

УДК 536.25:532.529.2

КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ БИНАРНОЙ СМЕСИ В УСЛОВИЯХ ВИБРАЦИИ И ТЕРМОДИФФУЗИИ

Н. В. Гневанов, Б. Л. Смородин

Пермский государственный университет, 614990 Пермь

E-mail: smorodin@psu.ru

Изучена устойчивость плоскопараллельного течения неоднородно нагретой бинарной смеси, заполняющей вертикальный слой, находящийся в поле тяжести и высокочастотном вибрационном поле. Ось вибраций направлена вдоль слоя. Рассмотрен случай жестких, изотермических и непроницаемых для смеси границ слоя. Учтено влияние термодиффузии на эволюцию примеси и пороги устойчивости течения. Исследование проведено на основе уравнений для осредненных полей. В длинноволновом пределе применен асимптотический метод с использованием в качестве малого параметра волнового числа возмущений. При произвольных значениях волнового числа граница устойчивости определялась с помощью численного интегрирования. Построены карты устойчивости газовых и жидкостных бинарных смесей.

Ключевые слова: бинарная смесь, термическая диффузия, высокочастотные вибрации, неустойчивость течения.

Введение. Термовибрационной конвекцией принято считать комплекс явлений, связанных с возникновением регулярных течений в неоднородной жидкости под действием вибраций. Механизм неустойчивости, вызывающий подобное движение, проявляет себя даже в условиях невесомости [1]. Взаимодействие термогравитационного (рэлеевского) и вибрационного механизмов неустойчивости в однородной по составу жидкости рассмотрено в работе [2] для случая горизонтального слоя, а в [3] — для случая продольных вибраций наклонного слоя. Обнаружены области резонансной параметрической неустойчивости и изучены пространственно-временные свойства критических возмущений. В высокочастотном пределе, когда период вибраций мал по сравнению с характерными временами системы, резонансные эффекты отсутствуют, а для получения уравнений конвекции используется метод осреднения [4]. Амплитуда и частота вибраций при этом объединяются в единый параметр — высокочастотное вибрационное число Рэлея. Конвективная неустойчивость горизонтального слоя бинарной смеси под действием поперечных вибраций впервые рассмотрена в работе [5], где эффект термодиффузии не учитывался.

Проблема исследования конвекции в бинарных смесях и взаимовлияния движения жидкости и процессов термодиффузии возникает в различных технологических областях, например при разделении изотопов или разделении фракций в нефтехимической промышленности. Теория конвекции бинарных смесей использует приближение Буссинеска, учитывая диссипативные процессы диффузии и термодиффузии [6]. Неустойчивость бинарной смеси с термодиффузией, заполняющей плоский горизонтальный канал, ограниченный жесткими непроницаемыми границами, в поле продольных вибраций изучена в [7, 8].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке U.S. Civilian Research and Development Foundation (CRDF, N PE-009-0) и Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 04-01-96029, 05-01-00789).

В данной работе исследуется вибрационно-конвективная неустойчивость подъемно-опускного течения несжимаемой бинарной смеси с термодиффузией в вертикальном слое при наличии продольных высокочастотных гармонических вибраций.

Постановка задачи. Рассмотрим бинарную смесь нереагирующих компонентов, заполняющую пространство между вертикальными твердыми плоскопараллельными плоскостями $x = \pm h$ (вертикальный слой). Температуры границ постоянны: $T(\pm h) = \mp \Theta$. Ось z декартовой системы координат направлена вверх. Внешняя разность концентраций отсутствует, однако эффект термической диффузии (эффект Людвига — Соре [9]) приводит к установлению градиента концентрации в первоначально однородной смеси.

Запишем уравнение состояния смеси в виде

$$\rho = \bar{\rho}(1 - \beta_T T - \beta_C C),$$

где $\bar{\rho}$ — плотность смеси при некоторых средних значениях температуры и концентрации; T и C — отклонения температуры и концентрации соответственно от средних значений; β_T и β_C — коэффициенты объемного расширения жидкости и концентрационный коэффициент плотности. Рассматривая в качестве C отклонение концентрации легкого компонента, имеем $\beta_C > 0$.

Слой расположен в статическом поле тяжести $\mathbf{g} = g\boldsymbol{\gamma}$ ($\boldsymbol{\gamma}$ — единичный вектор) и поле вертикальных (вдоль оси z) гармонических вибраций с угловой частотой Ω и амплитудой b . Рассматривается предельный случай высокочастотных вибраций, период которых T_v много меньше гидродинамического, теплового и концентрационного (но не акустического) характерных времен системы:

$$T_v \ll \min [h^2/\nu, h^2/\chi, h^2/D].$$

Здесь ν , χ — кинематическая вязкость и температуропроводность жидкости; D — коэффициент диффузии.

Уравнения для осредненных \mathbf{v} и пульсационных \mathbf{w} полей скорости, температуры T , концентрации C получаются после стандартной процедуры осреднения [4] из уравнений конвекции в приближении Буссинеска. Используя в качестве масштаба расстояния h , времени — h^2/ν , скорости — $g\beta_T\Theta h^2/\nu$, температуры — Θ , концентрации — $\beta_T\Theta/\beta_C$, давления — $\rho g\beta_T\Theta h$, запишем осредненную систему уравнений в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + (T + C)\boldsymbol{\gamma} + \frac{\text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}}(\mathbf{w}\nabla)[(T + C)\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{w}], \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v}\nabla T) &= \frac{1}{\text{Pr}}\Delta T, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \\ \text{div } \mathbf{w} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{w} &= (\nabla T + \nabla C) \times \boldsymbol{\gamma}, \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v}\nabla C) &= \frac{1}{\text{Sc}}(\Delta C - \varepsilon\Delta T), \end{aligned} \quad (1)$$

где p — давление; $\text{Gr} = g\beta_T\Theta h^3/\nu^2$ — число Грасгофа; $\text{Ra}_v = b^2\beta_T^2\Omega^2\Theta^2 h^2/(2\nu\chi)$ — вибрационное число Рэлея; $\text{Pr} = \nu/\tilde{\chi}$ — число Прандтля; $\text{Sc} = \nu/D$ — число Шмидта; $\varepsilon = -\alpha\beta_C/\beta_T$ — параметр разделения смеси (параметр Соре).

В системе (1) в уравнение движения смеси включена дополнительная вибрационная сила, зависящая от пульсационной компоненты скорости \mathbf{w} , а также от температурной и концентрационной неоднородностей. В уравнении диффузии учитывается, что неоднородности концентрации могут возникать из-за неоднородностей температуры вследствие термодиффузии, интенсивность которой характеризуется параметром Соре ε . Знак этого параметра определяет направление потока вещества при термической диффузии. При

$\varepsilon > 0$ направление потока легкого компонента совпадает с градиентом температуры (нормальный эффект). При $\varepsilon < 0$ легкий компонент диффундирует против направления градиента температуры (аномальная термодиффузия).

На твердых, идеально теплопроводных и непроницаемых границах слоя должны выполняться условия отсутствия движения жидкости и потока вещества, а также постоянства температуры:

$$x = \pm 1: \quad \mathbf{v} = 0, \quad w_x = 0, \quad \frac{\partial C}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad T = \mp 1. \quad (2)$$

Конвективное течение предполагается замкнутым:

$$\int_{-1}^1 v_z(x) dx = 0. \quad (3)$$

Задача (1)–(3) имеет стационарное решение, описывающее плоскопараллельное течение с кубическим профилем осредненной скорости, постоянным осредненным давлением, линейными распределениями пульсационной скорости и осредненных температуры и концентрации:

$$\mathbf{v}_0 = (1 + \varepsilon)(x^3 - x)\boldsymbol{\gamma}/6, \quad p_0 = \text{const}, \quad T_0 = -x, \quad C_0 = -\varepsilon x, \quad \mathbf{w}_0 = -(1 + \varepsilon)x\boldsymbol{\gamma}. \quad (4)$$

Как видно из (4), амплитуда осредненной и пульсационной компонент скорости содержит множитель $(1 + \varepsilon)$, что приводит к увеличению скорости для случая нормальной термодиффузии ($\varepsilon > 0$) и уменьшению ее при $\varepsilon < 0$.

Рассмотрим устойчивость основного состояния (4) относительно малых возмущений:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \tilde{\mathbf{v}}, \quad T = T_0 + \tilde{T}, \quad C = C_0 + \tilde{C}, \quad p = p_0 + \tilde{p}, \quad \mathbf{w} = \mathbf{w}_0 + \tilde{\mathbf{w}}.$$

После линеаризации задачи вибрационной конвекции (1), (2) для малых возмущений получим следующую систему уравнений и граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v}_0 \nabla) \tilde{\mathbf{v}} + \text{Gr}(\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \mathbf{v}_0 &= -\nabla \tilde{p} + \Delta \tilde{\mathbf{v}} + (\tilde{T} + \tilde{C})\boldsymbol{\gamma} + \\ &+ \frac{\text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}} (\mathbf{w}_0 \nabla) ((\tilde{T} + \tilde{C})\boldsymbol{\gamma} - \tilde{\mathbf{w}}) + \frac{\text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}} (\tilde{\mathbf{w}} \nabla) ((T_0 + C_0)\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{w}_0), \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \text{Gr}(\mathbf{v}_0 \nabla) \tilde{T} + \text{Gr}(\tilde{\mathbf{v}} \nabla) T_0 &= \frac{1}{\text{Pr}} \Delta \tilde{T}, \\ \frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + \text{Gr}(\tilde{\mathbf{v}} \nabla) C_0 + \text{Gr}(\mathbf{v}_0 \nabla) \tilde{C} &= \frac{1}{\text{Sc}} (\Delta \tilde{C} - \varepsilon \Delta \tilde{T}), \\ \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad \text{div } \tilde{\mathbf{w}} = 0, \quad \text{rot } \tilde{\mathbf{w}} &= (\nabla \tilde{T} + \nabla \tilde{C}) \times \boldsymbol{\gamma}, \\ x = \pm 1: \quad \tilde{\mathbf{v}} = 0, \quad \tilde{T} = 0, \quad \tilde{w}_x = 0, \quad \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Сначала исследуем устойчивость основного состояния (4) относительно плоских возмущений: $\tilde{\mathbf{v}} = (v_x(x, z, t), 0, v_z(x, z, t))$, $\tilde{\mathbf{w}} = (w_x(x, z, t), 0, w_z(x, z, t))$, $\tilde{T}(x, z, t)$, $\tilde{C}(x, z, t)$, $\tilde{p}(x, z, t)$. Введем вместо полей осредненной и пульсационной компонент скорости функции тока ψ и F

$$\tilde{\mathbf{v}} = \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z}, 0, \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad \tilde{\mathbf{w}} = \left(-\frac{\partial F}{\partial z}, 0, \frac{\partial F}{\partial x} \right)$$

и будем искать решение в виде нормальных мод:

$$\begin{pmatrix} \psi(x, z, t) \\ F(x, z, t) \\ \tilde{T}(x, z, t) \\ \tilde{C}(x, z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi(x) \\ f(x) \\ \theta(x) \\ \xi(x) \end{pmatrix} \exp(-\lambda t + ikz). \quad (6)$$

Здесь k — волновое число; λ — декремент; $\varphi(x)$, $f(x)$, $\theta(x)$, $\xi(x)$ — амплитуды возмущений. После подстановки (6) в систему уравнений для возмущений (5) получим спектрально-амплитудную задачу:

$$\begin{aligned} -\lambda \Delta \varphi &= \Delta^2 \varphi + \theta' + \xi' - ik \text{Gr} (v_{z0} \Delta \varphi - v_{z0}'' \varphi) + (1 + \varepsilon) \frac{ik \text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}} (f' - \theta - \xi), \\ -\lambda \theta &= \frac{1}{\text{Pr}} \Delta \theta - ik \text{Gr} (v_{z0} \theta + \varphi), \quad -\lambda \xi = \frac{1}{\text{Sc}} \Delta \xi - \frac{\varepsilon}{\text{Sc}} \Delta \theta - ik \text{Gr} (v_{z0} \xi + \varepsilon \varphi), \\ \Delta f &= \theta' + \xi', \\ x = \pm 1: \quad \varphi &= 0, \quad \varphi' = 0, \quad f = 0, \quad \theta = 0, \quad \xi' - \varepsilon \theta' = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) штрих означает дифференцирование по поперечной координате x и использовано стандартное обозначение $\Delta = d^2/dx^2 - k^2$.

Критические значения одного из параметров Gr или Ra_v , определяющие границу устойчивости, зависят от всех остальных параметров системы: $\text{Ra}_{v*} = \text{Ra}_{v*}(\text{Gr}, \text{Pr}, \text{Sc}, \varepsilon, k)$, $\text{Gr}_* = \text{Gr}_*(\text{Ra}_v, \text{Pr}, \text{Sc}, \varepsilon, k)$.

Длинноволновая неустойчивость. Условие непроницаемости для потока вещества на границах слоя бинарной жидкости приводит к длинноволновой неустойчивости ($k = 0$). Запишем решение амплитудной задачи (7) в виде рядов по малому параметру k :

$$\lambda = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n k^n, \quad \varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n k^n, \quad f = \sum_{n=0}^{\infty} f_n k^n, \quad \theta = \sum_{n=0}^{\infty} \theta_n k^n, \quad \xi = \sum_{n=0}^{\infty} \xi_n k^n. \quad (8)$$

Подставляя ряды (8) в краевую задачу (7), получим последовательные приближения для нахождения декрементов и амплитуд возмущений. В нулевом порядке по k все уровни спектра, кроме одного нейтрального уровня концентрационного типа, соответствуют затухающим возмущениям:

$$f_0 = \theta_0 = \varphi_0 = \lambda_0 = 0, \quad \xi_0 = \text{const}. \quad (9)$$

В дальнейшем будем использовать нормировку ($\xi_0 = 1$). В первом порядке по k имеем неоднородную систему

$$\begin{aligned} \varphi_1^{\text{IV}} + \theta_1' + \xi_1' - (1 + \varepsilon) \frac{i \text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}} &= 0, \\ \theta_1'' = 0, \quad f_1'' = \xi_1' + \theta_1', \quad \frac{1}{\text{Sc}} (\xi_1'' - \varepsilon \theta_1'') - i \text{Gr} v_{z0} &= -\lambda_1. \end{aligned}$$

Условие ее разрешимости получается с помощью интегрирования уравнения для концентрации поперек слоя в пределах от -1 до 1 . С учетом граничного условия для концентрации и нечетности профиля v_{z0} получим $\lambda_1 = 0$.

Собственные функции задачи первого порядка имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= i(1 + \varepsilon) \left[-\frac{\text{Gr Sc}}{576} \left(\frac{x^8}{70} - \frac{2x^6}{15} + x^4 - \frac{58x^2}{35} + \frac{163}{210} \right) + \frac{\text{Ra}_v}{24 \text{Gr Pr}} (x^4 - 2x^2 + 1) \right], \quad \theta_1 = -x, \\ \xi_1 &= i \text{Gr Sc} (1 + \varepsilon) \left(\frac{x^5}{120} - \frac{x^3}{36} + \frac{x}{24} \right), \quad f_1 = \frac{i \text{Gr Sc} (1 + \varepsilon)}{48} \left(\frac{x^6}{15} - \frac{x^4}{3} + x^2 - \frac{11}{15} \right). \end{aligned}$$

Во втором порядке получим систему

$$\begin{aligned} \varphi_2^{IV} + \theta_2' + \xi_2' &= i \text{Gr} (v_{z0} \varphi_1'' - v_{z0}'' \varphi_1) + (1 + \varepsilon) \frac{i \text{Ra}_v}{\text{Gr Pr}} (f_1' - \theta_1 - \xi_1), & f_2'' &= \theta_2' + \xi_2', \\ \frac{1}{\text{Pr}} \theta_2'' &= ik \text{Gr} (v_{z0} \theta_1 + \varphi_1), & \frac{1}{\text{Sc}} \xi_2'' - \frac{\varepsilon}{\text{Sc}} \theta_2'' &= \frac{1}{\text{Sc}} - \lambda_2 + i \text{Gr} (v_{z0} \xi_1 + \varepsilon \varphi_1). \end{aligned} \quad (10)$$

Поправка λ_2 , определяющая границу длинноволновой неустойчивости, находится из условия разрешимости системы (10). Интегрируя уравнение для возмущений концентрации поперек слоя, получим

$$\lambda_2 = \frac{2}{\text{Sc}} + \frac{4}{2835} \text{Gr}^2 \text{Sc} (1 + \varepsilon)(1 + 2\varepsilon) - \frac{2}{45} \frac{\text{Ra}_v \varepsilon (\varepsilon + 1)}{\text{Pr}}.$$

В случае $\lambda_2 = 0$ получаем соотношение между параметрами задачи, соответствующее границе длинноволновой неустойчивости:

$$2835 \text{Pr} + 2 \text{Gr}^2 \text{Sc}^2 \text{Pr} (1 + \varepsilon)(1 + 2\varepsilon) - 63 \text{Ra}_v \varepsilon (1 + \varepsilon) \text{Sc} = 0. \quad (11)$$

Это выражение является обобщением двух исследованных ранее предельных случаев:

1) при отсутствии вибраций ($\text{Ra}_v = 0$, $\text{Gr} \neq 0$) из (11) получается выражение для критического числа Грасгофа на границе устойчивости термоконцентрационного течения [10]

$$\text{Gr}^2 = -2835 / [2 \text{Sc}^2 (1 + \varepsilon)(1 + 2\varepsilon)] \geq 0,$$

из которого следует, что длинноволновая неустойчивость существует лишь в области аномального эффекта Соре $-1 < \varepsilon < -1/2$;

2) в невесомости ($\text{Gr} = 0$, $\text{Ra}_v \neq 0$) порог длинноволновой моды термовибрационного течения [7] определяется условием

$$\text{Ra}_v = 45 \text{Pr} / [\varepsilon (1 + \varepsilon) \text{Sc}].$$

Физический смысл имеют только неотрицательные вибрационные числа Рэлея Ra_v , поэтому длинноволновая неустойчивость существует в области нормального эффекта Соре ($\varepsilon > 0$) при любых значениях параметра разделения смеси, а в области аномального эффекта Соре — только при $\varepsilon < -1$.

Зависимости между параметрами задачи, относящиеся к нейтральным длинноволновым возмущениям, в общем случае взаимовлияния термовибрационного и термогравитационного механизмов неустойчивости ($\text{Ra}_v \neq 0$, $\text{Gr} \neq 0$) приведены на рис. 1, 2. С ростом вибрационного числа Рэлея пороги длинноволновой неустойчивости течения повышаются. Зависимости $\text{Ra}_v(\text{Gr})$ при фиксированном значении параметра Соре представляют собой параболы (см. рис. 2).

Численные результаты. Поиск решений спектрально-амплитудной задачи (7) для возмущений с конечным значением волнового числа осуществляется с использованием методов дифференциальной прогонки [11] и ортогонализации [10].

Обсудим сначала неустойчивость течения бинарной газовой смеси ($\text{Pr} = 0,75$, $\text{Sc} = 1,5$). На рис. 3 показаны карты устойчивости для случая положительного эффекта Соре ($\varepsilon > 0$), которые характеризуют взаимодействие гидродинамического и статического вибрационного механизмов неустойчивости. Здесь и далее область устойчивости основного состояния примыкает к началу координат. В невесомости ($\text{Gr} = 0$) осредненное течение бинарной смеси отсутствует, но существуют высокочастотные пульсационные колебания смеси. Неустойчивость возникает вследствие действия термовибрационной моды неустойчивости на фоне квазиравновесия среды, заполняющей слой. Рост числа Грасгофа Gr повышает пороги конвекции относительно данной моды: возникающее термогравитационное

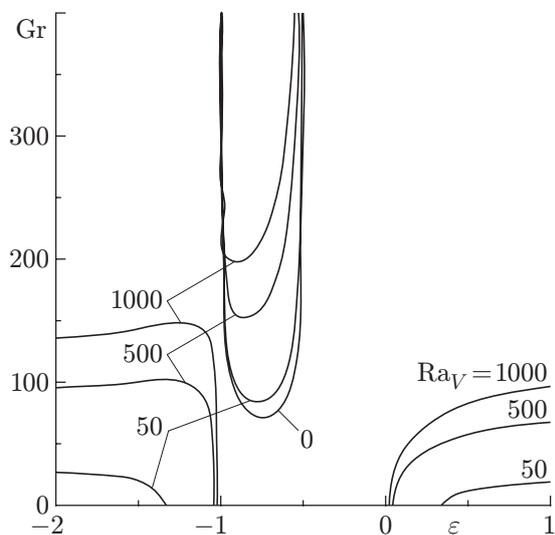


Рис. 1

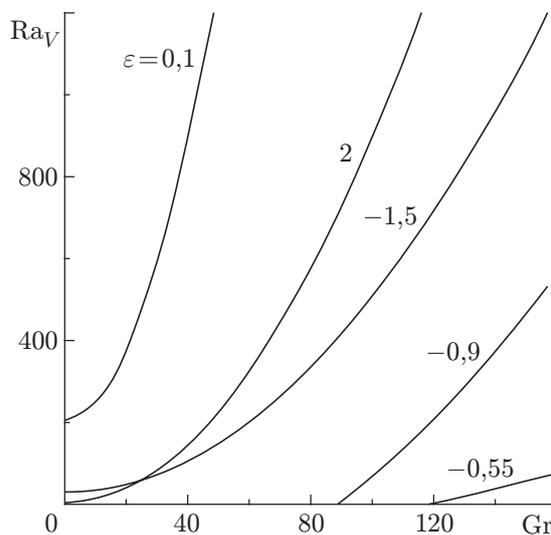


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости пороговых значений числа Грасгофа длинноволновой неустойчивости от параметра $C_0\varepsilon$ для различных значений вибрационного числа Рэлея (газовая смесь, $Pr = 0,75$, $Sc = 1,5$)

Рис. 2. Зависимости пороговых значений вибрационного числа Рэлея длинноволновой неустойчивости от числа Грасгофа для различных значений параметра $C_0\varepsilon$ (газовая смесь, $Pr = 0,75$, $Sc = 1,5$)

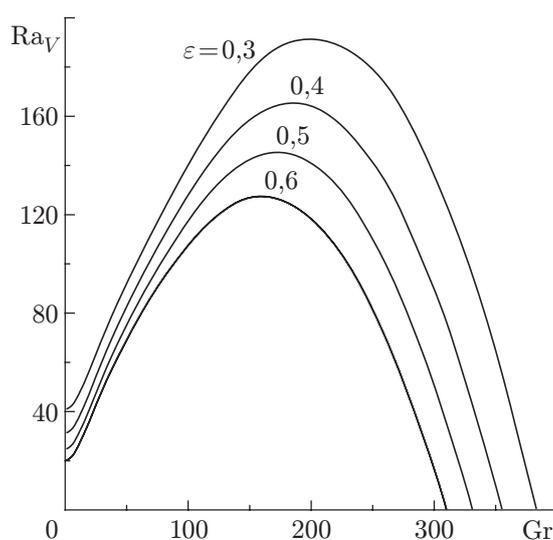


Рис. 3. Карты устойчивости для газовой смеси ($Pr = 0,75$, $Sc = 1,5$) в случае нормальной термодиффузии

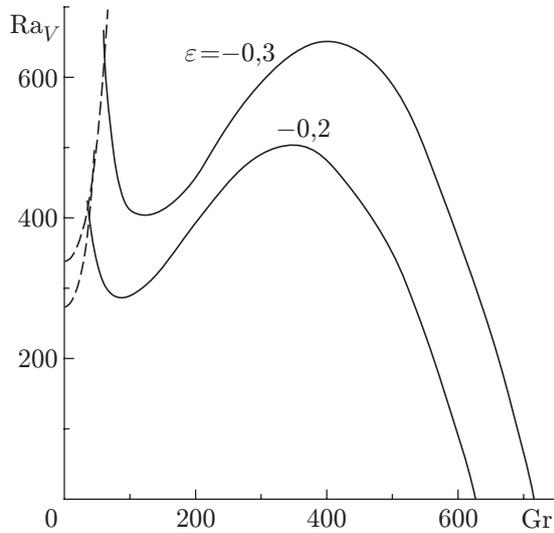


Рис. 4

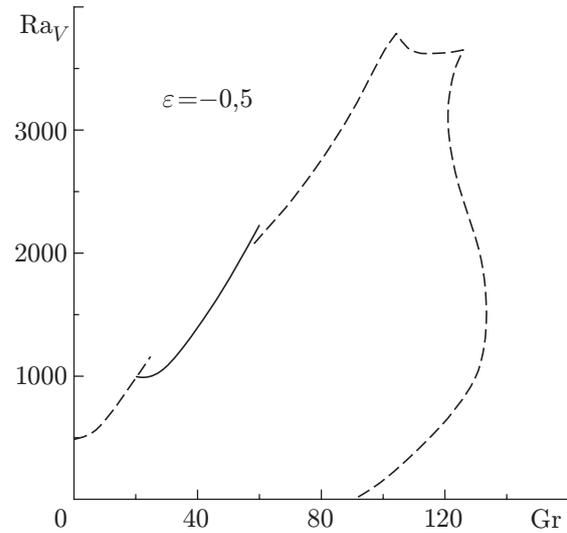


Рис. 5

Рис. 4. Карты устойчивости для газовой смеси ($Pr = 0,75$, $Sc = 1,5$) в случае аномальной термодиффузии

Рис. 5. Карта устойчивости для жидкой бинарной смеси ($Pr = 6,7$, $Sc = 676$) в случае аномальной термодиффузии

течение препятствует формированию конвективных валов, размывая возникающие структуры. В другом предельном случае — отсутствия вибраций ($Ra_v = 0$) — получаем задачу об устойчивости плоскопараллельного течения в вертикальном слое. Увеличение вибрационного параметра Ra_v приводит к понижению порога устойчивости конвективного течения. Рост параметра Sc е согласно (4) интенсифицирует осредненное и пульсационное течения и, следовательно, уменьшает область устойчивости основного состояния.

В случае аномального эффекта термодиффузии карты устойчивости газовой смеси изменяются качественно (рис. 4). В невесомости ($Gr = 0$) бинарная смесь неустойчива относительно ячеистых колебательных возмущений (штриховые линии). Монотонные возмущения в этом частном случае, как было показано в [7], менее опасны. Рост числа Грасгофа приводит к появлению термогравитационного течения: взаимодействие вибрационной и гидродинамической мод неустойчивости дает повышение порогов колебательной конвекции, одновременно с этим граница монотонной моды понижается. В случае, когда число Грасгофа превышает некоторое критическое значение $Gr_*(\varepsilon)$, наиболее опасными становятся монотонные возмущения. Рост абсолютного значения параметра Sc е приводит к расширению области устойчивости, при этом участок границы, соответствующий колебательным возмущениям, увеличивается.

Для водно-солевой смеси ($Pr = 6,7$, $Sc = 676$) в области аномального эффекта Sc е ($\varepsilon = -0,5$) граница области устойчивости состоит из участка нейтральных монотонных возмущений и различных участков колебательных мод, на которых возмущения различаются значениями волнового числа и частоты (рис. 5).

Исследуя устойчивость течения бинарной смеси относительно пространственных возмущений ($v_y \neq 0$, $w_y \neq 0$) с волновыми числами $k_z \neq 0$, $k_y \neq 0$, можно получить преобразования, аналогичные преобразованиям Сквайра [9]. Формулы пересчета критических значений Gr , Ra_v для трехмерных возмущений в задаче о течении бинарной смеси под действием

высокочастотных вибраций получаются, если известны параметры плоских возмущений \overline{Gr} , \overline{Ra}_v , \bar{k} :

$$a = k_z / \sqrt{k_z^2 + k_y^2}, \quad Gr = \overline{Gr}/a, \quad Ra_v = \overline{Ra}_v/a^2.$$

Параметр a характеризует пространственную ориентацию волнового вектора возмущений. Проведенный анализ устойчивости течения смеси под действием продольных вибраций показывает, что плоские возмущения ($a = 0$) более опасны, чем пространственные.

Заключение. В рамках осредненного подхода исследована неустойчивость течения неоднородно нагретой бинарной смеси, заполняющей вертикальный слой, в высокочастотном вибрационном поле продольных гармонических вибраций. Исследовано взаимодействие вибрационного и гравитационного механизмов конвективной неустойчивости. Получены карты устойчивости течений газовых смесей и солевых растворов. В случае жидких бинарных смесей граница области устойчивости состоит из различных участков, соответствующих нейтральным монотонным и колебательным модам. Причем колебательные возмущения отличаются частотными и пространственными характеристиками. Показано, что наиболее опасными являются плоские возмущения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О свободной тепловой конвекции в вибрационном поле в невесомости // Докл. АН СССР. 1979. Т. 249, № 3. С. 580–584.
2. Браверман Л. М., Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. и др. Новые результаты исследования вибрационно-конвективной неустойчивости // Тез. докл. III Всесоюз. сем. по гидромеханике и тепломассообмену в невесомости. Черногоровка, 1984. С. 11–13.
3. Смородин Б. Л. Об устойчивости термовибрационного течения в наклонном слое жидкости при конечных частотах вибрации // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 53–61.
4. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 5. С. 51.
5. Зеньковская С. М. О влиянии вибраций на возникновение конвекции в бинарной смеси / Ростовский ун-т. Ростов н/Д, 1981. Деп. в ВИНТИ 10.04.81, № 1570-81.
6. Грю К. Э., Иббс Т. Л. Термическая диффузия в газах. М.: Гостехтеоретиздат, 1956.
7. Gershuni G. Z., Kolesnikov A. K., Legros J.-C., Myznikova V. I. On the vibrational convective instability of a horizontal, binary-mixture layer with Soret effect // J. Fluid Mech. 1997. V. 330. P. 251–269.
8. Smorodin B. L., Myznikova V. I. Convective instability of the thermovibrational flow of binary mixture in the presence of Soret effect // Philos. Mag. 2003. V. 83, N 17/18. P. 2155–2170.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989.
11. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность. Новосибирск.: Наука. Сиб. отд-ние, 1977.

Поступила в редакцию 25/I 2005 г.,
в окончательном варианте — 19/IV 2005 г.