко к критическому k_{\min} в широкой области меняющихся параметров, кроме окрестности предела теплового взрыва Fk_* .

Нелинейные режимы. Численные результаты. Рассмотрим сначала случай полной невесомости $Ra_q = 0$, когда конвективная неустойчивость может быть возбуждена лишь с помощью вибрационно-конвективного механизма. Режимным параметром при этом является Ra_v . Из линейной теории устойчивости [16] следует, что равновесие при малых Ra_v устойчиво во всем интервале $0 \leq Fk \leq Fk_*$. Конвекция возникает при некотором критическом значении $Ra_{v \min}$, зависящем от Fk . При увеличении Fk порог конвективной неустойчивости монотонно понижается. В области малых Fk имеет место асимптотика $Ra_{v \min} \sim 1/Fk^2$, при $Fk \rightarrow Fk_*$ критическое значение $Ra_{v \min}$ имеет конечный предел $Ra_{v \min} \rightarrow 1489$ (см. [16, рис. 1]).

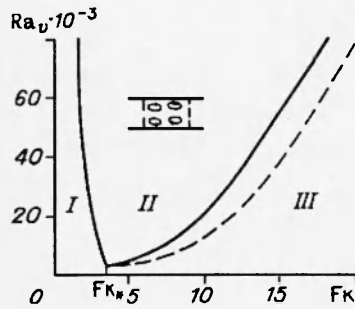


Рис. 2. Карта режимов на плоскости $Fk-Ra_v$; $Ra_q = 0$.
 $Pr=1$; — — — — — граница теплового взрыва для $Pr = 20$.

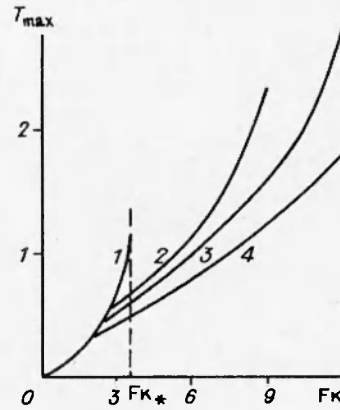


Рис. 3. Максимальная температура в зависимости от Fk .
 Ra_v : 1 — 0, 2 — $20 \cdot 10^3$, 3 — $40 \cdot 10^3$, 4 — $70 \cdot 10^3$.

Расчеты, проведенные на основе полной нелинейной системы (12) показывают, что в области устойчивости ($Fk < Fk_*$, $Ra_v < Ra_{v,m}$) все начальные возмущения затухают: в этой области существует только один притягивающий режим — соответствующий механическому квазиравновесию. Если $Fk < Fk_*$, но $Ra_v > Ra_{v,m}$, то начальное малое возмущение возрастает и устанавливается устойчивый вторичный стационарный режим термовибрационной конвекции. В этом режиме на длине периода устанавливается симметричное четырехвихревое течение, характерное для слоя с внутренним тепловыделением (см. [10, 11]). Область существования вторичного стационарного режима занимает при фиксированном $Ra_v > Ra_{v,min}$ некоторый интервал на оси Fk . Левая граница этого интервала практически совпадает с критической точкой, определяемой линейной теорией устойчивости равновесия. В критической точке от равновесия ответвляется вторичный стационарный режим, причем, согласно численным результатам, имеет место «мягкий» режим ответвления. Справа область существования вторичного стационарного режима ограничивается конечной точкой; если (при фиксированном Ra_v) увеличивать Fk , то в конечной точке наступает тепловой взрыв. Интересно подчеркнуть, что конечная точка расположена правее конечной точки Fk_* , соответствующей режиму теплопроводности.

Таким образом, можно построить карту режимов на плоскости $Fk-Ra_v$, приведенную на рис. 2. Символы I, II, III относятся соответственно к областям устойчивого квазиравновесия, вторичного стационарного режима термовибрационной конвекции (левая граница области совпадает с границей линейной устойчивости равновесия) и теплового взрыва.

Интересной характеристикой нелинейного режима является максимальная по области температура T_{max} . Эта характеристика в зависимости от Fk приведена на рис. 3 для нескольких значений Ra_v ($Ra_v = 0$ соответствует кривой Франк-Каменецкого, т. е. теплопроводному режиму). Как видно, с увеличением Ra_v , т. е. интенсивности термовибрационного течения, максимальная температура уменьшается. Ответвления от кривой Франк-Каменецкого происходят в точках потери устойчивости квазиравновесия.

Наиболее существенным результатом представляется заметное повышение порога теплового взрыва в режиме стационарной термовибрацион-

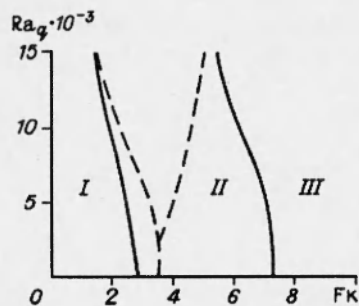


Рис. 4. Карта режимов на плоскости $Fk-Ra_q$; $Pr = 1$, $L = 1,5$.

— — $Ra_v = 10 \cdot 10^3$; - - - $Ra_v = 0$.

ной конвекции. Этот результат, так же, как и понижение максимальной температуры (по сравнению с теплопроводным режимом), вполне можно понять с физической точки зрения: сдвиг порога теплового взрыва и понижение максимальной температуры, очевидно, обусловлены интенсификацией теплоотдачи от слоя за счет развитой термовибрационной конвекции.

Границы областей на рис. 1 зависят, вообще говоря, от числа Pr и длины периода L как от параметров. Левая граница области стационарных режимов, как уже говорилось, совпадает с кривой потери устойчивости равновесия, а критическая точка в случае монотонной неустойчивости не зависит от Pr . Следовательно, левая граница области II не зависит от Pr . Граница же теплового взрыва (правая граница области II) зависит от Pr . Положение этой границы для $Pr = 20$ показано на рис. 2 штриховой линией. Таким образом, порог теплового взрыва увеличивается с ростом Pr в режиме стационарной термовибрационной конвекции.

Для оценки зависимости границ областей от параметра L проведены расчеты для $L = 2,5$. Сдвига левой границы области II не обнаружено, так как граница устойчивости почти вертикальная, а критическое волновое число k_{min} слабо зависит от Fk . На правой границе, как показали расчеты, при $L = 2,5$ на периоде укладываются две ячейки, т. е. возникает восьмивихревая структура с центральной вертикальной линией симметрии. Так что структура, возникающая при $L = 2,5$, в сущности, соответствует $L = 1,25$, что близко к 1,5 и практически не отражается на положении правой границы области II.

Обратимся теперь к общему случаю, когда $Ra_q \neq 0$ и $Ra_v \neq 0$, т. е. действуют оба механизма возбуждения тепловой конвекции. Приведем здесь некоторые численные результаты, относящиеся к фиксированному значению $Ra_v = 10 \cdot 10^3$ ($Pr=1$ и $L = 1,5$). На рис. 4 приведена карта режимов на плоскости $Fk-Ra_q$. Как и на рис. 2, цифрами I, II, III отмечены соответственно области равновесия, стационарных нелинейных режимов конвекции и теплового взрыва. Левая граница области II совпадает с границей устойчивости квазиравновесия по линейной теории (см. рис. 1, 3). На правой границе стационарный конвективный режим разрушается вследствие теплового взрыва. Для сравнения штриховыми линиями указаны границы областей для случая отсутствия вибрации $Ra_v = 0$ [21], когда в области II стационарный режим имеет чисто термогравитационную природу.

Из рис. 4 виден эффект существенного «затягивания» порога теплового взрыва за счет конвекции, обусловленный термогравитационным и термовибрационными механизмами.

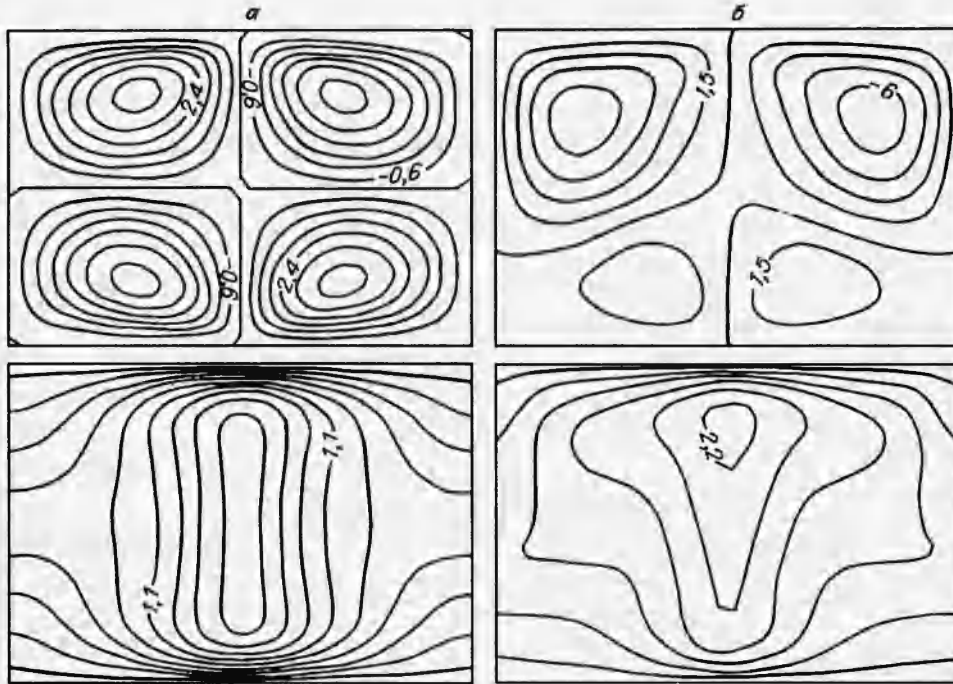


Рис. 5. Изолинии функции тока и изотермы для двух нелинейных стационарных режимов конвекции; $Pr=1$, $L = 1,5$, $Ra_v = 10 \cdot 10^3$, $Fk=6,5$, $Ra_q = 0$ (а) и $7 \cdot 10^3$ (б).

Структура конвективного течения в области II определяется соотношением параметров Ra_q и Ra_v . На рис. 5 изображены линии тока и изотермы для двух нелинейных режимов. В случае $Ra_q = 0$ (рис. 5,а) конвекция имеет термовибрационную природу, что видно по симметричной четырехвихревой структуре. Рис. 5,б соответствует довольно высокому значению Ra_q , когда преобладает термогравитационный механизм возбуждения. Это видно по структуре конвекции: наиболее интенсивные вихри с ростом Ra_q сосредотачиваются в верхней половине слоя, где имеется потенциально неустойчивая стратификация температуры.

В заключение отметим важную динамическую особенность конвективных режимов в случае взаимодействия обоих механизмов возбуждения конвекции. Вблизи границы теплового взрыва стационарные периодические режимы конвекции устойчивы относительно малых и неустойчивы относительно конечных возмущений. Если, определив стационарный режим при некоторых значениях параметров Fk и Ra_q , пытаться в численном эксперименте получить стационарный режим при других Fk и Ra_q методом «продолжения по параметру», то необходимо выбирать малые шаги как по Fk , так и по Ra_q . В противном случае в систему вносится конечное возмущение, и переходный процесс не приводит к новому стационарному состоянию — наступает тепловой взрыв. Точно так же для получения нового стационарного режима требуется выбирать достаточно малый шаг по времени. Все это, по-видимому, свидетельствует о том, что стационарные режимы вблизи границы теплового взрыва характеризуются малой областью притяжения в фазовом пространстве системы. В случае чисто термовибрационной и чисто термогравитационной конвекции эта особенность не замечена.

Исследования, результаты которых представлены в настоящей статье, выполнены при поддержке Международного научного фонда (грант № МФ 5000).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О свободной тепловой конвекции в вибрационном поле в условиях невесомости // Докл. АН СССР. 1979. Т. 249, № 3. С. 580–584.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О конвективной неустойчивости жидкости в вибрационном поле в невесомости // Изв. АН СССР, МЖГ. 1981. № 4. С. 12–19.
3. Браверман Л. М. К вопросу о вибрационно-конвективной неустойчивости плоского слоя жидкости в невесомости // Изв. АН СССР, МЖГ. 1984. № 6. С. 178–180.
4. Браверман Л. М. О некоторых типах вибрационно-конвективной неустойчивости плоского слоя жидкости в невесомости // Изв. АН СССР, МЖГ. 1987. № 5. С. 4–7.
5. Браверман Л. М., Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Колесников А. К., Шихов В. М. Новые результаты исследования вибрационно-конвективной неустойчивости: III Всесоюз. Семинар по гидромех. и тепло-массообмену в невесомости. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1984. С. 11–13.
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Вибрационная тепловая конвекция в невесомости // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. С. 86–105.
7. Chernatynsky V. I., Gershuni G. Z., Monti R. Transient regimes of thermovibrational convection in a closed cavity // Microgravity Quart. 1993. V. 3, N 1. P. 55–67.
8. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 4. С. 815–816.
9. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. О термоконвективной неустойчивости в вибрационном поле // Докл. АН СССР. 1988. Т. 299, № 2. С. 309–312.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Колесников А. К. Вибрационно-конвективная неустойчивость горизонтального слоя жидкости с внутренними источниками тепла // Изв. АН СССР, МЖГ. 1985. № 5. С. 3–7.
11. Gershuni G. Z., Zhukhovitsky E. M., Kolesnikov A. K., Yurkov Yu. S. Vibrational convection in a horizontal layer with internal heat sources // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1989. V. 32, N 12. P. 2319–2328.
12. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О вибрационно-конвективной неустойчивости горизонтального слоя тепловыделяющей жидкости // Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1988. С. 72–78.
13. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Нелинейные режимы вибрационной тепловой конвекции в горизонтальном слое с внутренними источниками тепла // Конвективные течения. Пермь: ПГПИ, 1989. С. 45–52.
14. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Конечно-амплитудная вибрационная конвекция в горизонтальном слое жидкости с внутренним тепловыделением // Моделирование в механике. 1990. Т. 4(21), № 1. С. 103–108.
15. Козлов В. Г., Шатунов С. Б. Экспериментальное исследование возникновения вибрационной конвекции в горизонтальном плоском слое жидкости с внутренним тепловыделением // Численное и экспериментальное моделирование гидродинамических явлений в невесомости. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1988. С. 79–84.
16. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Колесников А. К. Конвективная устойчивость горизонтального слоя реагирующей среды в высокочастотном вибрационном поле // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 5. С. 91–97.

17. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
18. **Merzhanov A. G., Shtessel E. A.** Free convection and thermal explosion in reactive systems // *Astronaut. Acta.* 1973. V. 18, N 3. P. 191-199.
19. **Jones D. R.** The dynamic stability of confined, exothermically reacting fluids // *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 1973. V. 16, N 1. P. 157-167.
20. **Gershuni G. Z., Zhukhovitsky E. M., Kolesnikov A. K., Myznikova B. I., Yurkov Yu. S.** On thermovibrational convection in an exothermal liquid in weightlessness // *Proc. Int. Symp. Hydromech. and Heat/Mass Transfer in Microgravity.* Gordon and Breach, 1992. P. 63-67.
21. **Еремин Е. А.** Численное исследование конечно-амплитудных движений и режимов теплопереноса в горизонтальном слое реагирующей жидкости // *Конвективные течения.* Пермь: ПГПИ, 1985. С. 3-10.

Поступила в редакцию 6/XII 1994 г.
