

УДК 533.72

© 2000 г. Ю.И. ЖАВРИН, В.Н. КОСОВ, В.Д. СЕЛЕЗНЕВ

АНОМАЛЬНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПРИ ДИФфуЗИОННОМ СМЕШЕНИИ В ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

Разработана теоретическая модель, определяющая условие возникновения свободной гравитационной конвекции в неоднородных по концентрации изотермических тройных газовых смесях при устойчивой стратификации плотности по вертикали (плотность сверху меньше, чем плотность внизу). Модель удовлетворительно согласуется с опытными данными по определению границ между областями диффузии в условиях механического равновесия и конвективного смешения в поле силы тяжести в вертикальном капилляре, соединяющем две колбы с тройными смесями газов.

Экспериментальное изучение скорости изотермического смешения трехкомпонентных газовых смесей в системе двух колб, соединенных вертикальным капилляром, показало, что в поле силы тяжести при определенных условиях (давление, температура, исходный состав смеси, геометрические размеры канала) возникает свободная концентрационная конвекция [1–4]. В типичном опыте в верхнюю колбу помещали бинарную смесь самого легкого и самого тяжелого компонентов, а в нижнюю – однокомпонентный газ средней плотности: например, сверху – смесь гелия и фреона-12, внизу – аргон ($\text{He} + \text{R12-Ar}$). Смена режима устойчивой диффузии на свободную гравитационную конвекцию наблюдалась в двухколбовом аппарате (фиг. 1) с объемами колб $V_1 \approx V_2 \approx V \approx 220 \text{ см}^3$, капилляром радиуса $r = 3 \text{ мм}$ и длиной $L = 16,5 \text{ см}$ при температуре $T = 298 \text{ К}$ и давлении $p \approx 0,2 \text{ МПа}$ [4]. Для устойчивой диффузии с коэффициентом D время релаксации состава смеси He-Ar в указанной системе колб составляет $\tau = VL/(2\pi r^2 D) \approx 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}$. При возникновении конвекции скорость выравнивания состава возрастает в десятки и сотни раз.

Упомянутые опытные данные наблюдаются в условиях, когда $\rho_1 < \rho_{II}$ и находятся в противоречии с положениями общей теории устойчивости [5–8], согласно которым неустойчивость механического равновесия при изотермической диффузии возможна лишь при достаточно большом положительном градиенте плотности $\rho_1 > \rho_{II}$. Причины такого аномального смешения в тройных газовых смесях недостаточно выяснены. Однако опытные данные показывают, что наиболее интенсивная аномальная конвекция имеет место для систем, аналогичных указанной выше, в которых в процессе диффузии в условиях механического равновесия реализуется явление резкого снижения парциального расхода самого тяжелого компонента в капилляре (так называемый диффузионный "затвор" тяжелого компонента в верхней колбе [9]).

Для выяснения причин аномальной неустойчивости механического равновесия целесообразно рассмотреть закономерности устойчивого процесса смешения для систем с диффузионным «затвором» и определить для этого случая зависимость плотности смеси от координат, которая является решающим фактором возникновения неустойчивости. Цель данной работы состоит в нахождении условия аномальной

неустойчивости механического равновесия при изотермическом диффузионном смешении трех газовых компонентов в вертикальном канале на основе определения градиента плотности, реализующегося в процессе устойчивой диффузии.

1. В рамках теории устойчивости механического равновесия неоднородной по составу бинарной изотермической смеси в вертикальном канале, когда начальный состав смеси зависит только от координаты z (ось z направлена вверх), условие критичности записывается через число Рэлея следующим образом:

$$R = R_*, \quad R = \frac{1}{\eta D_{12}} \frac{d\rho}{dz} g r^4 \quad (1.1)$$

где ρ , η – плотность и вязкость смеси, r – радиус цилиндрического канала, g – ускорение свободного падения, D_{12} – коэффициент взаимной диффузии, R – диффузионное число Рэлея, R_* – критическое число Рэлея. В соотношении (1.1) все параметры, кроме $d\rho/dz$, положительны, поэтому при самопроизвольном конвективном смешении как минимум должно обеспечиваться условие $d\rho/dz \geq 0$. Такое положение кажется противоречащим начальным условиям, реализуемым в экспериментах [1–4], где состав смесей подбирается таким образом, что $\rho_1 < \rho_{II}$. Возникшее несоответствие может быть устранено учетом того, что в процессе устойчивой диффузии тройной смеси может возникнуть нелинейное распределение концентраций вдоль капилляра и, как следствие, инверсия градиента плотности.

Для определения функции $\rho(z)$ рассмотрим квазистационарное неконвективное диффузионное смешение газов в системе двух колб, соединенных капилляром (фиг. 1). Будем считать, что в верхней колбе I находится бинарная смесь легкого 1 и тяжелого 2 газов, которая диффундирует в чистый компонент 3, расположенный в нижней колбе II. Состав смесей в колбах подбирается так, что плотность смеси в верхней части аппарата всегда меньше, чем плотность газа в нижней части. Считаем, что объемы колб равны V и значительно превосходят объем соединительного капилляра ($V \gg \pi r^2 L$).

При перечисленных условиях, которые выполнялись в опытах [1–4], рассматриваемая система характеризуется иерархией времен релаксации. Кроме уже введенного времени релаксации состава смеси в системе колб τ , рассматриваемая тройная смесь характеризуется временем диффузионного выравнивания концентраций в капилляре длиной L

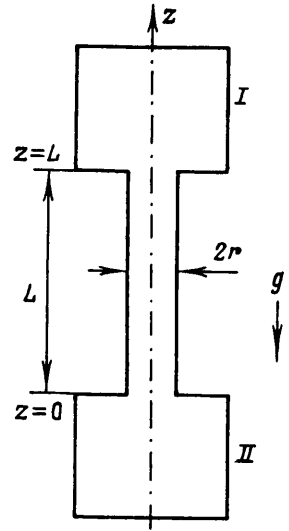
$$\tau_L = L^2 / D$$

Отношение этих времен

$$\frac{\tau}{\tau_L} = \frac{VLD}{2\pi r^2 DL^2} = \frac{V}{2\pi r^2 L^2}$$

что для рассматриваемой установки дает значение $\tau/\tau_L \approx 23$.

Следовательно, в промежутке времени Δt , удовлетворяющем условию $\tau_L \ll \Delta t \ll \tau$, процесс устойчивого смешения можно считать квазистационарным, так как к этому времени распределение концентраций в капилляре уже подстраивается под значения концентраций в колбах, которые, в свою очередь, еще не успевают значительно измениться по сравнению с первоначально заданными концентрациями.



Фиг. 1. Диффузионная ячейка двухколбового метода

Для описания эволюции распределения концентраций $c_i(z, t)$ в период $\Delta t < \tau_L$ необходимо решение нестационарных уравнений диффузии.

Рассмотрим далее распределения концентраций и плотности смеси вдоль капилляра, которые реализуются спустя несколько времен τ_L после начала смешения, и проанализируем возможность инверсии градиента плотности в этих квазистационарных условиях.

Изотермическая квазистационарная диффузия в системе двух колб характеризуется квазистационарным перепадом давления в колбах Δp , который называется диффузионным бароэффектом [10]. Относительная величина перепада $\Delta p/p \sim \text{Kn}^2$ (число Кнудсена $\text{Kn} = \lambda/r \ll 1$, где λ – средняя длина свободного пробега) и для указанных выше условий эксперимента составляет величину $\sim 10^{-8}$. При расчетах полей концентрации это позволяет считать давление p однородным по системе и постоянным во времени.

В силу закона сохранения числа частиц смеси убыль частиц из колбы может происходить только за счет их потока через канал и поэтому для идеального газа можно записать

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} = kT \frac{\partial(n_{11} + n_{21} + n_{31})}{\partial t} = \omega n \pi r^2 kT$$

где n_{ij} – парциальная плотность i -го компонента в j -й колбе, p_j – давление в j -й колбе, T – температура, k – постоянная Больцмана, ω – проекция на ось z усредненной по сечению среднечисловой скорости в лабораторной системе координат.

В квазистационарном режиме давление (как и разность давлений) перестает зависеть от времени и поэтому среднечисловая скорость обращается в нуль

$$\omega = c_1 u_1 + c_2 u_2 + c_3 u_3 = 0$$

$$c_i = \frac{n_i}{n}, \quad n = \sum_{i=1}^3 n_i \quad (1.2)$$

где c_i – мольная концентрация i -го компонента (мольная доля), u_i – проекция на ось z усредненной по сечению скорости i -го компонента в лабораторной системе координат. С точки зрения неравновесной термодинамики обращение в нуль среднечислового потока в капилляре в квазистационарном режиме является следствием теоремы Пригожина о минимуме производства энтропии.

Кроме соотношения (1.1) скорости компонентов подчиняются уравнениям Стефана – Максвелла, которые для тройной смеси имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{c_1 c_3}{D_{13}} (u_1 - u_3) + \frac{c_1 c_2}{D_{12}} (u_1 - u_2) &= -\nabla_z c_1 \\ \frac{c_1 c_2}{D_{12}} (u_2 - u_1) + \frac{c_2 c_3}{D_{23}} (u_2 - u_3) &= -\nabla_z c_2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

где D_{ij} – бинарные коэффициенты диффузии. Из (1.2), (1.3) можно получить явные выражения скоростей компонентов

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{1}{c_1 \Omega} [c_1 D_{23} (D_{12} - D_{13}) \nabla_z c_2 - D_{13} [(c_2 + c_3) D_{12} + c_1 D_{23}] \nabla_z c_1] \\ u_2 &= \frac{1}{c_2 \Omega} [c_2 D_{13} (D_{12} - D_{23}) \nabla_z c_1 - D_{23} [(c_1 + c_3) D_{12} + c_2 D_{13}] \nabla_z c_2] \\ u_3 &= \frac{1}{c_3 \Omega} [D_{13} [(c_1 + c_2) D_{23} + c_3 D_{12}] \nabla_z c_1 + D_{23} [(c_1 + c_2) D_{13} + c_3 D_{12}] \nabla_z c_2] \\ \Omega &= c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12} \end{aligned} \quad (1.4)$$

В квазистационарном режиме расход каждого компонента через произвольное сечение капилляра не зависят от координаты z

$$Q_i = n_i(z)u_i(z)\pi r^2 = \text{const} \quad (1.5)$$

Аналитическое решение (1.4), (1.5) возможно в частном случае малой ("следовой") концентрации тяжелого компонента в смеси ($c_2 \ll 1$). Принимая во внимание это условие, а также что

$$u_i c_i = \frac{Q_i}{n} = \text{const}$$

систему уравнений (1.4), (1.5) сведем к виду

$$-D_{13} \frac{dc_1}{dz} = \frac{Q_1}{n} \frac{1}{\pi r^2} \quad (1.6)$$

$$-c_2 D_{13}(D_{23} - D_{12}) \frac{dc_1}{dz} - D_{12} D_{23} \frac{dc_2}{dz} = \frac{Q_2}{n} \frac{1}{\pi r^2} [D_{12} + c_1(D_{23} - D_{12})]$$

С учетом граничных условий

$$z = L: c_1 = c_{1\text{II}}, \quad c_2 = c_{2\text{I}}, \quad c_3 = c_{3\text{I}}$$

$$z = 0: c_1 = c_{1\text{III}}, \quad c_2 = c_{2\text{II}}, \quad c_3 = c_{3\text{II}}$$

решение (1.6) запишется следующим образом:

$$c_1 = 1 - c_2 - c_3$$

$$c_2 = \left\{ c_{2\text{I}} + \frac{Q_2}{Q_1} \left[\frac{D_{12}(D_{13} - D_{23})}{D_{13}(D_{12} - D_{23})} - c_{1\text{I}} \right] \right\} \exp \left[-\frac{Q_1}{n} \frac{1}{\pi r^2} \frac{(D_{23} - D_{12})}{D_{12} D_{23}} (L - z) \right] - \frac{Q_2}{Q_1} \left[\frac{D_{12}(D_{13} - D_{23})}{D_{13}(D_{12} - D_{23})} - c_{1\text{I}} \right] + \frac{Q_2}{n D_{13}} \frac{1}{\pi r^2} (L - z)$$

$$c_3 = c_{3\text{II}} - \frac{z}{L} (c_{3\text{II}} - c_{3\text{I}}) \quad (1.7)$$

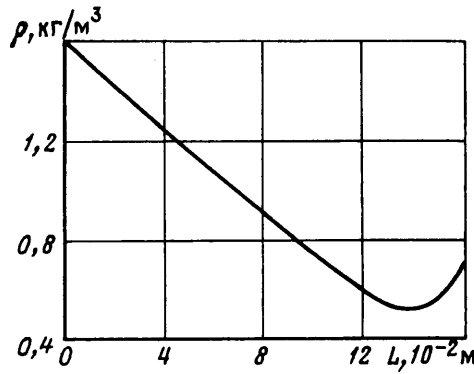
Из решения (1.7) можно определить парциальные потоки компонентов

$$Q_1 = -\frac{n D_{13}}{L} \pi r^2 (c_{1\text{I}} - c_{1\text{III}})$$

$$Q_2 = -\frac{n D_{13} \pi r^2}{L} \left\{ c_{2\text{II}} - c_{2\text{I}} \exp \left[-\frac{D_{13}(D_{12} - D_{23})}{D_{12} D_{23}} (c_{1\text{I}} - c_{1\text{III}}) \right] \right\} \times \left\{ \frac{1}{(c_{1\text{I}} - c_{1\text{III}})} \left[\frac{D_{12}(D_{13} - D_{23})}{D_{13}(D_{12} - D_{23})} - c_{1\text{I}} \right] \left[\exp \left[-\frac{D_{13}(D_{12} - D_{23})}{D_{12} D_{23}} (c_{1\text{I}} - c_{1\text{III}}) \right] - 1 \right] - 1 \right\}^{-1}$$

Нетрудно видеть, что (1.7) содержит экспоненциальную зависимость от координаты z , которая только в предельном случае $D_{12} \equiv D_{13} \equiv D_{23}$ приводит к линейному распределению концентраций компонентов.

Для систем, в которых $D_{23} \ll D_{12} \approx D_{13}$, профиль концентрации тяжелого компонента существенно нелинейный. Именно такое соотношение коэффициентов диффузии характеризует системы, в которых можно наблюдать эффект диффузионного затвора [9], обусловленный перепадом давления, создаваемым при взаимном смешении первого (легкого) и третьего компонентов. Перепад давления вызывает поток



Фиг. 2. Распределение плотности газовой смеси He + R12-Ag в капилляре

смеси, направленный в колбу с бинарной смесью газов, и резко снижает отток особенно тяжелого компонента из этой колбы.

Как показали экспериментальные исследования [1–4], наибольшую интенсивность свободная конвекция проявляет себя в системах, в которых смешение в условиях механического равновесия характеризуется резким снижением парциального расхода самого тяжелого компонента смеси. В этом случае $Q_2/Q_1 \approx c_{21} \ll 1$ и соотношения (1.7) можно приближенно представить в виде

$$c_1 = 1 - c_2 - c_3$$

$$c_2 = c_{21} \exp \left[-\frac{D_{13}(D_{12} - D_{23})}{D_{12}D_{23}} \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right] \quad (1.8)$$

$$c_3 = 1 - \frac{z}{L}$$

где дополнительно приняты типичные для проводимых опытов условия $c_{211} = c_{31} = c_{111} = 0$. Расхождение в распределениях концентраций, вычисленных по строгим (1.7) и приближенным формулам (1.8), для случая диффузионного затвора незначительно и лежит в пределах нескольких процентов.

Соотношение (1.8) позволяет найти распределение плотности по длине капилляра, а также его градиент в виде

$$\frac{1}{n} \rho(z) = m_1 c_1 + m_2 c_2 + m_3 c_3 = m_1 + c_2 \Delta m_2 + c_3 \Delta m_3 \quad (1.9)$$

$$\frac{1}{n} \frac{d\rho}{dz} = \Delta m_2 c_{21} \exp[-\chi] \frac{\chi}{L} \exp \left[\chi \frac{z}{L} \right] - \frac{\Delta m_3}{L} \quad (1.10)$$

$$\Delta m_2 = m_2 - m_1, \quad \Delta m_3 = m_3 - m_1$$

$$\chi = \frac{D_{13}(D_{12} - D_{23})}{D_{12}D_{23}}$$

где m_i – масса молекулы i -го сорта.

На фиг. 2 приведено распределение плотности смеси ρ по длине капилляра L , вычисленное по (1.9), для типичной системы, в которой $D_{23} \ll D_{12} \cong D_{13}$: He + R12 – в верхней колбе, Ag – в нижней при $p = 0,1$ МПа, $T = 298$ К, $c_{21} = 0,1$ мольных долей. Полученная зависимость иллюстрирует возможность инверсии градиента плотности в течение времени релаксации $c_i(z)$ при $\rho_1 = 0,68$ кг/м³ < $\rho_{11} = 1,60$ кг/м³. Очевидно, что такое распределение плотности может послужить причиной неустойчивости механи-

ческого равновесия при диффузии, так как верхняя часть канала характеризуется положительным градиентом плотности. Исследуем условия возникновения немонотонности $\rho(z)$ при варьировании величины c_{21} для $\rho_1 \leq \rho_{II}$.

Выражение (1.10), определяющее градиент плотности для произвольной координаты z , в точке $z = L$ принимает вид

$$\left(\frac{1}{n} \frac{d\rho}{dz}\right)_{z=L} = \Delta m_2 c_{21} \frac{\chi}{L} - \frac{\Delta m_3}{L} \quad (1.11)$$

Неустойчивость может развиваться только в случае превышения градиентом пологового значения, которое определяется из условия

$$\frac{d\rho}{dz} = 0$$

Это условие позволяет найти граничное значение концентрации $c_{21}^{(1)}$, при превышении которого в системе возникает инверсия градиента плотности

$$c_{21}^{(1)} = \frac{\Delta m_3 D_{12} D_{23}}{\Delta m_2 (D_{12} - D_{23}) D_{13}} \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) является нижней границей концентрации тяжелого компонента, обеспечивающей возможность самопроизвольного нарушения механического равновесия при диффузии. Другое (наибольшее) значение концентрации второго компонента $c_{21}^{(2)}$ в верхней колбе определяется из условия $\rho_1 = \rho_{II}$

$$m_3 = (1 - c_{21}^{(2)}) m_1 + c_{21}^{(2)} m_2, \quad c_{21}^{(2)} = \frac{m_3 - m_1}{m_2 - m_1} = \frac{\Delta m_3}{\Delta m_2}$$

Таким образом, инверсия градиента плотности, а следовательно, и аномальная ($\rho_1 < \rho_{II}$) свободная концентрационная конвекция может происходить только в следующем интервале концентраций тяжелого компонента в верхней колбе $c_{21}^{(1)} \leq c_{21} \leq c_{21}^{(2)}$.

Используя (1.12), градиент плотности (1.11) при $z = L$ запишем в виде

$$\left(\frac{1}{n} \frac{d\rho}{dz}\right)_{z=L} = \Delta m_2 \frac{\chi}{L} (c_{21} - c_{21}^{(1)}) \quad (1.13)$$

С учетом (1.1), (1.11) получим число Рэлея в точке $z = L$

$$R = \left(n \Delta m_2 c_{21} \frac{\chi}{L} - n \Delta m_3 \frac{1}{L} \right) \frac{g r^4}{\eta D_{12}}$$

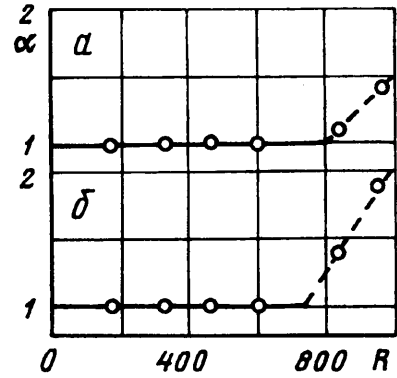
Именно в этой точке градиент плотности имеет максимальное значение и определяет условие устойчивости для квазистационарного смешения трех компонентов в системе двух колб. Комбинируя (1.11), (1.13) и сделав переход к $c_{21}^{(1)}$ в рамках (1.12), окончательно получим

$$R = \frac{r^4 n g \Delta m_2 D_{13} (D_{12} - D_{23})}{\eta L D_{12}^2 D_{23}} \left(c_{21} - \frac{\Delta m_3}{\Delta m_2} \frac{D_{12} D_{23}}{D_{13} (D_{12} - D_{23})} \right) \quad (1.14)$$

При этом должно существовать такое критическое число Рэлея R_* , при котором условие $R \geq R_*$ будет определять переход к свободному конвективному перемешиванию. Значение R_* должно определяться геометрическими условиями опыта и не может зависеть от смены смесей.

2. Соотношение (1.14) позволяет каждому конкретному опыту по смешению сопоставлять число Рэлея, а по значениям параметров, при которых происходит нару-

Фиг. 3. Параметр α для системы He + R12-Ag в зависимости от числа Рэлея. Сплошная кривая 1 – расчет в предположении устойчивости процесса, Пунктирная кривая 2 – аппроксимация экспериментальных данных: а – He, б – Ag



шение механического равновесия, судить о критических числах Рэлея R_* . Экспериментальный метод определения R_* состоял в следующем. В каждой из двух колб измерялись концентрации компонентов, прошедших через канал в противоположных направлениях за определенный промежуток времени $\Delta t \geq \tau_L \approx 300$ с (ранее было показано, что наибольшая интенсивность процесса наблюдается примерно в течение 60 мин [2–4]). В опытах варьировался один из параметров p , T , c_{21} , определяющих значения числа R (1.14). Затем строилась зависимость отношения измеренной концентрации к ее теоретическому значению $\alpha = c_{\text{exp}}/c_t$ для протекающей в условиях механического равновесия диффузии как функция числа R .

На фиг. 3 представлена такая зависимость для системы, He + R12-Ag при $p = 0,217$ МПа и $T = 298$ К. Точки на кривых соответствуют экспериментально исследованным системам со следующим содержанием мольных долей фреона-12 в бинарной смеси, размещенной в верхней колбе: 0,06; 0,08; 0,1; 0,12; 0,15; 0,17. Нетрудно заметить, что в области концентраций, характерных для устойчивого диффузионного процесса $c_{\text{exp}} \cong c_t$, а α не зависит от R . В случае перехода системы в режим свободной конвекции $c_{\text{exp}} > c_t$ параметр α начинает линейно возрастать. Местоположение точки резкой смены наклона кривой $\alpha(R)$ определяет критическое число R_* , которое для данной системы равно 780.

В таблице приведены значения R_* для четырех различных смесей, в которых наблюдалась конвективная неустойчивость. Анализ полученных данных показывает, что во всех случаях экспериментальные значения R_* отличаются от среднего значения для указанных систем не более чем на 9%. Это подтверждает корректность предложенного механизма возникновения аномальной неустойчивой диффузии. Различия значений в таблице связаны с тем, что в опыте недостаточно строго выполнено условие $c_{21} \leq 1$.

Закключение. Предложенная теоретическая модель квазистационарного смешения бинарной смеси газов с чистым компонентом в условиях механического равновесия в системе двух колб, соединенных капилляром, позволяет определить распределение плотности по длине канала.

Показано, что при плотности смеси в верхней колбе меньшей, чем плотность в нижней, может иметь место инверсия градиента плотности за счет нелинейного

Система	R_*	c_{21}	p , МПа
H ₂ + Ag – N ₂	895	0,40	3,03
He + Ag – N ₂	808	0,40	3,03
H ₂ + N ₂ – CH ₄	761	0,325	2,54
N ₂ + R12 – C ₄ H ₁₀	791	0,22	0,19

распределения концентрации тяжелого компонента, если коэффициенты взаимной диффузии $D_{23} \ll D_{12} \cong D_{13}$. Получено соотношение, позволяющее определить критическое число Рэлея R_* на основе измерения параметров смешения, соответствующих точке перехода к режиму конвекции. Значения R_* , определенные по опытным данным для четырех систем, различаются не более чем на 9%, что подтверждает предложенный механизм аномальной неустойчивости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда науки Республики Казахстан (проект 171-96 ФН) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00879).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller L., Spurling T.H., Mason E.A. Instabilities in ternary diffusion // Phys. Fluids. 1967. V. 10. № 8. P. 1809–1813.
2. Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Белов С.М., Тарасов С.Б. Влияние давления на устойчивость диффузии в некоторых трехкомпонентных газовых смесях // Журн. техн. физики. 1984. Т. 54. № 5. С. 943–947.
3. Kosov N.D., Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. Diffusive instability during ternary isothermal diffusion in the absence of gravitation // Hydromechanics and Heat/Mass Transfer in Microgravity. Reviewed Proc. 1st Intern. Symp. on Hydromechanics and Heat/Mass Transfer in Microgravity: Perm; Moscow, Russia, 1991. Amsterdam: Gordon and Breach, 1992. P. 531–536.
4. Косов В.Н., Жаврин Ю.И. Коэффициенты диффузии некоторых бинарных и трехкомпонентных газовых смесей, содержащих фреон-12 // Теплофизические свойства веществ и материалов. М.: Изд-во стандартов, 1989. Вып. 28. С. 112–122.
5. Гершуни Г.Э., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
6. Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981. 638 с.
7. Ханперт Г., Тернер Дж. Конвекция, обусловленная двойной диффузией // Современная гидродинамика. Успехи и проблемы. М.: Мир, 1984. С. 412–453.
8. Paliwal R.C., Chen C.F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer. Pt 1; 2 // J. Fluid Mech. 1980. V. 98. Pt 4. P. 755–768, 769–785.
9. Селезнев В.Д., Смирнов В.Г. Диффузия трехкомпонентной смеси газов в системе двух колб // Журн. техн. физики. 1981. Т. 51. № 4. С. 795–800.
10. Суетин П.Е., Волобуев П.В. Бароэффект при взаимной диффузии газов // Журн. техн. физики. 1964. Т. 34. № 6. С. 1107–1114.

Алма-Ата

Поступила в редакцию
28.X.1997