

Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий, А. К. Колесников

### КОНВЕКТИВНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ РЕАГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ВИБРАЦИОННОМ ПОЛЕ

Классическая задача Франк-Каменецкого [1] о теплопроводном режиме в плоском слое среды, в которой протекает экзотермическая реакция, сильно осложняется, если среда подвижна. При наличии поля тяжести и пространственной неоднородности температуры в такой среде возникает тепловая конвекция. При горизонтальном расположении слоя даже в подвижной тепловыделяющей среде возможно механическое равновесие и соответственно теплопроводный режим переноса тепла. Этот режим может, однако, оказаться неустойчивым по отношению к возникновению конвекции и вследствие этого разрушиться при  $Fk < Fk_*$ , где  $Fk$  — число Франк-Каменецкого,  $Fk_*$  — его предельное значение, соответствующее тепловому взрыву. Первая оценка границы конвективной устойчивости дана в [2]; в [3, 4] получено численное решение линейной задачи устойчивости.

С другой стороны, существует еще один — негравитационный механизм возбуждения конвекции в подвижной среде. Он связан с вибрационным воздействием на среду и приводит к возбуждению конвекции даже в условиях полной невесомости [5, 6]. В данной работе исследуется конвективная устойчивость плоского горизонтального слоя реагирующей среды при одновременном действии обоих названных механизмов возбуждения конвекции. Определяются границы устойчивости и характеристики критических возмущений.

**Основные уравнения.** Рассмотрим плоский горизонтальный бесконечный слой жидкости, в которой протекает экзотермическая реакция нулевого порядка. Горизонтальные границы слоя  $z = 0$  и  $z = h$  (начало координат выбрано на нижней границе слоя; ось  $z$  направлена вертикально вверх) поддерживаются при постоянной одинаковой температуре  $T_0$ . В неизотермических условиях в статическом поле тяжести возникает термогравитационная конвекция. Считаем, что слой жидкости (вместе с границами) совершает линейные гармонические колебания с амплитудой смещения  $b$  и круговой частотой  $\Omega$  вдоль фиксированного направления, определяемого единичным вектором  $n$ . В этом случае, как показано в [5], наряду с термогравитационным, появляется также специфический термовибрационный механизм конвекции, действующий даже в предельном случае полной невесомости. В обсуждаемой ситуации, таким образом, оба механизма действуют совместно.

Далее рассматриваются высокочастотные вибрации, период которых много меньше любого из характерных гидродинамических и тепловых времен; при этом предполагается, однако, что частота не настолько велика, чтобы оказались существенными эффекты сжимаемости. Для получения уравнений, описывающих осредненную конвекцию, можно провести обычную процедуру осреднения по быстрому времени. Состояние осредненного конвективного течения описывается осредненными полями скорости  $\vec{v}$ , температуры  $T$  и давления  $p$ , а также дополнительным векторным полем  $w$ , которое является соленоидальной частью вектора  $Tn = w + \nabla\varphi$  ( $\nabla\varphi$  — безвихревая часть поля  $Tn$ ). Из процедуры осреднения следует, что  $w$  пропорционален медленно меняющейся со временем амплитуде пульсационной компоненты скорости.

Система уравнений конвекции, учитывающая оба указанных выше механизма, запишется в обычных приближениях Буссинеска следующим образом:

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

Здесь  $T$  — температура, отсчитываемая от своего значения на горизонтальных границах;  $p$  — давление, отсчитываемое от гидростатического, соответствующего постоянной (средней) плотности  $\rho$ ;  $\nu$ ,  $\chi$ ,  $\beta$  — коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и теплового расширения;  $g$ ,  $\vec{\gamma}$  — ускорение силы тяжести и единичный вектор, направленный вертикально вверх;  $\varepsilon = (\beta b \Omega)^2 / 2$  — размерный параметр, определяющий вибрационное воздействие в предельном случае высоких частот;  $k_0$ ,  $Q$ ,  $E$  — параметры закона Аррениуса.

Запишем систему уравнений в безразмерной форме, приняв в качестве масштабов: расстояния —  $h$ , времени —  $h^2/\nu$ , скорости —  $\chi/h$ , температуры —  $RT_0^2/E$  и давления —  $\rho \nu \chi / h^2$ . Сохраняя для безразмерных величин прежние обозначения, будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\operatorname{Pr}} (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + \operatorname{Ra}_q T \vec{\gamma} + \operatorname{Ra}_v (\vec{w} \nabla) (T \vec{n} - \vec{w}), \\ \operatorname{div} \vec{v} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{w} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{w} = \nabla T \times \vec{n}, \\ \operatorname{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T &= \Delta T + \operatorname{Fk} \exp T. \end{aligned} \quad (2)$$

При выводе последнего уравнения использован метод разложения экспоненты [4], предполагающий малость параметра  $RT_0/E$ .

Система (2) содержит следующие безразмерные параметры: числа Прандтля  $\operatorname{Pr}$ , Рэлея  $\operatorname{Ra}_q$ , вибрационный аналог числа Рэлея  $\operatorname{Ra}_v$ , число Франк-Каменецкого  $\operatorname{Fk}$ :

$$\begin{aligned} \operatorname{Pr} &= \frac{\nu}{\chi}, \quad \operatorname{Ra}_q = \frac{g \beta h^3}{\nu \chi} \cdot \frac{RT_0^2}{E}, \quad \operatorname{Ra}_v = \frac{\varepsilon h^2}{\nu \chi} \left( \frac{RT_0^2}{E} \right)^2, \\ \operatorname{Fk} &= \frac{k_0 Q E h^2}{\rho c_p \chi R T_0^2} \exp \left( -\frac{E}{R T_0} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Горизонтальные границы слоя предполагаются твердыми и изотермическими; кроме того, на них обращается в нуль нормальная составляющая пульсационной скорости. Таким образом, имеем граничные условия:

$$z = 0, \quad z = 1: \quad \vec{v} = 0, \quad T = 0, \quad w_z = 0. \quad (4)$$

Должны также выполняться условия замкнутости как осредненного течения, так и его пульсационной компоненты, что дает

$$\int_0^1 v_x dz = 0, \quad \int_0^1 v_y dz = 0; \quad \int_0^1 w_x dz = 0, \quad \int_0^1 w_y dz = 0. \quad (5)$$

**Механическое равновесие и задача устойчивости.** Сформулированная краевая задача допускает решение, описывающее квазиравновесие, т. е. такое состояние, при котором отсутствует осредненное течение ( $\vec{v} = 0$ ), а остальные осредненные поля стационарны и зависят только от поперечной координаты:  $T = \Theta_0(z)$ ,  $p = p_0(z)$ ,  $\vec{w} = \vec{w}_0(z)$ . Для  $\Theta_0$  име-

ем уравнение и граничные условия (штрих означает дифференцирование по  $z$ ):

$$\begin{aligned}\Theta_0'' + \text{Fk} \exp \Theta_0 &= 0, \\ \Theta_0(0) = \Theta_0(1) &= 0.\end{aligned}\quad (6)$$

Задача о температурном поле в равновесии, естественно, совпадает с классической одномерной задачей Франк-Каменецкого. Ее решение существует в области  $0 \leq \text{Fk} \leq \text{Fk}_*$ , где предельное значение  $\text{Fk} = 3,514$  определяет порог теплового взрыва. При  $\text{Fk} < \text{Fk}_*$  возможны два стационарных теплопроводных режима, причем устойчив только низкотемпературный режим.

Для определенности расположим оси  $x$  и  $y$  на нижней границе слоя  $z = 0$  так, чтобы ось вибрации лежала в плоскости  $(x, z)$ ; компоненты единичного вектора:  $\vec{n}(\cos \alpha, 0, \sin \alpha)$ , где  $\alpha$  — угол между  $\vec{n}$  и осью  $x$ . В состоянии квазиравновесия вектор  $w_0$  имеет единственную, отличную от нуля, компоненту  $w_{0x} = w_0(z) = \Theta_0 \cos \alpha + C$ . Постоянная интегрирования  $C$  находится из условия замкнутости пульсационного течения  $w_0(z)$ :

$$C = -\cos \alpha \int_0^1 \Theta_0 dz.$$

При фиксированном значении  $\text{Fk}$  в интервале  $0 \leq \text{Fk} \leq \text{Fk}_*$  по мере увеличения конвективных параметров  $\text{Ra}_q$  и  $\text{Ra}_v$  под действием термогравитационного и термовибрационного механизмов механическое равновесие может стать неустойчивым и возникнет конвективное течение. Для исследования устойчивости равновесия применим метод малых возмущений.

Рассмотрим возмущенные поля  $\Theta_0 + T'$ ,  $p_0 + p'$ ,  $\vec{w}_0 + \vec{w}'$ ,  $\vec{v}$ , где  $T'$ ,  $p'$ ,  $\vec{w}'$ ,  $\vec{v}$  — малые возмущения равновесия. После подстановки возмущенных полей в основные уравнения (2) и линеаризации получим систему уравнений для возмущений (для краткости штрихи у возмущений опускаем):

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Ra}_q T' \vec{\gamma} + \text{Ra}_v [(\vec{w}_0 \nabla)(T' \vec{n} - \vec{w}) + (\vec{w}' \nabla)(\Theta_0 \vec{n} - \vec{w}_0)], \\ \text{div} \vec{v} &= 0, \quad \text{div} \vec{w}' = 0, \quad \text{rot} \vec{w}' = \nabla T' \times \vec{n}, \\ \text{Pr} \frac{\partial T'}{\partial t} + \vec{v} \nabla \Theta_0 &= \Delta T' + \text{Fk} \exp \Theta_0 \cdot T'.\end{aligned}\quad (7)$$

Рассмотрим плоские возмущения, у которых  $v_y = 0$ ,  $w_y = 0$  и отсутствует зависимость всех величин от  $y$  (в более простом случае [6] такие возмущения наиболее опасны). Исключая из системы (7) горизонтальные компоненты  $v_x$  и  $w_x$ , а также рассматривая нормальные возмущения, пропорциональные  $\exp(-\lambda t + ikx)$ , получим краевую задачу для амплитуд поперечной компоненты скорости  $v$ , поперечной компоненты  $w$  вектора  $\vec{w}$ , а также температуры  $\theta$ :

$$\begin{aligned}-\lambda \Delta v &= \Delta^2 v - k^2 \text{Ra}_q \theta - \text{Ra}_v \Theta_0' (ik \cos \alpha \cdot w' + k^2 \sin \alpha \cdot w - k^2 \cos^2 \alpha \cdot \Theta) \\ (\Delta &= d^2/dz^2 - k^2), \\ -\lambda \text{Pr} \theta &= \Delta \theta - \Theta_0' v + \text{Fk} \exp \Theta_0 \cdot \theta,\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}\Delta w &= -(ik \cos \alpha \cdot \theta' + k^2 \sin \alpha \cdot \theta); \\ z = 0, z = 1: v = v' = 0, w = 0, \theta = 0.\end{aligned}\quad (9)$$

Спектральная амплитудная задача (8), (9) определяет собственные числа (характеристические декременты  $\lambda = \lambda_r + i\lambda_i$ , нормальных возму-

щений) в зависимости от параметров задачи ( $Ra_q$ ,  $Ra_v$ ,  $Pr$ ,  $Fk$ , волнового числа  $k$  и угла наклона оси вибрации  $\alpha$ ). Собственные функции спектральной задачи дают форму характеристических возмущений. Граница устойчивости определяется условием обращения в нуль вещественной части декремента  $\lambda_r$ ; мнимая часть  $\lambda_i$  при  $\lambda_r = 0$  дает частоту нейтральных колебаний. В случае монотонных возмущений ( $\lambda_i = 0$ ) граница устойчивости находится при  $\lambda = 0$ .

Спектральная задача (8), (9) интегрировалась численно методом Рунге — Кутты — Мерсона; одновременно метод пристрелки применялся для нахождения решения равновесной теплопроводной задачи (6).

**Результаты расчетов.** Приступая к обсуждению результатов расчетов, напомним ситуацию, имеющую место при отсутствии вибрации. Этот случай получается из общей постановки задачи (8), (9) при  $Ra_v = 0$ . Первое и третье уравнения системы (8) с надлежащими граничными условиями из (9) для  $v$  и  $\theta$  дают задачу о конвективных возмущениях в горизонтальном слое реагирующей подвижной среды [2, 3]. Как оказывается, теплопроводный режим становится неустойчивым по отношению к возникновению термогравитационной конвекции при некотором критическом значении  $Ra_{qm}$ , зависящем от  $Fk$ . По мере увеличения  $Fk$  значение  $Ra_{qm}$  монотонно понижается, стремясь к конечному пределу при  $Fk \rightarrow Fk_*$ . При  $Fk > Fk_*$  линейная постановка задачи конвективной устойчивости равновесия теряет смысл, поскольку в этой области отсутствует стационарное теплопроводное решение.

Противоположный предельный случай соответствует  $Ra_q = 0$  и отвечает действию только вибрационного механизма тепловой конвекции в условиях полной невесомости. Ниже будут приведены для двух наиболее типичных предельных направлений оси вибрации: параллельного ( $\alpha = 0$ ) и перпендикулярного ( $\alpha = 90^\circ$ ) плоскости слоев. При этих ориентациях, как и более простом случае однородного тепловыделения [7], неустойчивость связана с развитием монотонных возмущений ( $\lambda_i = 0$ ); на границе устойчивости  $\lambda = 0$  и, как видно из (8), (9), число  $Pr$  в амплитудную задачу не входит.

В случае продольной вибрации ( $\alpha = 0$ ) критическое вибрационное число  $Ra_v$  зависит от  $Fk$  и  $k$ . Граница устойчивости квазиравновесия, определяющая порог вибрационной конвекции в слое на фоне теплопроводного режима, находится минимизацией критического числа  $Ra_v$  по  $k$  при фиксированном  $Fk$ . Минимальное число  $Ra_{vm}$  есть функция  $Fk$ . Соответствующее минимуму волновое число  $k_m$  определяет длину волны наиболее опасного возмущения. Как видно из рис. 1, критическое число  $Ra_{vm}$  монотонно уменьшается с ростом  $Fk$ ; при  $Fk \rightarrow Fk_*$  имеется конечный предел  $Ra_{vm} \rightarrow 1489$ . Минимальное волновое число  $k_m$  тоже уменьшается с ростом  $Fk$  и в точке теплового взрыва имеет предельное значение 1,8.

В пределе  $Fk \rightarrow 0$  должно иметь место согласование со случаем пространственно однородного тепловыделения. В самом деле, при  $Fk \rightarrow 0$  разогрев слаб, и в задаче Франк-Каменецкого (6) уравнение теплопроводности можно приближенно записать в виде  $\Theta_0'' + Fk = 0$ , т. е. наступает предельный переход к однородному тепловыделению с мощностью  $Q_0 = RT_0^2 \kappa Fk / Eh^2$  ( $\kappa$  — коэффициент теплопроводности). Вибрационное число Рэлея  $Ra_v^*$  при этом определяется через  $Q_0$  так (см. [7]):  $Ra_v^* = (\beta b \Omega Q_0 h^3)^2 / 2 \nu \chi \kappa^2$ . Связь с  $Ra_v$  можно записать в виде  $Ra_v^* = Ra_v \cdot Fk^2$ . Согласно данным расчета [7],  $Ra_v^* = C$ , причем для невесомости и продольного направления оси вибрации  $C = 269,3 \cdot 10^3$ . Таким образом, в пределе  $Fk \rightarrow 0$  имеем асимптотику  $Ra_v = 269,3 \cdot 10^3 / Fk^2$ ,  $k_m \rightarrow 4,35$ . Результаты расчетов (см. рис. 1) хорошо согласуются с этой асимптотикой.

В случае поперечной вибрации ( $\alpha = 90^\circ$ ), как показывают расчеты, вибрационное воздействие оказывается абсолютно стабилизирующим: равновесный теплопроводный режим устойчив при всех конечных значе-

ниях  $Ra_v$ . Абсолютная устойчивость в случае, когда ось вибрации параллельна градиенту температуры, подтверждается аналогичным результатом при однородном тепловыделении [7].

Рассмотрим теперь совместное действие обоих механизмов возбуждения конвекции. Как при невесомости, для продольной и поперечной вибраций сохраняется вывод о монотонности критических возмущений ( $\lambda_i = 0$ ). При  $Ra_q \neq 0$  и  $Ra_v \neq 0$  граница устойчивости находится из решения общей краевой амплитудной задачи (8), (9) путем минимизации порогового числа  $Ra_q$  по  $k$  при заданных  $Ra_v$  и  $Fk$  либо, наоборот, минимизацией  $Ra_v$  при заданных  $Ra_q$  и  $Fk$ .

На рис. 2 показано влияние  $Fk$  на  $Ra_{qm}$  для разных  $Ra_v$  (области неустойчивости расположены выше соответствующих кривых). Кривая 4 относится к случаю отсутствия вибрации; численные значения  $Ra_{qm}$  на этой линии полностью согласуются с данными [3, 4]. Сплошные кривые соответствуют продольной вибрации, штриховые — поперечной. Как видно, продольная вибрация дестабилизирует равновесие по сравнению со случаем чисто гравитационного возбуждения конвекции. С увеличением  $Ra_v$  кривые устойчивости  $Ra_{qm}(Fk)$  понижаются. При  $Ra_{vm} > 1489$  имеется участок на оси  $Fk$ , примыкающий к точке теплового взрыва, где неустойчивость вибрационной природы имеет место при отсутствии гравитационного механизма. Поперечная вибрация оказывает стабилизирующее воздействие, интенсивность которого возрастает по мере увеличения  $Ra_v$ .

Данные, касающиеся критических волновых чисел  $k_m$  в зависимости от параметров, приведены на рис. 3.

На рис. 4 представлены границы устойчивости квазиравновесия на плоскости  $Ra_q, Ra_v$  в результате минимизации по волновому числу при разных  $Fk$ . Область устойчивости примыкает к началу координат; сплошные линии соответствуют продольной вибрации, штриховые — поперечной. Точки на оси  $Ra_q$  отвечают отсутствию вибрации (термогравитационная неустойчивость), а на оси  $Ra_v$  — полной невесомости (термовибрационная неустойчивость). При продольной вибрации оба механизма возбуждения конвекции действуют взаимно дестабилизирующим образом. Вдоль каждой из сплошных кривых с изменением  $Ra_q$  и  $Ra_v$  происходит постепенная смена формы неустойчивости.

Для примера на фрагменте рис. 4 изображены распределения поперечной скорости  $v$  в сечении слоя для точек  $a, b$  и  $c$  на кривой 2; эти распределения получаются из расчета собственных функций задачи для нейтральных возмущений (нормировка условна). Точка  $a$  отвечает  $Ra_v = 0$ , т. е. обычной термогравитационной неустойчивости, возникаю-

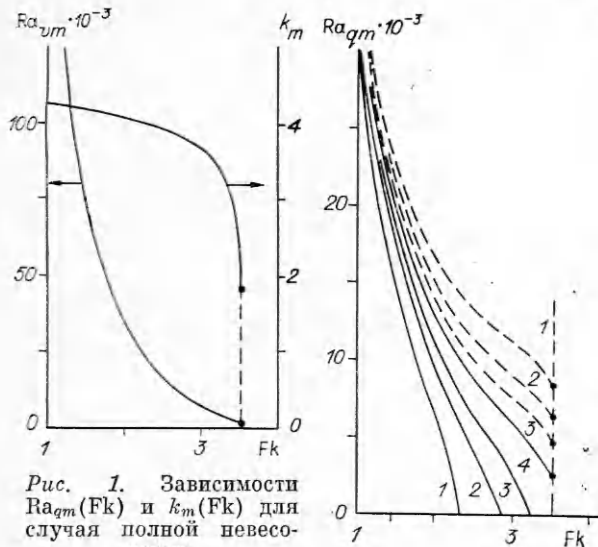


Рис. 1. Зависимости  $Ra_{qm}(Fk)$  и  $k_m(Fk)$  для случая полной невесомости.

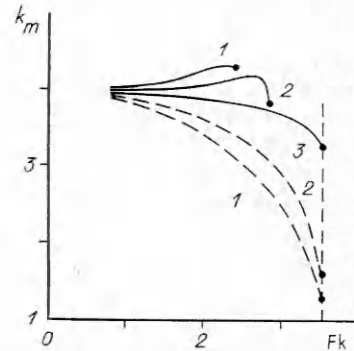


Рис. 2. Влияние параметра  $Fk$  на  $k_m$ .  
 $Ra_v$ : 1 —  $20 \cdot 10^3$ , 2 —  $10 \cdot 10^3$ , 3 — 0.

Рис. 3. Кривые  $Ra_{qm}(Fk)$ .  
 $Ra_v$ : 1 —  $20 \cdot 10^3$ , 2 —  $10 \cdot 10^3$ , 3 —  $5 \cdot 10^3$ , 4 — 0.

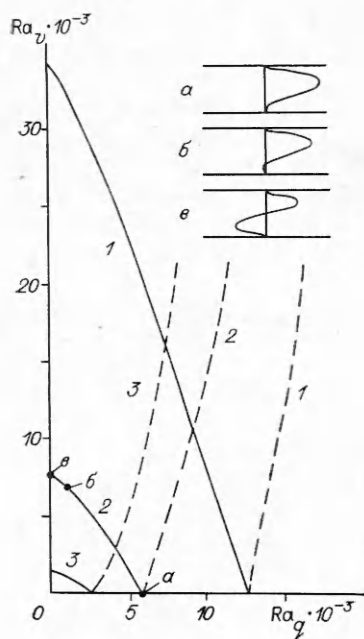


Рис. 5. Нейтральные кривые устойчивости для высокотемпературного режима ( $Fk = 3,5$ ).  
1—3 — поперечная вибрация; 4 — без вибрации; 5 — продольная вибрация.

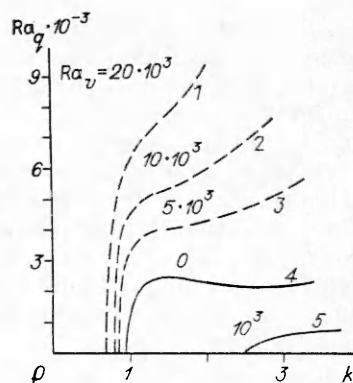


Рис. 4. Границы устойчивости на плоскости  $Ra_q$ ,  $Ra_v$ .  
 $Fk$ : 1—2, 2—3, 3—3,513.

щей в верхней половине слоя, стратифицированной в поле тяжести неустойчиво, и проникающей в устойчиво стратифицированную нижнюю часть слоя. При этом возникает одновихревая конвективная структура. С увеличением  $Ra_v$  вдоль сплошной кривой 2 возрастает относительная роль вибрационного механизма и постепенно происходит переход к чисто термовибрационной конвекции, симметрично развивающейся в обеих половинах канала. При этом формируется конвективная структура в виде двухъярусных ячеек (точка б). В случае поперечной вибрации (штриховые кривые) с увеличением  $Ra_v$  быстро повышается устойчивость равновесия.

В заключение приведем некоторые результаты, относящиеся к устойчивости высокотемпературного теплопроводного режима. На рис. 5 приведены нейтральные кривые  $Ra_q(k)$  (область неустойчивости расположена выше и левее кривых). При отсутствии вибрации на нейтральной кривой имеются относительный минимум, соответствующий конвективной неустойчивости, и область нарастающих (даже при  $Ra_q = 0$ ) возмущений с волновыми числами, меньшими некоторого критического, — область длинноволновой теплопроводной (взрывной) неустойчивости. В случае поперечной вибрации по мере увеличения  $Ra_v$  растет минимальное значение  $Ra_{qm}$  (минимум в конце концов исчезает) и сдвигается влево пороговое значение  $k$ , т. е. имеет место стабилизация как конвективной, так и взрывной мод.

Итак, рассмотрение показывает, что высокочастотная вибрация существенно влияет на границу конвективной устойчивости теплопроводного режима. Поперечная вибрация оказывает стабилизирующее действие. В случае продольной вибрации появляется дополнительный, термовибрационный механизм возбуждения конвекции, в связи с чем устойчивость понижается; в частности, вибрационная неустойчивость может возникнуть и при отсутствии статического поля тяжести.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
2. Merzhanov A. G., Shtessel E. A. *Astronaut. Acta*, 1973, 18, 3, 191.
3. Jones D. R. *Intern. J. Heat and Mass Transfer*, 1973, 16, 1, 157.
4. Еремин Е. А., Колесников А. К. *Гидродинамика*.— Пермь: ПГПИ, 1977.— Вып. 10.

5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Докл. АН СССР, 1979, 249, 3, 580.  
6. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 4, 12.  
7. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Колесников А. К. Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, 5, 3.

г. Пермь

Поступила в редакцию 22/XI 1989

УДК 539.04, 539.374

Г. Г. Савенков, Ю. И. Мещеряков, В. Б. Васильков, А. И. Чернышенко

## КОЛЕБАНИЯ ЗЕРЕН И РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ХАРАКТЕРА ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ<sup>1</sup>

Согласно современным представлениям физики прочности и пластичности, процессы деформации и разрушения происходят на различных структурных уровнях, а определяющую роль при больших пластических деформациях играют ротационные моды [1—3]. В [2] отмечено, что пластическая деформация с участием поворотных мод напоминает вихревое движение турбулизированной жидкости при больших числах Рейнольдса. Турбулентность характера пластической деформации при высокоскоростном взаимодействии твердых тел подтверждалась авторами настоящей работы неоднократно [3, 4].

Единого подхода к природе возникновения турбулентного течения в поликристаллах в настоящее время не существует. Авторы [1] считают, что турбулизация пластического течения возникает всегда при наличии поворотной моды деформации независимо от других условий течения, в [5] отмечена необходимость критических условий, а в [6] эти условия сформулированы в следующем виде: для возникновения турбулентного течения необходимо, чтобы тензор скорости пластической деформации был несимметричен и достаточно велико было снижение величины диссипируемой энергии.

В то же время в теории гидродинамической и плазменной турбулентности усиленно разрабатывается направление, согласно которому развитие вихревого течения связано с хаотическими и стохастическими колебаниями частиц жидкости и плазмы [7].

При взаимодействии твердых тел (в частности, при внедрении пластических ударников, например кумулятивных струй, в первоначально жесткие преграды) со скоростями соударения  $v_0 \geq 2$  км/с материалы преграды и ударника переходят в жидкое или пластическое состояние независимо от своего первоначального вида. Существуют ли в этом случае колеблющиеся элементы в материалах, приводят ли они к зарождению турбулентного течения и как идентифицировать эти элементы?

В работе [8] представлены результаты экспериментального обнаружения колебаний зерен в Ст. 45 при высокоскоростном соударении плоских образцов с ударниками в виде «стаканчика», метаемых из пневматической пушки с начальными скоростями соударения  $v_0 = 200 \div 400$  м/с. Колебания зафиксированы методом регистрации движения свободной поверхности образцов лазерным дифференциальным интерферометром. Типичная интерферограмма для образцов из Ст. 45 приведена на рис. 1, период осцилляций  $T = 32\text{—}36$  нс.

В Ст. 40X ударное возбуждение носило аperiодический характер, вследствие чего при смене знака ускорения на профиле импульсов скорости происходили резкие перепады интерференционного сигнала, не переходящие, однако, в колебания. При испытаниях в этой же серии экс-

<sup>1</sup> Публикуется в порядке дискуссии.