

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА
И ТЕРМОХИМИЯ

УДК 533.15

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КОМПОНЕНТОВ СМЕСИ
НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ РЕЖИМОВ СМЕШЕНИЯ
ПРИ ДИФФУЗИИ В ТРОЙНЫХ ГАЗОВЫХ СИСТЕМАХ

© 2017 г. В. Н. Косов^{a,*}, Д. У. Кульжанов^b, Ю. И. Жаврин^c, О. В. Федоренко^c

^a Казахский национальный педагогический университет им. Абая, Алматы, Казахстан

^b Атырауский институт нефти и газа, Атырау, Казахстан

^c Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики
Казахского национального университета им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

* e-mail: kosov_vlad_nik@list.ru

Поступила в редакцию 11.05.2016 г.

Экспериментально исследованы особенности диффузионного переноса в изотермических тройных газовых смесях в зависимости от концентрации самого тяжелого по плотности компонента. Установлено, что при определенном составе в исследуемой смеси возникают особые диффузионные режимы, связанные с существенно большей скоростью смешения компонентов, вызванной конвективной конвекцией. Показано, что параметры перехода от диффузионного к конвективному типу смешения могут быть определены в рамках теории устойчивости, распространенной на случай изотермических тройных систем. Проведено сравнение численных результатов с опытными данными.

Ключевые слова: диффузия, концентрация, давление, конвекция, теория устойчивости

DOI: 10.7868/S0044453717060152

Описание диффузионного смешения в газовых системах при различных технологических стадиях связано с изучением кинетики массопереноса [1]. Диффузия в многокомпонентных смесях описывается уравнениями Стефана–Максвелла [1] и в сравнении с бинарными системами имеет ряд особенностей [2–5], которые заключаются в: отсутствии переноса компонента при отличном от нуля его градиента концентрации; переносе компонента при нулевом значении его градиента; реверсивной (обратной) диффузии. Другое проявление особых режимов многокомпонентной диффузии – возникновение конвекции, приводящей к синергетическому эффекту, связанному со значительным увеличением скорости смешения компонентов системы [6]. Эксперименты и численные исследования диффузии паров бинарных растворов в инертный газ [6, 7], показали возможность возникновения в таких системах конвективной неустойчивости с последующим образованием структурированных течений. Вместе с тем описываемые в [6, 7] эффекты будут зависеть и от состава смесей, давления, влияние которых на интенсивность смешения не рассматривалось в [6, 7].

В данной работе опытным путем изучается изотермическая диффузия бинарной смеси гелия и аргона в азот при различных давлениях и кон-

центрациях самого тяжелого по плотности компонента. Проводится сравнение экспериментальных результатов с вычисленными в рамках конвективной теории устойчивости.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Диффузионное и конвективное смешение изучено двухколбовым методом [8]. Конструктивные особенности опытной установки и измерительной ячейки данного метода приведены в работе [9]. Поэтому в данном случае ограничимся схематическим описанием экспериментального стенда и методики работы на нем.

Схема установки приведена на рис. 1 и включает в себя две части. Первая – определяет доставку газов из баллонов *A* и *B* в измерительную ячейку, через набор игольчатых вентилях (кранов) *1–10*, манометров *12* с мембранными разделителями *11* и буферной емкости *13* для выравнивания давления. Вторая часть установки – измерительная ячейка с равными объемами колб: $V_1 = V_2 = (76.2 \pm 0.5) \times 10^{-6} \text{ м}^3$, которые соединились вертикальным цилиндрическим каналом длиной $L = (70.00 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ м}$ и диаметром $d = (4.00 \pm 0.02) \times 10^{-3} \text{ м}$. Эксперименты проводились по методике, предложенной в работе [9]. Верхняя *16* и нижняя *14* колбы аппарата заполнялись газами

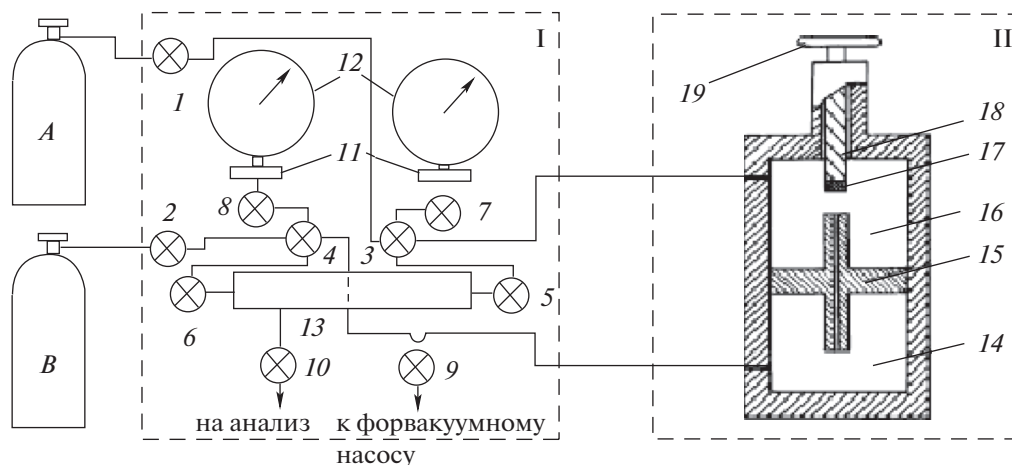


Рис. 1. Схема экспериментальной установки двухколбового метода; I – блок подготовки газов, II – термостат с двухколбовым аппаратом; 1–10 – краны, 11 – мембранные разделители, 12 – образцовые манометры, 13 – буферная емкость, 14 – нижняя колба, 15 – диффузионный канал, 16 – верхняя колба, 17 – фторопластовая таблетка, 18 – шток, 19 – вороток, A, B – колбы с газами.

из баллонов A и B до давления опыта. Герметичность при заполнении колб обеспечивалась фторопластовой таблеткой 17. С помощью воротка 19 поднимался шток 18, открывая соединяющий колбы канал 15. При этом фиксировалось время начала смешения. По окончании опыта канал перекрывался, и проводился анализ газовой смеси из каждой колбы. Погрешность анализа концентрации хроматографом составляла $\pm 0.5\%$. Затем давление опыта изменялось, и по описанной выше процедуре определялись экспериментальные значения концентраций компонентов. Во всех опытах температура поддерживалась равной $T = 298.0$ К. Время смешения составляло 1800 с, что обеспечивало корректный хроматографический анализ концентраций.

Для исследования была выбрана система He (1) + Ar (2) – N₂ (3). Условимся, что числа перед элементом определяют начальную концентрацию компонента в смеси в мольных долях, а в скобках после химического элемента – его нумерацию. В верхней колбе аппарата располагалась бинарная смесь гелия и аргона, а в нижней – азот.

Экспериментальные данные для системы 0.6338 He (1) + 0.3662 Ar (2) – N₂ (3) при различных давлениях приведены на рис. 2а. Определим такое направление градиента плотности смеси как отрицательное. Параметр $\alpha = c_{\text{exp}}/c_{\text{theor}}$ для аргона получен путем нормировки экспериментальных значений c_{exp} на вычисленные c_{theor} по уравнениям Стефана–Максвелла в предположении о квазистационарной диффузии тройной газовой смеси [3] при линейном распределении концентрации в канале. Результаты вычислений совпадают с опытными данными для диффузии в пределах погрешности измерений. Это свиде-

тельствует о возможности применения методики [3] для определения соответствующих диффузионных характеристик многокомпонентного массопереноса наряду с подходами [10, 11], связанными с решением уравнений Стефана–Максвелла при нелинейном распределении концентрации в диффузионном канале.

Как видно из рис. 2а, для данной системы наблюдается диффузия. Опытные значения концентраций компонента, обозначенные символом \diamond , в пределах погрешности эксперимента совпадают с вычисленными. На всем интервале исследуемых давлений параметр $\alpha \approx 1$. В дальнейшем для любых составов смеси опытные данные, соответствующие диффузии, будем определять значениями без зачернения.

Увеличим содержание аргона в исходном составе смеси, оставляя неизменным направление градиента плотности. В системе 0.5338 He (1) + 0.4662 Ar (2) – N₂ (3) наблюдается уже другая картина (рис. 2а). При определенном давлении экспериментальные данные заметно отличаются от вычисленных по уравнениям Стефана–Максвелла. Параметр α начинает значительно превосходить единицу, что нетипично для диффузии. Опытные данные, характеризующие указанный тип смешения, здесь и далее будем определять через зачерненные значки \blacktriangle . Необходимо отметить, что аналогичная зависимость от давления проявляется и для гелия с азотом. В дальнейшем при больших (несколько десятков) значениях α для аргона смену режимов более наглядно иллюстрировать на других компонентах смеси.

Обнаруженный режим массопереноса регистрируется для условий, когда плотность смеси гелия и аргона в верхней части канала не превос-

ходит плотность азота, который размещается соответственно в нижней части, и причин для возникновения других типов смешения, на первый взгляд, не существует. Возникновение синергетического эффекта по увеличению интенсивности массопереноса в системах с отрицательным градиентом плотности может быть связано с проявлением конвективных механизмов смешения. Причиной возникновения конвективной неустойчивости является инверсия градиента плотности, вызванная различием коэффициентов диффузии компонентов [12].

Последовательное увеличение содержания аргона в исходном составе смеси приводит к тому, что давление перехода от диффузии к конвективному смешению начинает уменьшаться (рис. 2б). При определенном содержании аргона в исходном составе смеси (0.66 мол. доли) направление градиента плотности меняет знак. В этом случае давление перехода, определяющее смену режимов, существенным образом зависит от состава аргона в смеси. Отмечается его уменьшение от $p_* = 0.7$ МПа для смеси 0.2990 He (1) + 0.7010 Ar (2) – N₂ (3) до значения $p_* = 0.4$ МПа, соответствующего смеси 0.0980 He (1) + 0.9020 Ar (2) – N₂ (3). Проведенное изучение концентрационной зависимости в смесях с $\nabla\rho < 0$ не фиксировало такого существенного изменения давления при переходе от одного режима к другому. Таким образом, в многокомпонентных системах с существенным различием молекулярных масс и коэффициентов диффузии компонентов при определенных условиях возможно проявление особых режимов смешения.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОБЛАСТЕЙ КОНВЕКТИВНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ДИФфуЗИИ

Анализ полученных данных показывает, что возникновение особых режимов в газах при многокомпонентной диффузии может быть связано с проявлением конвекции. Численные исследования [13, 14] показывают, что в задачах фильтрации в газовых смесях возможно возникновение критических течений. В рамках теории устойчивости [15] возможно определить спектр критериев возникновения конвективной неустойчивости и последующих надкритических режимов концентрационной конвекции. Следует полагать, что переход от диффузионного типа смешения к конвективному в вертикальных каналах, также можно рассмотреть в рамках подходов, предложенных в [13–15].

Макроскопическое движение смеси описывается системой уравнений гидродинамики, которая включает в себя уравнения Навье–Стокса, сохра-

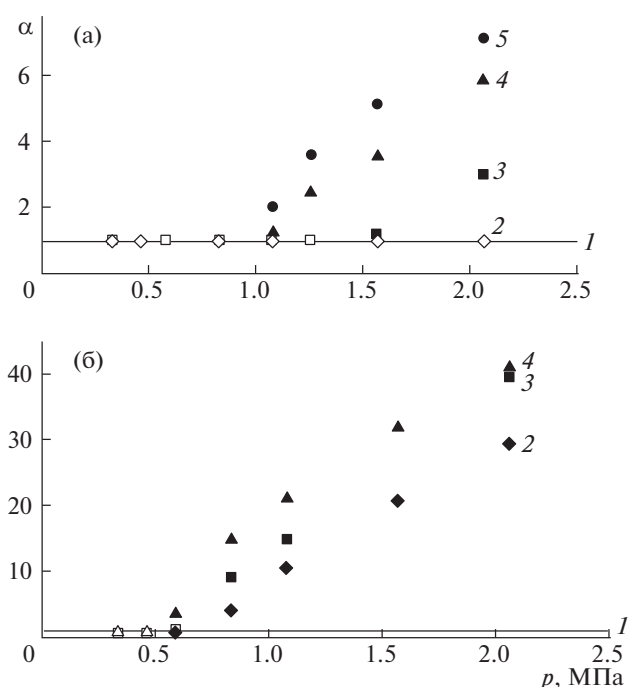


Рис. 2. Зависимости параметра α от давления; l – расчет в предположении диффузии. Точки – экспериментальные данные и соответствуют следующим составам смеси: а – компонент – аргон, 2 – 0.6338 He (1) + 0.3662 Ar (2) – N₂ (3), 3 – 0.5338 He (1) + 0.4662 Ar (2) – N₂ (3), 4 – 0.4397 He (1) + 0.5603 Ar (2) – N₂ (3), 5 – 0.3476 He (1) + 0.6524 Ar (2) – N₂ (3); б – компонент – азот, 2 – 0.2990 He (1) + 0.7010 Ar (2) – N₂ (3), 3 – 0.2320 He (1) + 0.7680 Ar (2) – N₂ (3), 4 – 0.0980 He (1) + 0.9020 Ar (2) – N₂ (3).

нения числа частиц смеси и компонентов. С учетом условия независимой диффузии, при которой для изотермической газовой смеси $\sum_{i=1}^3 \mathbf{j}_i = 0$, $\sum_{i=1}^3 c_i = 1$, эта система уравнений имеет следующий вид [15–17]:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}) \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi \right) \nabla \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{v}) = 0, \quad \frac{\partial c_i}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla c_i = -\operatorname{div} \mathbf{j}_i, \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_1 = -\left(D_{11}^* \nabla c_1 + D_{12}^* \nabla c_2 \right),$$

$$\mathbf{j}_2 = -\left(D_{21}^* \nabla c_1 + D_{22}^* \nabla c_2 \right),$$

где $\mathbf{u} = \frac{\rho_1 \mathbf{u}_1 + \rho_2 \mathbf{u}_2 + \rho_3 \mathbf{u}_3}{\rho}$ – среднемассовая скорость, $\mathbf{v} = \frac{n_1 \mathbf{u}_1 + n_2 \mathbf{u}_2 + n_3 \mathbf{u}_3}{n}$ – среднечисловая скорость тройной смеси, ρ – плотность, p – дав-

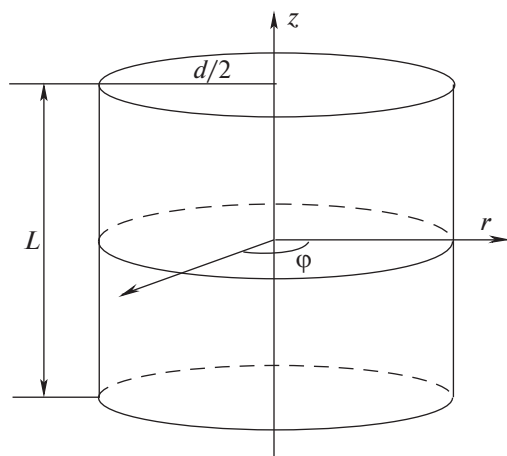


Рис. 3. Ограниченный цилиндрический канал.

ление, c_i – концентрация i -го компонента, \mathbf{g} – ускорение силы тяжести, η и ξ – коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, \mathbf{j}_i – плотность

диффузионного потока i -го компонента, D_{ij}^* – практические коэффициенты диффузии, определяемые через коэффициенты взаимной диффузии соотношениями [2]:

$$D_{11}^* = \frac{D_{13}[c_1 D_{32} + (c_2 + c_3) D_{12}]}{D},$$

$$D_{12}^* = -\frac{c_1 D_{23}(D_{12} - D_{13})}{D},$$

$$D_{22}^* = \frac{D_{23}[c_2 D_{13} + (c_1 + c_3) D_{12}]}{D},$$

$$D_{21}^* = -\frac{c_2 D_{13}(D_{12} - D_{23})}{D},$$

$$D = c_1 D_{23} + c_2 D_{13} + c_3 D_{12}.$$

Уравнения (1) дополняются уравнением состояния среды

$$\rho = \rho(c_1, c_2, p), \quad T = \text{const}, \quad (2)$$

которое связывает термодинамические параметры в (1). При решении системы уравнений (1) применяется метод малых возмущений [15], который позволяет представить c_i и p следующим образом:

$$c_i = \langle c_i \rangle + c_i', \quad p = \langle p \rangle + p',$$

где $\langle c_i \rangle$, $\langle p \rangle$ – постоянные средние значения, принимаемые в качестве начала отсчета, а c_i' , p' – возмущенные величины, которые не приводят к существенному отклонению плотности ρ' от среднего значения ρ_0 . Это приводит к линейной зависимости плотности от состава. Далее полагаем, что при выполнении условия $L \gg d/2$ разли-

чия между возмущениями среднечисловой \mathbf{v} и среднемассовой \mathbf{u} скоростей в уравнении Навье–Стокса будут несущественны [16]. Тогда уравнения (1), (2) можно свести к системе уравнений для возмущений, обезразмеренной относительно заданных масштабов: расстояния – d , времени – d^2/ν , скорости – D_{22}^*/d , концентрации i -го компонента – $A_i d$, давления – $\rho_0 \nu D_{22}^*/d$. Окончательно система уравнений (1), (2) для возмущенных значений (штрихи опущены) в безразмерных величинах принимает вид [16–18]:

$$\text{Pr}_{22} \frac{\partial c_1}{\partial t} - (\mathbf{u}\nabla) = \tau_{11} \nabla^2 c_1 + \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \nabla^2 c_2,$$

$$\text{Pr}_{22} \frac{\partial c_2}{\partial t} - (\mathbf{u}\nabla) = \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \nabla^2 c_1 + \nabla^2 c_2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p + \nabla^2 \mathbf{u} + (\text{Ra}_1 \tau_{11} c_1 + \text{Ra}_2 c_2) \boldsymbol{\gamma},$$

$$\text{div } \mathbf{u} = 0,$$

где $\text{Pr}_{ii} = \nu / D_{ii}^*$ – диффузионное число Прандтля, $\text{Ra}_i = g\beta_i A_i d^4 / \nu D_{ii}^*$ – парциальное число Релея, $\tau_{ij} = D_{ij}^* / D_{22}^*$ – параметры, определяющие соотношение между практическими коэффициентами диффузии.

Рассмотрим смешение смеси в диффузионном канале конечной длины (рис. 3). Для такого типа смешения существенны трехмерные движения, поэтому при аппроксимации скорости следует считать все компоненты вектора \mathbf{u} отличными от нуля. Рассматривая в цилиндрической системе координат периодические по φ движения и удовлетворяя условиям на твердых границах $z = \pm h$ ($h = L/d$ – геометрический параметр), можно записать аппроксимацию скорости в виде [15, 18]:

$$u_z = \frac{1}{4}(h^2 - z^2)^2 u(r) \cos n\varphi,$$

$$u_r = z(h^2 - z^2) v(r) \cos n\varphi, \quad (4)$$

$$u_\varphi = z(h^2 - z^2) \omega(r) \sin n\varphi, \quad (n = 0, 1, 2 \dots).$$

Определяя радиальные функции u , v , ω и полагая, что для первых двух уравнений (3) $\frac{\partial c_i}{\partial t} = 0$, найдем концентрации компонентов из уравнений:

$$\nabla^2 c_i = -u_z K_i, \quad i = 1, 2, \quad (4)$$

$$\text{где } K_1 = \frac{\left(1 - \frac{A_2}{A_1} \tau_{12}\right)}{(\tau_{11} - \tau_{12} \tau_{21})}, \quad K_2 = \frac{\left(\tau_{11} - \frac{A_1}{A_2} \tau_{21}\right)}{(\tau_{11} - \tau_{12} \tau_{21})}.$$

Решение уравнения (4) имеет вид [18]:

$$c_i = \frac{11K_i(h^2 - z^2)(5h^2 - z^2) \cos n\varphi}{248\alpha^2(k^2 + \alpha^2)} \times \left[\alpha^2 \frac{J_n(kr)}{J_n(k)} + \frac{I_n(\alpha r)}{\alpha I_n(\alpha)} \right] \times \left\{ n(\alpha^2 + k^2) - \alpha^2 k \frac{J'_n(k)}{J_n(k)} \right\} - (k^2 + \alpha^2)r^n, \quad (5)$$

где $J_n(kr)$ и $I_n(\alpha k)$ – функции Бесселя 1-го рода, $\alpha = 153/62h^2$. Параметр k находится из уравнения:

$$kJ_n''(k) = (n + 1)J_n'(k).$$

Для определения границы смены режимов рассматриваемой задачи умножим скалярно третье уравнение системы (3) на вектор \mathbf{u} и проинтегрируем по всему объему V диффузионного канала при условиях, что $\nabla p = 0$, $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = 0$, в итоге получим:

$$\int \mathbf{u} \nabla^2 \mathbf{u} dV + Ra_1 \tau_{11} \int u_z c_1 dV + Ra_2 \int u_z c_2 dV = 0. \quad (6)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты численного исследования, полученные с помощью подхода (1)–(6), представлены на рис. 4. Уравнение (6) определяет на плоскости (Ra_1, Ra_2) граничную линию, разделяющую области диффузии и концентрационной конвекции (нарастающие возмущения). Приравнявая градиент плотности нулю, получим уравнение прямой в виде:

$$\tau_{11} Ra_1 = -Ra_2. \quad (7)$$

Взаимное расположение линий 1 и 2, 3 (рис. 4), вычисленных по (7) и (6), показывает существование между ними сектора, когда состояние смеси неустойчиво, хотя плотность в верхней части канала меньше, чем в нижней, что, на первый взгляд, соответствует только диффузионному типу смешения. Возникновение конвекции в этой области объясняется уже другим механизмом, а не сменой режимов “диффузия – конвекция” при смешении с положительным направлением градиента плотности смеси [15]. Случайно сместившийся вверх элемент среды попадает в смесь с меньшей плотностью и другим составом. Различие в коэффициентах взаимной диффузии компонентов приводит к выравниванию концентрации легкого компонента, его недостаточность компенсируется, и сместившийся элемент, становясь легче окружающей среды, продолжает всплывать, порождая неустойчивость. Похожая ситуация наблюдалась для неизотермического

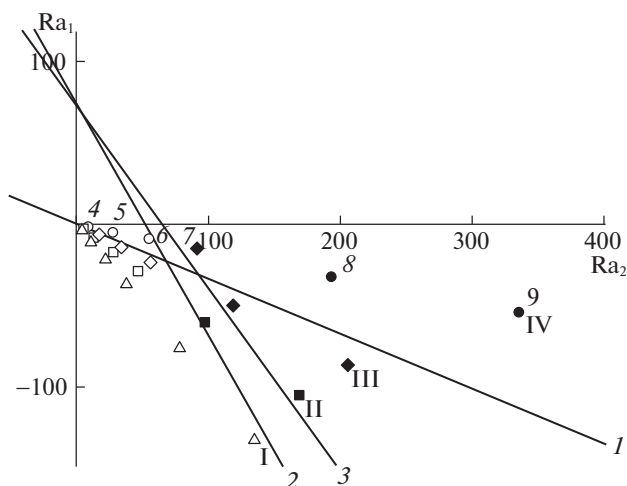


Рис. 4. Области диффузии и конвективных возмущений для системы He (1) + Ar (2) – N₂ (3); I – данные для 0.6338 He (1) + 0.3662 Ar (2) – N₂ (3), II – для 0.5338 He (1) + 0.4662 Ar (2) – N₂ (3), III – для 0.4397 He (1) + 0.5603 Ar (2) – N₂ (3), IV – для 0.2320 He (1) + 0.7680 Ar (2) – N₂ (3), I – линия нулевого градиента плотности, 2 и 3 – граничные линии неустойчивости для систем I и IV. Расчеты осуществляли при изменении давления p : 4 – 0.333, 5 – 0.584, 6 – 0.829, 7 – 1.074, 8 – 1.56, 9 – 2.055 МПа.

случая в бинарной жидкой смеси [15], а также при испарении в бинарных растворах [6].

Полученное соотношение (6) неявным образом зависит от начальной концентрации компонентов смеси. Как видно из рис. 4, уменьшение начальной концентрации тяжелого компонента приводит к повороту граничной линии относительно точки пересечения этой линии с осью Ra_1 .

Рассмотрим смешение газовых систем при отрицательном направлении градиента плотности смеси. Восстановим экспериментальные точки для различных составов через числа Релея. По совокупности таких точек нанесенных на плоскость, можно судить о граничных линиях по области перехода от значков “ Δ ”, соответствующих диффузии, к значкам “ \blacktriangle ”, определяющим нарастающие конвективные возмущения. Для системы 0.6338 He (1) + 0.3662 Ar (2) – N₂ (3) наблюдается диффузия (рис. 4). Все точки находятся ниже граничной линии (6). Дальнейшее увеличение аргона в смеси показывает, что в системе возможно появление особых режимов смешения, связанных с проявлением конвективных механизмов. Например, для смеси 0.5338 He (1) + 0.4662 Ar (2) – N₂ (3) переход в область конвективных возмущений наступает при давлении $p = 1.56$ МПа, что соответствует опытным результатам, изображенным на рис. 2. Продолжая увеличивать содержание аргона в системе вплоть до предельного значения (0.3476 He (1) + 0.6524 Ar (2) – N₂ (3)),

соответствующего заданному направлению градиента плотности смеси, отмечаем, что давление смены режимов уменьшается.

При концентрации аргона ≥ 0.66 мол. доли в системе изменяется направление градиента плотности смеси. В этом случае изначально тяжелая среда размещается над более легкой. Переход из диффузионной области в конвективную для заданного состава смеси происходит, минуя сектор, ограниченный линиями 1 и 2, 3 (рис. 4). Механизм возникновения конвективных возмущений в них традиционен, в полной мере описан в [15, 19] и не обусловлен эффектами, связанными с особыми режимами диффузии. Отметим также, что подход (1)–(6) дает удовлетворительное согласие с данными, приведенными на рис. 2.

Таким образом, при диффузии в тройных газовых системах в зависимости от содержания самого тяжелого по плотности компонента в смеси при определенных условиях возможно возникновение конвективных течений. Скорость суммарного массопереноса в условиях развитой конвекции зависит от давления. В рамках теории устойчивости предложена модель по определению границы смены режимов “диффузия – конвекция” для изотермических тройных газовых смесей. Полученные результаты по выявлению областей конвективной неустойчивости при многокомпонентном переносе удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Показана возможность существования различных механизмов конвективного смешения компонентов в зависимости от направления градиента плотности смеси.

Часть представленных результатов получена при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (проект № 3482/ГФ 4, № гос. регистрации 0115РК01033).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Франк-Каменецкий Д.А. Основы макрокинетики. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Долгопрудный: Интеллект, 2008. 408 с.
2. Toor H.L. // A.I.Ch.E. Journal. 1964. V. 10. № 4. P. 448, 460.
3. Селезнев В.Д., Смирнов В.Г. // Журн. техн. физики. 1981. Т. 51. № 4. С. 975.
4. Дильман В.В., Каширская О.А., Лотхов В.А. // Теорет. основы хим. технологии. 2010. Т. 44. № 4. С. 396.
5. Каминский В.А. // Журн. физ. химии. 2011. Т. 85. № 12. С. 2359.
6. Дильман В.В., Липатов Д.А., Лотхов В.А., Каминский В.А. // Теорет. основы хим. технологии. 2005. Т. 39. № 3. С. 600.
7. Каминский В.А., Обвинцева Н.Ю. // Журн. физ. химии. 2008. Т. 82. № 7. С. 1368.
8. Dunlop P., Bignell C.M. // J. Chem. Phys. 1987. V. 86. P. 2922.
9. Косов В.Н., Жаврин Ю.И., Поярков И.В. // Химия и комп. моделир. Бутлер. сообщ. 2002. № 10. С. 184.
10. Александров О.Е. // Журн. техн. физики. 2001. Т. 71. № 11. С. 21.
11. Каминский В.А. // Журн. физ. химии. 2011. Т. 85. № 11. С. 2127.
12. Косов В.Н., Селезнев В.Д., Жаврин Ю.И. // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68. № 5. С. 14.
13. Зеленко В.Л., Макеев Е.А., Хейфец Л.И. // Изв. РАН. Мех. жидк. и газа. 2006. № 3. С. 80
14. Булгакова Н.С. // Там же. 2012. № 5. С. 59.
15. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
16. Косов В.Н., Селезнев В.Д. Аномальное возникновение свободной гравитационной конвекции в изотермических тройных газовых смесях. Екатеринбург: УрО РАН, 2004. 151 с.
17. Косов В.Н., Жаврин Ю.И., Федоренко О.В., Мукамеденкызы В. // Журн. техн. физики. 2014. Т. 84. № 4. С. 15.
18. Kossov V., Kulzhanov D., Poyarkov I., Fedorenko O. // Mod. Mech. Eng. 2013. V. 3. № 2. P. 85.
19. Руев Г.А., Федоров А.В., Фомин В.М. // Прикл. мех. и техн. физика. 2009. Т. 50. № 1. С. 58.