

В отличие от предыдущего примера здесь γ зависит от относительной инерционности частиц.

В случае реакции $C + O_2 = CO_2$ при гетерогенном горении дисперсных частиц углерода $f = 3/8$ и принимаем $Nu = 2$, $Sc = 0,75$. На рис. 2 представлена зависимость γ от относительной инерционности частиц при $b_k = 0,5$: 1 — $\kappa = 0$; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 1. Видно, что при $\kappa = 0$ γ не зависит от βt_E , а при сильноинерционных частицах ($\beta t_E \rightarrow 0$) — от уровня пульсаций концентрации кислорода κ ; при $\beta t_E \rightarrow \infty$ (малоинерционные частицы) $\gamma \rightarrow B(1 - \kappa)$.

Пусть теперь металлические частицы окисляются в высокотемпературном потоке газа, реакция окисления характеризуется образованием только конденсированных продуктов на поверхности частиц — окалины, которая не препятствует диффузии кислорода к металлу, поэтому скорость окисления зависит только от температуры. По [7] указанными свойствами обладает магний при 400—600 °С.

В рассматриваемом случае $J < 0$, т. е. масса дисперсной фазы возрастает. Интенсивность межфазного массообмена определяется в виде [7]

$$(2.7) \quad J = -6\rho_p/(\delta\rho_p^0)a, \quad a = K_0 \exp(-E/RT_p),$$

где a — изменение массы за счет окисления частицы в единицу времени на единицу ее площади; K_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная.

Из (2.7) $\gamma = a\delta/(3\mu)$. Оценим верхнюю границу этого отношения. При 600 °С в сухом воздухе $a \approx 0,21 \cdot 10^{-4}$ кг/(м²·с) [7]; для характерных для энергоустановок размеров частиц $\delta = 10^{-5}$ — 10^{-4} м отношение $\gamma \sim 10^{-6}$ — 10^{-5} столь мало, что в уравнении для турбулентной энергии (1.3) ϵ_J можно не учитывать.

Таким образом, непосредственное влияние межфазного массообмена на турбулентную энергию необходимо учитывать в случае интенсивных фазовых переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Деревич И. В., Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Влияние частиц на интенсивность турбулентного переноса запыленного газа // ИФЖ.— 1983.— Т. 45, № 4.
2. Гавин Л. Б., Наумов В. А., Шор В. В. Численное исследование газовой струи с тяжелыми частицами на основе двухпараметрической модели турбулентности // ПМТФ.— 1984.— № 1.
3. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные течения газозвеси.— Киев: Наук. думка, 1987.
4. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.
6. Померанцев В. В., Арефьев К. М., Ахмедов Д. Б. и др. Основы практической теории горения.— Л.: Энергия, 1973.
7. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов.— М.: Metallurgia, 1965.

г. Калининград

Поступила 30/V 1988 г.,
в окончательном варианте — 10/X 1988 г.

УДК 536.25

А. А. Непомнящий, И. Б. Симановский

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ С ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

Возникновение термокапиллярной конвекции в двухслойной системе при подогреве снизу или сверху исследовалось в [1—4]. Установлено, что неустойчивость равновесия могут вызывать как монотонные, так и колебательные возмущения, причем при определенных условиях единственно возможной оказывается колебательная не-

устойчивость [3]. Присутствие источников или стоков тепла на границе раздела сред, которое может быть обусловлено химической реакцией, поглощением излучения и т. д., оказывает существенное влияние на устойчивость системы. Задача об устойчивости равновесия с поверхностным тепловыделением относительно монотонных возмущений решена в [5].

В настоящей работе исследуется влияние поверхностного тепловыделения и теплопоглощения на устойчивость равновесия двухслойной системы при наличии как монотонной, так и колебательной неустойчивости. Изучена эволюция колебательных нейтральных кривых для ряда характерных случаев. Установлено стабилизирующее влияние тепловыделения на монотонные и колебательные возмущения.

1. Пусть пространство между двумя горизонтальными твердыми пластинами, на которых поддерживается постоянная и различная температура (разность температур равна θ), заполнено двумя слоями вязких несмешивающихся жидкостей. Ось x направлена горизонтально, ось y — вертикально вверх. Уравнения твердых границ: $y = a_1$ и $y = -a_2$. Термокапиллярная конвекция осуществляется при наличии силы тяжести, что обеспечивает существование плоской границы раздела. Влияние архимедовой подъемной силы на конвекцию пренебрежимо мало по сравнению с термокапиллярным эффектом, что имеет место для тонких пленок жидкости. На границе раздела сред $y = 0$, которая предполагается недеформируемой, задано постоянное тепловыделение Q_0 ($Q_0 < 0$ соответствует теплопоглощению). Коэффициенты динамической и кинематической вязкости, теплопроводности, температуропроводности: $\eta_m, \nu_m, \kappa_m, \chi_m$ ($m = 1$ для верхней жидкости, $m = 2$ для нижней). Коэффициент поверхностного натяжения линейно зависит от температуры: $\sigma = \sigma_0 - \alpha T$.

Механическое равновесие характеризуется постоянными значениями вертикальных градиентов температуры A_m ($m = 1, 2$), которые определяются из условия баланса тепла на границе раздела $-\kappa_1 A_1 + \kappa_2 A_2 = Q_0$ и соотношения $A_1 a_1 + A_2 a_2 = -s\theta$ ($s = 1$ при подогреве снизу, $s = -1$ при нагреве сверху): $A_1 = -(s\theta\kappa_2 + Q_0 a_2)/(a_1\kappa_2 + a_2\kappa_1)$, $A_2 = -(s\theta\kappa_1 - Q_0 a_1)/(a_1\kappa_2 + a_2\kappa_1)$.

Введем обозначения: $\eta = \eta_1/\eta_2$, $\nu = \nu_1/\nu_2$, $\kappa = \kappa_1/\kappa_2$, $\chi = \chi_1/\chi_2$, $a = a_2/a_1$. В качестве единиц длины, времени, функции тока и температуры выберем a_1 , a_1^2/ν_1 , ν_1 и θ . Безразмерный градиент температуры в равновесии $A_1 = -(s + Q_0 a \kappa)/(1 + \kappa a)$ в верхней жидкости и $A_2 = -\kappa(s - Q)/(1 + \kappa a)$ в нижней ($Q = Q_0 a_1/\theta \kappa_1$).

Наложим на состояние равновесия возмущения функции тока ψ_m' и температуры T_m' :

$$(\psi_1', T_1', \psi_2', T_2') = (\psi_1(y), T_1(y), \psi_2(y), T_2(y)) \exp[ikx - (\lambda + i\omega)t]$$

(k — волновое число, $\lambda + i\omega$ — комплексный декремент). Линеаризованные уравнения для ψ_m' и T_m' имеют вид [4]

$$(1.1) \quad (\lambda + i\omega) D\psi_m = -d_m D^2 \psi_m, \\ -(\lambda + i\omega) T_m - ik\psi_m A_m = \frac{\epsilon_m}{\text{Pr}} D T_m \quad (m = 1, 2),$$

где $D = d^2/dy^2 - k^2$, $d_1 = e_1 = 1$, $d_2 = 1/\nu$, $e_2 = 1/\chi$, $\text{Pr} = \nu_1/\chi_1$ — число Прандтля.

Обозначая дифференцирование по y штрихом, запишем условия на твердых границах:

$$(1.2) \quad y = 1: \psi_1 = \psi_1' = T_1 = 0, \quad y = -a: \psi_2 = \psi_2' = T_2 = 0$$

и на границе раздела:

$$(1.3) \quad y = 0: \psi_1 = \psi_2 = 0, \quad \psi_1' = \psi_2', \quad T_1 = T_2, \\ \kappa T_1' = T_2', \quad \eta \psi_1'' - ik \text{Mg} T_1 = \psi_2''$$

($\text{Mg} = \eta \text{M}/\text{Pr}$, $\text{M} = \alpha a_1/\eta_1 \chi_1$ — число Марангони). Граница устойчивости равновесия определяется условием $\lambda = 0$.

2. Краевая задача (1.1)–(1.3) для случая монотонной неустойчивости ($\lambda = \omega = 0$) допускает аналитическое решение [5]. Выражение

для критического числа Mr в наших обозначениях имеет вид

$$(2.1) \quad Mr(k) = \frac{8k^2(1+\kappa a)(\kappa D_1 + D_2)(\eta B_1 + B_2)}{\kappa Pr [s(\chi C_2 - C_1) - Q(\chi C_2 + \kappa C_1)],}$$

где

$$B_1 = \frac{s_1 c_1 - k}{s_1^2 - k^2}; \quad B_2 = \frac{s_2 c_2 - \kappa a}{s_2^2 - k^2 a^2}; \quad C_1 = \frac{s_1^3 - k^3 c_1}{s_1^2 - k^2}; \quad C_2 = \frac{s_2^3 - k^3 a^3 c_2}{s_2^2 - k^2 a^2};$$

$$D_1 = c_1/s_1; \quad D_2 = c_2/s_2; \quad s_1 = \text{sh } k; \quad s_2 = \text{sh } \kappa a; \quad c_1 = \text{ch } k; \quad c_2 = \text{ch } \kappa a.$$

При анализе влияния поверхностного тепловыделения на монотонную устойчивость равновесия удобно ввести параметр

$$(2.2) \quad Mr_Q = Mr \ Q = \frac{\alpha Q_0 a_1^2}{\eta_2 \nu_1 \kappa_1}.$$

В отличие от Q параметр Mr_Q не зависит от θ и остается постоянным при изменении разности температур между верхней и нижней границами системы. Различным Mr_Q отвечает различная интенсивность тепловыделения на границе раздела. В новых переменных формулу (2.1) запишем как

$$(2.3) \quad Mr(k) = s \frac{8k^2(1+\kappa a)(Pr \kappa)^{-1}(\kappa D_1 + D_2)(\eta B_1 + B_2) + Mr_Q(\chi C_2 + \kappa C_1)}{(\chi C_2 - C_1)}.$$

Видно, что тепловыделение на границе ($Mr_Q > 0$) всегда стабилизирует, а теплопоглощение ($Mr_Q < 0$) дестабилизирует монотонную моду неустойчивости равновесия. Этот эффект может быть понят на основе качественных рассуждений. Появление на границе раздела горячего пятна приводит к притоку жидкости со стороны твердых границ и ее растеканию вдоль поверхности раздела. Если граница раздела разогрета относительно твердых границ, то возникающий приток более холодной жидкости приводит к затуханию температурного возмущения. Если же граница раздела охлаждена, то приток более теплой жидкости усиливает возмущение температуры.

Обсудим особый случай $\chi = 1$, $a = 1$. В [3] установлено, что без тепловыделения монотонной неустойчивости нет. При наличии тепловыделения, как видно из формулы (2.3), граница монотонной неустойчивости равновесия существует:

$$(2.4) \quad Mr_Q = - \frac{8k^2(1+\kappa)(1+\eta)}{Pr \kappa} \frac{s_1 c_1 - k}{s_1^2 t_1 - k^3} \quad (t_1 = s_1/c_1)$$

и не зависит от Mr . Для получения границ колебательной неустойчивости задачу необходимо решать численно.

Рассмотрим систему с параметрами $\eta = \nu = 0,5$; $\kappa = \chi = Pr = a = 1$. Ограничимся случаем подогрева снизу. Монотонная неустойчивость равновесия имеет место при $Mr_Q < Mr_{Q*} < 0$, где Mr_{Q*} находится из экстремума выражения (2.4). При $Mr_Q > Mr_{Q*}$ (в частности, в отсутствие теплопоглощения) колебательная неустойчивость является единственно возможным механизмом неустойчивости равновесия. Для анализа влияния тепловыделения на конвективную устойчивость произведем расчет нейтральных кривых при фиксированных Q (рис. 1). При $Q > 0$ с увеличением Q колебательная нейтральная кривая стабилизируется; монотонная нейтральная кривая не возникает. Напротив, при $Q < 0$ с ростом $|Q|$ колебательная нейтральная кривая смещается в область меньших Mr . Кроме того, при $|Mr_Q| = Mr|Q| > |Mr_{Q*}|$ возникает монотонная нейтральная кривая. На рис. 1 показаны колебательные (штриховые линии) и монотонные (сплошные) нейтральные кривые, построенные для следующих Q : 0 — линия 1; 0,015 (2); 0,03 (3); -0,02 (4, 5); -0,025 (6, 7); -0,03 (8, 9). С увеличением $|Q|$ ($Q < 0$) монотонная мода неустойчивости дестабилизируется сильнее, чем колебательная. Графики

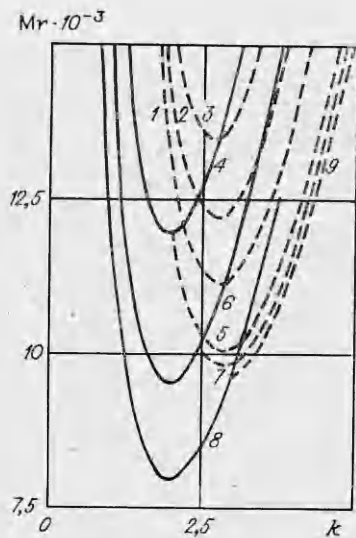


Рис. 1

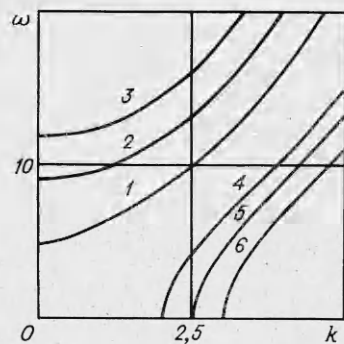


Рис. 2

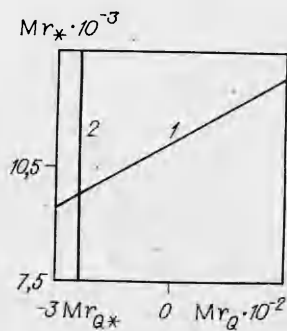


Рис. 3

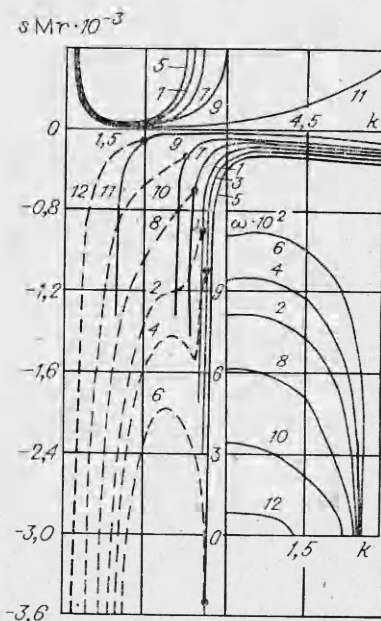


Рис. 4

зависимости частоты колебаний от волнового числа для $Q = 0; 0,015; 0,03; -0,02; -0,025; -0,03$ (линии 1—6) даны на рис. 2. На рис. 3 представлен график зависимости минимизированного по k значения Mr_* от Mr_Q для колебательной (линия 1) и монотонной (2) мод неустойчивости. В области $Mr_Q > Mr_{Q*}$ наиболее опасны колебательные, а в области $Mr_Q < Mr_{Q*}$ — монотонные возмущения.

Рассмотрим теперь систему реальных жидкостей трансформаторное масло — муравьиная кислота со следующим набором параметров: $\eta = 11,1$, $\nu = 15,4$, $\kappa = 0,41$, $\chi = 0,714$, $Pr = 306$, $a = 1,667$. В отсутствие тепловыделения ($Q = 0$) система неустойчива относительно монотонных возмущений при подогреве со стороны как первой, так и второй жидкости (рис. 4, линия 1). Кроме того, в длинноволновой области возможно возникновение колебательной неустойчивости равновесия (линия 2). При $Q > 0$ с ростом Q происходит стабилизация всех фрагментов нейтральной кривой: $Q = 0,015$ (линии 3, 4); $0,03$ (5, 6). Фрагмент линии 3 для $s = 1$ не приводится из-за близости к линии 1 в масштабе графика. При $Q < 0$ имеет место дестабилизация: $Q = -0,03$ (линии 7, 8); $-0,09$ (9, 10); $-0,3$ (11, 12). Во всей исследованной области Q минимум нейтральной кривой реализуется на монотонных возмущениях. Зависимость ω от k для колебательных возмущений представлена на вставке к рис. 4 (нумерация линий на вставке соответствует нумерации линий в основной части графика).

Таким образом, вывод о стабилизирующем влиянии тепловыделения и дестабилизирующем влиянии теплопоглощения справедлив не только для монотонных, но и для колебательных возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sternling C. V., Scriven L. E. Interfacial turbulence: hydrodynamic instability and the Marangoni effect // *AIChE J.*— 1959.— V. 5, N 4.
2. Smith K. A. On convective instability induced by surface-tension gradients // *J. Fluid Mech.*— 1966.— V. 24, N 2.
3. Непомнящий А. А., Симановский И. Б. Термокапиллярная конвекция в двухслойной системе // *ДАН СССР.*— 1983.— Т. 272, № 4.
4. Непомнящий А. А., Симановский И. Б. О колебательной конвективной неустойчивости равновесия двухслойных систем при наличии термокапиллярного эффекта // *ПМТФ.*— 1985.— № 1.
5. Френцель Г., Линде Х. Линейный анализ неустойчивости Марангони в двухфазной системе с источником или стоком тепла на межфазной границе // *Теорет. основы хим. технологии.*— 1986.— Т. 20, № 1.

г. Пермь

Поступила 24/V 1988 г.,
в окончательном варианте — 9/XI 1988 г.

УДК 621.528

В. И. Куприянов, К. Б. Павлов, А. Ю. Полуэктова, А. С. Романов

О ВЫСОКОВАКУУМНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АДСОРБЦИИ В ПРОТЯЖЕННЫХ СЛОЯХ АДСОРБЕНТА

Для описания процессов диффузии и адсорбции в протяженных слоях адсорбента широко применяется приближение сплошной среды, что значительно упрощает анализ проблемы. Возможность такого феноменологического подхода обсуждается, например, в [1—3]. При записи соответствующих уравнений кинетики процесса используются как теоретические предпосылки, имеющие вид законов сохранения и позволяющие выявить качественный вид этих уравнений, так и экспериментальные данные. Последние наряду с определением конкретных характеристик системы дают возможность проверки теоретических положений.

В промышленности для низкотемпературной адсорбции распространены адсорбенты с развитой внутренней структурой [4]. Процессы в таких адсорбентах имеют ряд особенностей, приводящих к активированной диффузии [5], что существенно при малых заполнениях. Нами была предпринята попытка экспериментально изучить процесс низкотемпературной адсорбции в протяженных слоях адсорбента методом меченых атомов. Описание экспериментальной установки и некоторые результаты приведены в [6]. Эксперименты показали, что при относительно малых заполнениях в слое адсорбента возникает характерная длина, трактуемая как глубина слоя адсорбента, участвующего в адсорбции. Известно, что в процессах, описываемых уравнением диффузии (в общем случае нелинейной), такая ситуация реализуется при наличии в среде распределенных стоков переносимой величины (см., например, [7]). Ниже теоретически и экспериментально исследуется возможность построения модели высоковакуумной низкотемпературной адсорбции в условиях относительно малого заполнения.

Высоковакуумная низкотемпературная адсорбция в протяженных слоях адсорбента состоит из нескольких основных процессов, имеющих различную физическую природу. Рассмотрим их в порядке следования.

1. Движение молекул адсорбата между дисперсными частицами (гранулами) адсорбента. В простейшем случае плоской симметрии при достаточно низких давлениях газа этот процесс может быть описан одномерным уравнением диффузии

$$(1) \quad \partial c / \partial t = \partial / \partial x D \partial c / \partial x.$$

Здесь c — концентрация молекул адсорбата; x — координата, вдоль которой в среднем происходит перенос вещества в газовой фазе; t — время; D — коэффициент диффузии, который для молекулярного режима течения газа может быть рассчитан по формуле [8]

$$(2) \quad D = D_0 \frac{\varepsilon}{K_u^2} - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \lambda \frac{3}{K_u^2},$$