

8. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Структура турбулентности вблизи ядра кольцевого вихря.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 6.
9. Владимиров В. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. Подавление турбулентности в ядрах концентрированных вихрей.— ПМТФ, 1980, № 5,
10. Ламб Г. Гидродинамика.— М.— Л.: Гостехиздат, 1947.
11. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.

Поступила 1/VIII 1985 г.

УДК 536.25

ВЛИЯНИЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ НА ТЕРМОДИФФУЗИЮ В ЖИДКОЙ СМЕСИ, ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ НАКЛОННУЮ ПРЯМОУГОЛЬНУЮ ПОЛОСТЬ

К. Г. Костарев, А. Ф. Пшеничников

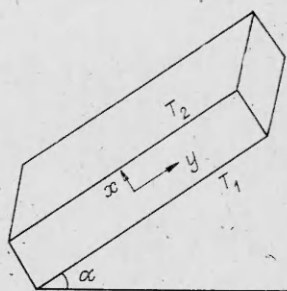
(Пермь)

Конвективное движение, возникающее в наклонной полости при подогреве сверху, в значительной степени определяет вид концентрационного поля, сформированного термодиффузией. Взаимодействие конвективных и термодиффузионных потоков при малых тепловых числах Грасгофа G_r вызывает появление продольных перепадов концентрации. Увеличение разности температур усиливает конвекцию и способствует уменьшению концентрационных градиентов. Преобладающая роль конвекции при фиксированном G_r определяется углом наклона жидкого слоя [1, 2]. Существенная особенность жидких растворов — очень малый коэффициент диффузии и, следовательно, большие числа Шмидта. Это обстоятельство не позволяет использовать результаты, полученные на газовых смесях, и сильно затрудняет численное моделирование. В отличие от [2], в настоящей работе исследовалось термодиффузионное разделение в полости с непроницаемыми границами.

В качестве прямоугольной полости (рис. 1, $T_2 > T_1$) использовался зазор между плоскими латунными теплообменниками, образованный с помощью двух плексигласовых вкладышей толщиной $a = 2,0$ мм. Расстояние между вкладышами 30,0 мм. С торцов зазор ограничивался двумя плоскими полупрозрачными зеркалами. С помощью юстировочных винтов зеркала устанавливались параллельно друг другу и образовывали рабочее пространство двухзеркального автоколлимационного интерферометра, что позволяло исследовать концентрационные поля [3, 4]. Расстояние между зеркалами 30,3 мм. Интерферограммы, полученные в изотермических условиях, представляли собой линии равной концентрации. Переход от одной интерференционной полосы к другой соответствовал изменению концентрации рабочего раствора (раствора сульфата натрия в воде) на $3,4 \cdot 10^{-3}\%$. Модель имела устройство, позволявшее изменять угол ее наклона к горизонтали от -15 до 60° . Ось вращения перпендикулярна плоскости зеркал. Величина наклона определялась по оптическому квадрату с ценой деления $30''$.

Температура теплообменников задавалась двумя струйными ультра-термостатами, снабженными системами дополнительной стабилизации температуры. Перепад температуры измерялся дифференциальной медь-константановой термопарой, подключенной к цифровому вольтметру типа ШЦ-300. Для измерения температуры окружающей среды использовался ртутный термометр с ценой деления 0,1 К.

В качестве рабочих жидкостей выбраны 6,62%-ные и 15,7%-ные водные растворы сульфата натрия, отличающиеся от растворов других солей большим значением коэффициента Sc_r и малым коэффициентом диффузии [5]. Последнее обстоятельство позволило применить для изучения концентрационных полей следующую методику. В начале опыта модель устанавливалась под углом к горизонтали. Теплообменники подключались к термостатам. Под действием разности температур в полости возникла конвекция, и по истечении некоторого времени (около 1,5 ч) устанавливалось стационарное поле концентрации. Время формирования стационарного поля температур не превышало 6 мин.



Р и с. 1

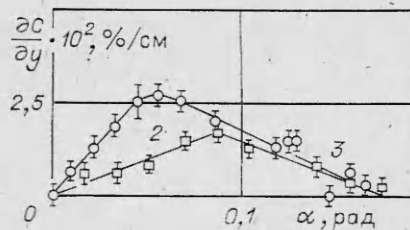
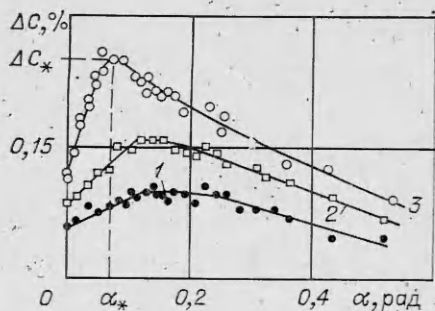
Перед измерением перепадов концентрации оба теплообменника подключались к холодному термостату, тепловая конвекция прекращалась, и начинался медленный процесс выравнивания концентрационных возмущений в основном за счет диффузии. Благодаря тому что время релаксации температурных возмущений на два — три порядка меньше времени релаксации концентрационных возмущений, процесс выравнивания происходил в изотермических условиях (перепад температуры не превышал 0,05 К). По интерферограммам, полученным в этих условиях, прослеживалось изменение концентрационного поля и вычислялись его параметры, соответствующие первоначальному стационарному режиму. Для этого экспериментальные зависимости параметров от времени аппроксимировались формулами вида $F(t) = F_0 \exp(-bt) + c$, где F_0 — значение интересующего нас параметра в начальный момент времени (т. е. в стационарном режиме). Величины F_0 , b , c находились из экспериментальных графиков. В качестве параметров, характеризующих концентрационное поле, выбраны продольная и поперечная составляющие градиента концентрации в центре полости и перепад концентраций ΔC между самой нижней и самой верхней точками наклонной полости.

На рис. 2 приведена зависимость перепада концентрации ΔC от угла наклона полости α при различных $Gr = g\beta_1 \Delta T a^3 / \nu^2$, где g — ускорение свободного падения, ΔT — перепад температуры между теплообменниками, $\beta_1 = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)$, ν — коэффициенты теплового расширения и кинематической вязкости. Линии 1—3 соответствуют $Gr = 17; 25; 36$. Средняя по объему концентрация рабочего раствора $C_0 = 15,7\%$. Как видно из рис. 2, распределение ΔC имеет выраженный максимум при $\alpha = \alpha_*(Gr)$. Отметим, что перепад концентраций ΔC_* в наклонной полости растет с увеличением разности температур существенно быстрее, чем в горизонтальной, когда конвективное движение отсутствует.

Для $Gr = 36$ исследовано распределение концентрации вдоль слоя. Оказалось, что при углах наклона, меньших α_* , это распределение близко к линейному.

Для $Gr = 36$ исследовано распределение концентрации вдоль слоя. Оказалось, что при углах наклона, меньших α_* , это распределение близко к линейному.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости продольной и поперечной составляющих градиента концентрации в центре полости от угла наклона. Кривые 1—3 отвечают $Gr = 17; 25; 36$. Продольная составляющая градиента имеет максимум примерно при тех же углах наклона, что и величина ΔC . Так, при $Gr = 36$ углы наклона полости, соответствующие максимумам кривых $\Delta C = \Delta C(\alpha)$ и $\partial C / \partial y = f_1(\alpha)$, совпадают, а при $Gr = 25$ равны 0,13 и 0,09 рад. Поперечная составляющая градиента концентрации монотонно убывает с увеличением наклона. Зная зависимость $\partial C / \partial x = f_2(\alpha)$, можно найти ее значение при $\alpha = 0$ (т. е. в бесконвективной



Р и с. 3

Р и с. 2

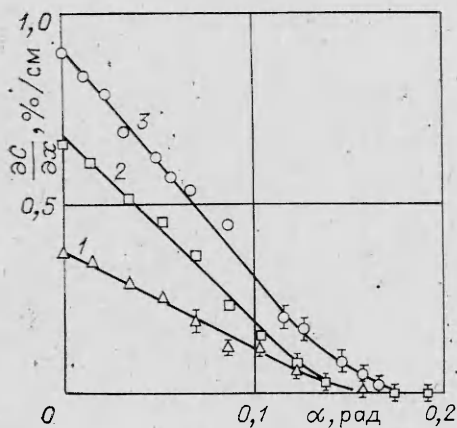


Рис. 4

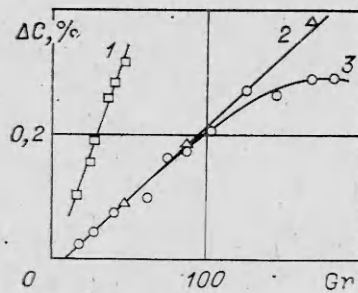


Рис. 5

позиции) и определить коэффициент Соре S по известной формуле

$$\frac{\partial C}{\partial x} = SC_0(1 - C_0)\frac{\partial T}{\partial x},$$

где C_0 — средняя по объему концентрация. В наших опытах коэффициент Соре, вычисленный таким образом, оказался равным $(8,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, что совпадает с результатами [5] и свидетельствует о хорошем качестве установки.

В [1] при численном моделировании термодиффузионной конвекции в наклонной полости установлено, что структуры течений, полученные при разных Gr , но при одной и той же величине параметра αGr , практически одинаковы. Продольная компонента градиента концентрации достигает максимума при Gr и α , соответствующих некоторому фиксированному значению комплекса

$$(1) \quad Gr \sin \alpha (1 + \varepsilon) Sc = K_*$$

Здесь $\varepsilon = S(1 - C_0)C_0 \beta_2 \rho_2 / \rho_1$ — безразмерный термодиффузионный параметр; Sc — число Шмидта; $\beta_2 = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)$, D — коэффициенты концентрационного расширения и диффузии. Можно предположить, что соотношение (1) определяет условия, при которых имеет место и максимальное разделение концентраций $\Delta C = \Delta C_*$. Проведенная в настоящей работе проверка показала справедливость этого предположения в области $Gr \leq 130$. Величина комплекса, найденная при различных перепадах температур и концентрациях раствора, равна $K_* = (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^4$.

На рис. 5 приведена зависимость максимального разделения концентрации $\Delta C_* = \Delta C(\alpha_*, Gr)$ от Gr при $C_0 = 6,62\%$ (кривая 2). Кривая 3 — перепад концентраций при углах наклона, вычисленных по формуле (1). Видно, что в области $Gr \leq 130$ эти кривые совпадают, что и подтверждает сделанное выше предположение. Зависимость $\Delta C_* = f(Gr)$ линейна во всем диапазоне исследованных Gr . Кривая 1 — средняя концентрация $C_0 = 15,7\%$. Угол наклона кривой к оси абсцисс увеличился в связи с возрастанием безразмерного термодиффузионного параметра, определяющего величину концентрационного разделения.

В заключение авторы благодарят Г. Э. Гершуни за обсуждение результатов и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пивнягин А. Ю., Пшеничников А. Ф. Свободная конвекция жидкой бинарной смеси в наклонной прямоугольной полости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 4.
2. Chueh P. L., Yeh H. M. Thermal diffusion in plate column inclined for improved performance. — AIChE J., 1967, v. 13, N 1.
3. Gustafson S. E., Kjellander Rolf A. E. An interferometer for direct recording of refractive index distributions. — Z. Naturforsch., 1968, v. 23 «a», N 2.
4. Костарев К. Г., Пшеничников А. Ф. Экспериментальное исследование концентрационных полей в зазоре между горизонтальными коаксиальными цилиндрами в

- условиях ламинарной свободной конвекции. Пермь: Пермский ун-т (Деп. в ВИНТИ 11.12.84 № 7906—84 деп.).
5. Бузмаков В. М., Пинягин А. Ю., Пшеничников А. Ф. Методика одновременного измерения коэффициента Соре и диффузии жидких растворов. — ИФЖ, 1983, т. 44, № 5.

Поступила 8/VIII 1985 г.

УДК 536.25

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА

А. Ю. Гилев, А. А. Непомнящий, И. Б. Симаковский

(Пермь)

Конвективная неустойчивость равновесия в системе двух горизонтальных слоев несмешивающихся жидкостей, обусловленная рэлеевским механизмом неустойчивости, исследовалась в рамках линейной теории в [1—5]. В настоящей работе изучается влияние поверхностно-активного вещества (ПАВ), нанесенного на границу раздела, на возникновение термогравитационной конвекции. Расчеты производились для двух типов систем, неустойчивость которых в отсутствие ПАВ имеет монотонный или колебательный характер. Обнаружен новый тип колебательной неустойчивости равновесия, обусловленный влиянием ПАВ. В некоторой области значений параметров колебательная неустойчивость может оказаться наиболее опасной. Обсуждается влияние эффекта Марангони на термогравитационные колебания.

1. Пусть пространство между двумя твердыми горизонтальными пластинами, на которых поддерживается постоянная различная температура (разность температур равна Θ), заполнено двумя слоями вязких несмешивающихся жидкостей. Начало координат помещено на границе раздела; ось x направлена горизонтально, ось y — вертикально вверх. Уравнения твердых границ: $y = a_1$ и $y = -a_2$. Коэффициенты динамической и кинематической вязкости, теплопроводности, температуропроводности и объемного расширения соответственно $\eta_m, \nu_m, \kappa_m, \chi_m, \beta_m$ ($m = 1$ для верхней жидкости, $m = 2$ для нижней). Влияние искривления границы раздела не учитывается, поскольку для термогравитационной конвекции оно несущественно [6]; граница предполагается плоской и недеформируемой ($y = 0$). Полагаем, что на границе раздела сосредоточено ПАВ с поверхностной концентрацией $\Gamma(x)$. Понижение коэффициента поверхностного натяжения с ростом температуры и концентрации ПАВ описывается формулой $\sigma = \sigma_0 - \alpha T - \alpha_s \Gamma$.

Считаем, что концентрация ПАВ невелика, так что его молекулы образуют «поверхностный газ». Явление адсорбции и десорбции ПАВ не учитывается. Перенос ПАВ вдоль границы раздела описывается уравнением [7]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (v_x \Gamma) = D_0 \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2},$$

где v_x — скорость жидкости на границе; D_0 — коэффициент поверхностной диффузии ПАВ. В равновесии концентрация ПАВ на границе постоянна: $\Gamma = \Gamma_0$.

Введем обозначения: $\eta = \eta_1/\eta_2$, $\nu = \nu_1/\nu_2$, $\kappa = \kappa_1/\kappa_2$, $\chi = \chi_1/\chi_2$, $\beta = \beta_1/\beta_2$, $a = a_2/a_1$. В качестве единиц длины, времени, скорости, температуры и поверхностной концентрации выберем соответственно a_1 , a_1^2/ν_1 , ν_1/a_1 , Θ и Γ_0 . Безразмерный градиент температуры dT_0/dy в равновесии равен $A_1 = -s/(1 + \kappa a)$ в верхней жидкости и $A_2 = -s\kappa/(1 + \kappa a)$ — в нижней, где $s = -1$ при подогреве сверху, $s = 1$ при подогреве снизу.

Перейдем к исследованию устойчивости равновесия. Наложим на состояние равновесия возмущения функции тока ψ'_m , температуры T'_m