

УДК 533.15:536.25

**В.Н. Косов<sup>1</sup>, О.В. Федоренко<sup>2</sup>, Ю.И. Жаврин<sup>2</sup>,  
А.Т. Нысанбаева<sup>2</sup>, М.К. Асембаева<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Казахский национальный педагогический университет  
им. Абая, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Институт экспериментальной и теоретической физики при Казахском  
национальном университете им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

## **ОБ УСТОЙЧИВОСТИ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ДИФFUЗИОННОМ СМЕШЕНИИ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ**

В рамках линейной теории устойчивости проведен анализ экспериментальных данных по изучению неустойчивости механического равновесия при диффузионном смешении трехкомпонентных газовых смесей в изотермических условиях. Рассматривается канал в виде вертикального цилиндра конечной высоты при граничных условиях, предполагающих отсутствие переноса компонентов через стенки диффузионного канала. Результаты теории сравниваются с полученным в опытах положением границ устойчивости для системы  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$  при варьировании диаметра канала. Показано, что в условиях развитой конвекции существование максимумов интенсивности переноса компонентов в зависимости от термодинамических параметров связано с модой возмущений, определяющей различные виды конвективных течений. Структурные образования, движущиеся навстречу друг другу, число которых в поперечном сечении диффузионного канала определяется модой возмущения, взаимодействуют и тем самым определяют волнообразное изменение интенсивности неустойчивого процесса. Для рассматриваемой системы первый максимум интенсивности неустойчивого процесса в зависимости от диаметра, возникающий при  $d = 6$  мм, характеризуется модой возмущений  $n = 3$  и критическим числом Рэлея  $R_3 = 972,7$ . При этих условиях происходит стабилизация конвективного переноса, характеризующаяся определенным типом движения конвективных формирований, т.е. движением по шести каналам (три тока и три противотока). Также результаты показали, что увеличение моды возмущений и диаметра диффузионного канала приводит к нелинейному увеличению критического числа Рэлея для всех компонентов, участвующих в переносе. Приведенные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными для системы  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$ .

**Ключевые слова:** диффузия, конвекция, мода возмущений, число Рэлея, линейная теория устойчивости.

**V.N. Kossov<sup>1</sup>, O.V. Fedorenko<sup>2</sup>, Yu.I. Zhavrin<sup>2</sup>,  
A.T. Nysanbaeva<sup>2</sup>, M.K. Asembaeva<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Abay Kazakh National Pedagogical University, Almaty, Kazakhstan  
<sup>2</sup>Institute of Experimental and Theoretical Physics at al-Farabi Kazakh  
National University, Almaty, Kazakhstan

## **CONVECTIVE FLOWS STABILITY AT THE ISOTHERMAL DIFFUSION MIXING OF TERNARY GAS MIXTURES**

Analysis of the experimental data for the study of mechanical equilibrium instability by the diffusion mixing of ternary gas mixtures in isothermal conditions is carried out within the linear theory of stability. A channel is considered in the form a vertical cylindrical channel of a final height at the boundary conditions implying the absence of components' transfer through the diffusion channel walls. Predictions of the theory are compared with the experimentally determined location of stability borders for the mixture 0.4722 He + 0.5278 Ar – N<sub>2</sub> by a variation for different diameter of the channel. The existence of the intensity maximum of components' transfer in dependence on the thermodynamic parameters under conditions of the developed convection connects with the mode of disturbances determining the various types of convective flows. Structural formations moving opposite to each other which numbers are defined by the mode of disturbances in the cross-section of the diffusion channel interacts and thereby defines the wave-like change of unstable process intensity. For the examined system first maximum of the unstable process intensity subject to the diameter appearing at  $d = 6$  mm is characterized by the mode of disturbances  $n = 3$  and the critical Rayleigh number  $R_3 = 972.7$ . Stabilization of the convective transfer defining by the certain motion type of convective forming i.e. the motion along six channels (three flows and three counterflows) occurs under such conditions. Also, results reveal that increase of the mode of disturbances and the diameter of diffusion channel result in the non-linear increase of the critical Rayleigh number for all components taking part in the transfer. Further, the present results are in good agreement with the experimental data for the system 0.4722 He + 0.5278 Ar – N<sub>2</sub>.

**Keywords:** diffusion, convection, mode of disturbance, Rayleigh number, linear theory of stability.

### **Введение**

Экспериментальное изучение диффузионного массопереноса в изотермических трехкомпонентных газовых смесях показало, что за счет различия в коэффициентах диффузии компонентов, а также при определенных значениях давления, температуры, исходных составов смеси, диаметра диффузионного канала и т.д. возникают условия для возникновения концентрационной конвекции, обусловленной действием сил Архимеда [1–4]. Визуальные наблюдения за конвекцией с помощью теневого метода, метода катарометрических датчиков позволили выявить многообразие конвективных течений [1, 5], которые условно разделяют на следующие группы: 1) хаотические течения с множеством противотоков; 2) «капельный» режим конвекции с отчетливо

регистрируемыми конвективными формированиями; 3) «неподвижные страты», определяющие ламинарную конвекцию. Определение закономерности их возникновения является актуальной задачей. В данной работе в рамках линейной теории устойчивости рассматриваются условия, приводящие к различным типам конвективных течений.

## 1. Математическая модель устойчивости

### 1.1. Основные уравнения

Макроскопическое движение изотермической тройной газовой смеси описывается общей системой уравнений гидродинамики, которая включает в себя уравнения Навье-Стокса, сохранения числа частиц смеси и компонентов. При условии независимой диффузии, когда для изотермической газовой смеси  $\sum_{i=1}^3 \vec{j}_i = 0$ ;  $\sum_{i=1}^3 c_i = 1$ , эта система уравнений имеет следующий вид [6;7]:

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

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

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

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

где  $D_{ij}^*$  – «практические» коэффициенты тройной диффузии.

Уравнения (1) дополняются уравнением состояния среды

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

которое связывает термодинамические параметры в (1).

При решении системы уравнений (1) применялся метод малых возмущений [6, 7]. Учитывая, что при  $L \ll r$  различия между возмущениями среднечисловой  $\vec{v}$  и среднемассовой  $\vec{u}$  скоростей в уравнении Навье-Стокса будут несущественны [7], окончательная система уравнений гравитационной концентрационной конвекции для возмущенных значений в безразмерных величинах примет вид [7]

$$\begin{aligned} \text{Pr}_{22} \frac{\partial c_1}{\partial t} - (\bar{\mathbf{u}}\bar{\boldsymbol{\gamma}}) &= \tau_{11} \nabla^2 c_1 + \frac{A_2}{A_1} \tau_{12} \nabla^2 c_2, \\ \text{Pr}_{22} \frac{\partial c_2}{\partial t} - (\bar{\mathbf{u}}\bar{\boldsymbol{\gamma}}) &= \frac{A_1}{A_2} \tau_{21} \nabla^2 c_1 + \nabla^2 c_2, \\ \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} &= -\nabla p + \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + (R_1 \tau_{11} c_1 + R_2 c_2) \bar{\boldsymbol{\gamma}}, \\ \text{div} \bar{\mathbf{v}} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

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

## 1.2. Решение задачи для цилиндрического канала конечной длины

Для решения системы уравнений (2) необходимо конкретизировать граничные условия. Для этого нами была рассмотрена задача о неустойчивости диффузионного смешения в цилиндрическом канале конечной высоты.

В диффузионном канале конечной длины (рис. 1) существенны трехмерные движения, поэтому при аппроксимации скорости следует считать все компоненты вектора  $\bar{\mathbf{u}}$  отличными от нуля.

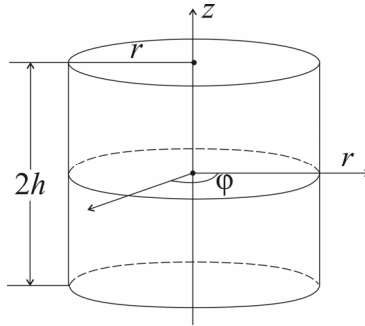


Рис. 1. Ограниченный цилиндрический канал

Рассматривая в цилиндрической системе координат периодические по  $\phi$  движения и удовлетворяя условиям на твердых границах  $z = \pm h$  ( $h = L/d$  – геометрический параметр, характеризующий устойчивость), можно записать аппроксимацию скорости в виде [6]

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

$$u_r = z(h^2 - z^2) v(r) \cos n\varphi, \quad (3)$$

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

Радиальные функции  $u$ ,  $v$ ,  $\omega$  должны обращаться в нуль на твердой боковой поверхности цилиндра (при  $r=1$ ). Из уравнения непрерывности следует соотношение, которое связывает эти функции,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rv) + \frac{n}{r} \omega - u = 0,$$

причем

$$u = \frac{J_n(kr)}{J_n(k)} - r^n,$$

$$v = -\frac{1}{kJ_n(k)} [J_n'(kr) - J_n'(k)r^{n+1}], \quad (4)$$

$$\omega = \frac{n}{k^2 J_n(k)} \left[ \frac{1}{r} J_n(kr) - J_n(k)r^{n+1} \right],$$

где  $J_n(kr)$  – функция Бесселя  $n$ -го порядка, а параметр  $k$  находится из уравнения

$$kJ_n''(k) = (n+1)J_n'(k). \quad (5)$$

В зависимости от значения  $n$  формулы (3)–(5) описывают движения разного вида. Значение  $n = 0$  соответствует осесимметричным движениям; при  $n = 1$  получается антисимметричное движение с границей раздела по вертикальной плоскости, проходящей через ось цилиндра, и т.д. Каждому значению  $n$  соответствует спектр значений параметра  $k$  из уравнения (5). Эти различные значения отвечают движениям разной радиальной структуры: с ростом  $k$  увеличивается число радиальных узлов скорости. Численное решение уравнения (5) позволило определить наименьшие корни:

$$n = 0, k = 5,1356; n = 1, k = 2,8064; n = 2, k = 4,0863.$$

Полагая для первых двух уравнений (2), что  $\frac{\partial c_i}{\partial t} = 0$ , найдем концентрации компонентов из уравнений

$$\nabla^2 c_i = -u_z K_i, i = 1, 2,$$

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

Будем считать, что  $c_i = f_i(r, z) \cos n\varphi$ , тогда

$$\frac{\partial^2 f_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_i}{\partial r} - \frac{n^2}{r^2} f_i + \frac{\partial^2 f_i}{\partial z^2} = -\frac{1}{4} \left[ \frac{J_n(kr)}{J_n(k)} - r^n \right] (h^2 - z^2) K_i. \quad (6)$$

Полагая, что на торцевых поверхностях исчезают возмущения концентраций, из (6) вытекают дополнительные условия – обращение в нуль второй производной  $\frac{\partial^2 f_i}{\partial z^2}$  на торцах диффузионного канала. Таким образом, имеем следующие условия:

$$\text{при } z = \pm h \quad f_i = 0, \frac{\partial^2 f_i}{\partial z^2} = 0. \quad (7)$$

Эти условия позволяют выбрать следующую аппроксимацию:

$$f_i(r, z) = (h^2 - z^2)(5h^2 - z^2)C_i(r), \quad (8)$$

где  $C_i(r)$  – радиальная функция концентрации.

Для определения  $C_i(r)$  применим метод Канторовича. Подставляя (8) в (6), умножая на зависящую от  $z$  часть функции  $f_i(r, z)$  и интегрируя в пределах от  $-h$  до  $h$ , получим уравнения

$$C_i'' + \frac{1}{r} C_i' - \left( \frac{n^2}{r^2} + \alpha^2 \right) C_i = -\frac{11}{248} \left[ \frac{J_n(kr)}{J_n(k)} - r^n \right] K_i, \quad (9)$$

где  $\alpha^2 = \frac{153}{62h^2}, i = 1, 2.$

При нахождении концентраций компонентов уравнения (9) решались с граничным условием  $\left. \frac{\partial C_i}{\partial r} \right|_{r=1} = 0$ , тогда конечное в центре решение имеет вид [8]

$$c_i = \frac{11K_i(h^2 - z^2)(5h^2 - z^2) \cos n\pi r}{248\alpha^2(k^2 + \alpha^2)} \times \left[ \begin{aligned} &\alpha^2 \frac{J_n(kr)}{J_n(k)} + \\ &+ \frac{I_n(\alpha r)}{\alpha I_n(\alpha)} \left\{ n(\alpha^2 + k^2) - \alpha^2 k \frac{J'_n(k)}{J_n(k)} \right\} \\ &- (k^2 + \alpha^2) r^n \end{aligned} \right]. \quad (10)$$

Полученные выражения для  $\bar{\mathbf{u}}$  и  $c$  позволяют вычислить критическое число Рэлея с помощью интегрального соотношения Галеркина [6]:

$$R = - \frac{\int u_z \cdot \Delta u_z dV}{\int u_z \cdot c dV}. \quad (11)$$

Формула (11) определяет критические числа Рэлея в зависимости от параметра  $h$  и моды возмущения  $n$ . Критические числа Рэлея для рассматриваемого канала имеют следующие значения:  $R_1 = 67,95$ ,  $R_2 = 329,1$ ,  $R_3 = 942,5$ ,  $R_4 = 2102$ ,  $R_5 = 4033 \dots$  Приведенные значения критических чисел Рэлея соответствуют наиболее вероятным течениям газовой смеси, образующимся в канале, и соответствуют случаю кратного деления площади поперечного сечения.

Для определения границы монотонной устойчивости рассматриваемой задачи умножим скалярно третье уравнение системы (2) на вектор  $\bar{\mathbf{u}}$  и проинтегрируем по всему объему  $V$  диффузионного канала при условиях, что  $\nabla p = 0$ ,  $\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} = 0$ :

$$\int \bar{\mathbf{u}} \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} dV + R_1 \tau_{11} \int u_z c_1 dV + R_2 \int u_z c_2 dV = 0. \quad (12)$$

Это уравнение дает на плоскости  $(R_1, R_2)$  прямую ММ, разделяющую области затухающих (диффузия) и нарастающих (конвекция) монотонных возмущений.

Описанный выше подход позволяет для каждого компонента получить свое критическое число Рэлея, которое зависит от термодинамических величин и моды возмущений, что позволяет говорить о структурированных свойствах гидродинамических течений каждого компонента.

## **2. Результаты численного эксперимента**

### **2.1. Анализ экспериментальных данных**

Возникновение конвективных течений при многокомпонентной диффузии определяется геометрическими размерами диффузионного канала и конкретными значениями параметров состояния: давления, исходного состава газовой смеси и т.п. Каждый из перечисленных параметров при постоянстве остальных характеристик может иметь граничное значение, определяющее переход системы из устойчивого состояния в неустойчивое и обратно. Однако экспериментальное изучение неустойчивости механического равновесия при диффузионном смешении трехкомпонентных газовых смесей в изотермических условиях показало, что в условиях развитой конвекции возможно существование максимумов интенсивности в зависимости от давления [9]. Дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению интенсивности переноса компонента, т.е. устойчивости конвективных течений относительно предыдущей моды возмущения. При этом данный эффект наблюдается не только когда смесь газов состоит из компонентов, коэффициенты диффузии которых отличаются в несколько раз, но и когда компоненты имеют близкие по значению коэффициенты диффузии [10]. Аналогичные нелинейные зависимости наблюдаются при различных диаметрах диффузионного канала [11] и угла его ориентации относительно вертикали [12].

Рассмотрим влияние диаметра канала на возникновение неустойчивого режима при диффузии в тройных газовых смесях, а также на устойчивость конвективных течений.

Полученные данные для системы  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$  показали [11], что в области давлений  $P = 0,1-18,0$  МПа при комнатной температуре для данной системы критический диаметр канала  $d^* = 2,65$  мм. При увеличении диаметра выше  $d^*$  наблюдается возникновение конвективных течений. Результаты измерения перешедшего количества гелия и аргона в зависимости от диаметра диффузионного канала пока-



зали, что со значения, превышающего  $d = 6$  мм, фиксируется волнообразное изменение концентрации этих газов и интенсивности неустойчивого процесса [11]. На (рис. 2) представлены зависимости продиффундировавших концентраций компонентов от диаметра канала. Экстремумы плотности потока при  $d = 6$  мм и  $d = 18$  мм можно объяснить тем, что существует некоторый характерный размер  $d_c$  «ячейки конвекции».

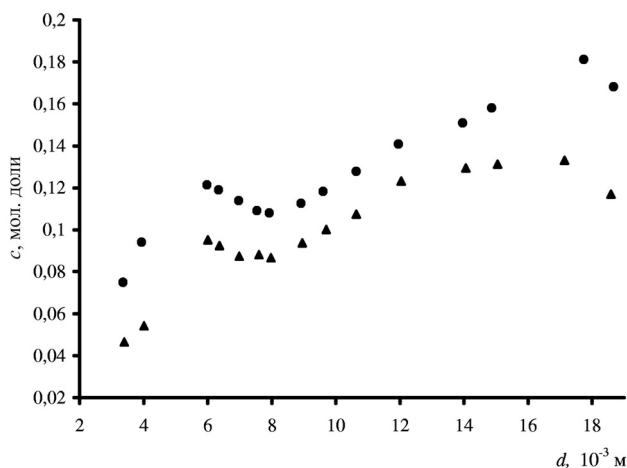


Рис. 2. Концентрации продиффундировавших при неустойчивом переносе гелия и аргона в системе  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$  для различных диаметров диффузионного канала;  $P = 2,54 \text{ МПа}$ ,  $T = 298,0 \text{ К}$ ; точки ●, ▲ – экспериментальные данные для Ag и He соответственно

При некоторых отношениях  $d/d_c$  будут создаваться наиболее удобные структурированные течения, целое число раз размещающиеся в капилляре с диаметром  $d$ . Другими словами, появление максимумов (по концентрации) объясняется взаимодействием структурных образований, движущихся навстречу друг другу.

## 2.2. Анализ результатов расчета

Как было показано выше, каждому  $n$  соответствует свое масштабное возмущение, определяющее переход от одного типа течения к другому. Уменьшение масштаба возмущений, т.е. рост числа  $n$ , может происходить за счет увеличения одного из параметров при соблюдении условия неизменности других параметров системы. Как показали опытные данные (см. рис. 2), изменение перешедшей концентрации компонентов в зависимости от диаметра носит нелинейный характер. Если предположить, что областям, связанным с нелинейными измене-

ниями интенсивности процесса, соответствуют новые масштабы возмущений, то экспериментальные парциальные числа Рэлея  $R_i$  должны находиться вблизи граничных линий, отвечающих разным модам возмущений  $n$ .

Для сравнения предлагаемого в п. 1 подхода с опытными данными, приведенными в [11], представим их в виде парциальных чисел Рэлея. Парциальные числа Рэлея в соответствии с (2) можно записать следующим образом:

$$R_1 = \frac{gnr^4 \Delta m_1}{\rho v D_{11}^*} \frac{\partial c_1}{\partial z}, \quad R_2 = \frac{gnr^4 \Delta m_2}{\rho v D_{22}^*} \frac{\partial c_2}{\partial z}, \quad (13)$$

где  $m_i$  – масса молекулы  $i$ -го сорта;  $\Delta m_1 = m_1 - m_3$ ,  $\Delta m_2 = m_2 - m_3$ . Если известны условия проведения опыта (давление, температура, состав смесей в каждой из колб, размеры диффузионного канала), то по формулам (13) можно найти  $R_1$  и  $R_2$  и тем самым определить изображающую данный опыт точку на плоскости  $(R_1, R_2)$ . Из опыта известно, какой режим (диффузия или конвекция) имеет место при заданных условиях.

На (рис. 3) приведены опытные числа Рэлея и критические линии для различных мод возмущений трехкомпонентной системы  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$ .

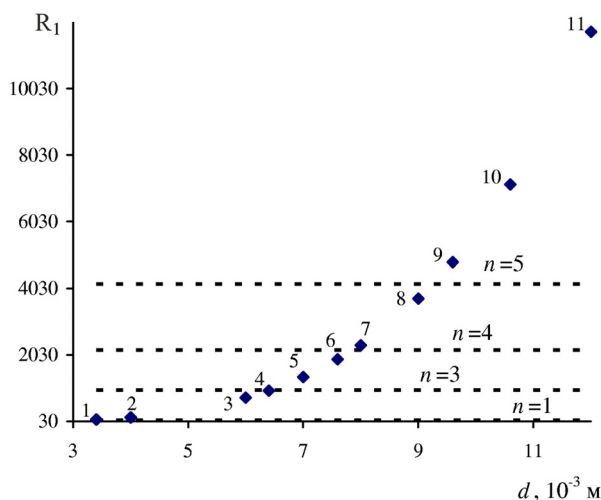


Рис. 3. Числа Рэлея при различных диаметрах диффузионного канала для системы  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$ ; точки – экспериментальные данные, соответствующие диаметру: 1 – 3,4; 2 – 4,0; 3 – 6,0; 4 – 6,4; 5 – 7,0; 6 – 7,6; 7 – 8,0; 8 – 9,6; 9 – 10,6; 10 – 12,0 мм

Сравнительный анализ (см. рис. 2, 3) показывает, что для смеси  $0,4722 \text{ He} + 0,5278 \text{ Ar} - \text{N}_2$  первая смена режима происходит при диаметре  $d_* \approx 2,65$  мм, т.е. наблюдается переход от диффузионного процесса смешения к конвективному, соответствующему антисимметричному критическому движению. Для моды  $n=1$  критическое число Рэлея составило  $R_1 = 73,05$ . При диаметре  $d_{**} \approx 6$  мм происходит изменение масштаба возмущений уже к установившемуся конвективному режиму течения и возникает следующий конвективный режим, которому соответствует критическое число Рэлея  $R_3 = 972,7$ , вычисленное для  $n=3$ , и т.д.

Таким образом, проведенные исследования показали, что различные виды конвективных течений, возникающих в цилиндрическом диффузионном канале при изотермической трехкомпонентной диффузии, связаны с модой возмущений и критическим числом Рэлея, зависящим от рассматриваемой системы и термодинамических параметров.

### **Заключение**

Приведенная модель описания неустойчивого массопереноса в изотермических трехкомпонентных газовых смесях позволяет для различных мод возмущения определить спектр критических чисел Рэлея, характеризующих области устойчивой и неустойчивой диффузии, и определить параметры, при которых реализуются различные типы конвективных движений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № 1134/ГФ).

### **Библиографический список**

1. Влияние давления на устойчивость диффузии в некоторых трехкомпонентных газовых смесях / Ю.И. Жаврин [и др.] // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, № 5. – С. 943–947.
2. Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Образование структур и концентрационная конвекция при изотермической диффузии трехкомпонентных газовых смесей через переменное число каналов равной площади // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19. – Вып. 10. – С. 18–21.

3. Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Влияние температуры на процесс диффузионной неустойчивости // ИФЖ. – 1988. – Т. 55, № 1. – С. 92–97.

4. Влияние частоты вращения диффузионного аппарата на процесс смешения в трехкомпонентной газовой смеси / Ю.И. Жаврин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – Вып. 3. – С. 53–57.

5. Применение теневого метода для визуализации конвективных течений, образующихся при диффузии в многокомпонентных газовых смесях / Н.Д. Косов [и др.] // Теплофизика и аэромеханика. – 1994. – Т. 1, № 1. – С. 87–90.

6. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.

7. Косов В.Н., Селезнев В.Д. Аномальное возникновение свободной гравитационной конвекции в изотермических тройных газовых смесях; УрО РАН. – Екатеринбург, 2004. – 151 с.

8. Аномальная гравитационная конвекция трехкомпонентной газовой смеси в вертикальном цилиндре конечной высоты / Ю.И. Жаврин [и др.] // Вестник ТГТУ. – Тамбов, 2005. – Т. 11, № 1А. – С. 94–102.

9. Жаврин Ю.И., Косов Н.Д., Белов С.М. Исследование неустойчивости при диффузии смеси гелия с аргоном в азот в области давлений 1,5–15 МПа // Молекулярный массоперенос и струйные течения – Алматы, 1984. – С. 3–7.

10. Experimental study of diffusion instability in three-component gas mixture without density gradient / Yu.I. Zhavrin [and others] // Technical Physics Letters. – 2011. – Vol. 37. – No. 8. – P. 721–723.

11. Косов В.Н., Жаврин Ю.И. Экспериментальное исследование на диффузионную устойчивость некоторых изотермических трехкомпонентных газовых систем // Изв. АН КазССР. Сер. Физ.-мат. науки. – 1990. – № 2. – С. 66–69.

12. Болотов И.В., Жаврин Ю.И., Косов В.Н. Исследование диффузионной неустойчивости в наклонном канале // Вопросы теплообмена – Алматы, 1989. – С. 7–11.

### References

1. Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., Belov S.M., Tarasov S.B. Vliyanie davleniya na ustoichivost diffuzii v nekotorykh trekhcomponentnykh gasovykh smesyakh [Effect of pressure on the diffusion stability in some three-component gas mixtures]. *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, 1984, vol. 54, no. 5, pp. 943–947.

2. Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. Obrazovanie structur i concentracionnaya konvectsiya pri isotermicheskoi diffusii trekhcomponentnykh gasovykh smesei cherez peremennoe chislo kanalov ravnoi ploschadi [Structures formation and concentration gravitation convection under isothermal diffusion of three-component gas mixtures through the variable number equal area channels]. *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, 1993, vol. 19, no. 10, pp. 18–21.

3. Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. Vliyanie temperatury na process diffusionnoi neustoichivosti [Effect of temperature on the process of diffusion instability], *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal*, 1988, vol. 55, no. 1, p. 92–97.

4. Zhavrin Yu.I., Kosov V.N., Kulzhanov D.U., Poyarkov I.V., Ankuшева N.B. Vliyanie chastoty vrascheniya diffusionnogo apparata na process smesheniya v trekhcomponentnoi gasovoi smesi [Effect of rotation frequency of the diffusion apparatus on the mixing process in three-component gas mixture]. *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, 2003, vol. 29, no. 3, pp. 53–57.

5. Kosov N.D., Bychkov A.G., Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. Primenenie tenevogo metoda dlya vizualizatsii konvektivnykh techenii, obrazuyuscikh-sya pri diffuzii v mnogokomponentnykh gasovykh smesyakh [Application of the schlieren method for the visualization of convective flows organizing under diffusion in multicomponent gas mixtures]. *Teplofizika i aeromekhanika*, 1994, vol. 1, no. 1, pp. 87–90.

6. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. Konvektivnaya ustoichivost' neshimaemoi zhidkosti [Convective stability of incompressible fluids]. Moscow: Nauka, 1972. 392 p.

7. Kosov V.N., Seleznev V.D. Anomal'noe vozniknovenie svobodnoi gravitatsionnoi konveksii v isotermicheskikh troinykh gasovykh smesyakh [Anomalous occurrence of the free gravitational convection in isothermal ternary gaseous mixtures]. Yekaterinburg: Uralskoje otdelenie Rossijskoy akademii nauk, 2004. 151 p.

8. Zhavrin Yu.I., Seleznev V.D., Poyarkov I.V., Fedorenko O.V. Anomal'naya gravitatsionnaya konveksiya trekhkomponentnoi gasovoi smesi v vertikal'nom tsilindre konechnoi vysoty [Abnormal gravitational convection of three-component gaseous mixture in vertical cylinder of finite height]. *Vestnik tambovskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta*, 2005, vol. 11, no. 1A, pp. 94–102.

9. Zhavrin Yu.I., Kosov N.D., Belov S.M. Issledovanie neustoichivosti pri diffuzii smesi geliya s argonom v oblasti davlenii 1,5–5 MPa [Study of instability by the diffusion of helium and argon mixture into the nitrogen in the pressure range 1,5–5 MPa]. *Molekulyarnyi massoperenos i struinye techeniya*, Almaty, 1984, pp. 3–7.

10. Zhavrin Yu.I., Moldabekova M.S., Poyarkov I.V., Mukamedenkyzy V. Experimental'noe issledovanie diffusionnoi neustoichivosti v trekhkomponentnoi gasovoi smesi pri nulevom gradient plotnosti [Experimental study of diffusion instability in three-component gas mixture without density gradient]. *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, 2011, vol. 37, no. 8, pp. 721–723.

11. Kosov V.N., Zhavrin Yu.I. Experimentalnoe issledovanie na diffusionnyu ustoichivost' nekotorykh isotermicheskikh trkhkomponentnykh gasovykh system [Experimental study on the diffusional stability of some isothermal tree-component gas systems]. *Izvestia Akademii nauk KazSSR. Fiziko-matematicheskie nauki*, 1990, no. 2, pp. 66–69.

12. Bolotov I.V., Zhavrin Yu.I., Kosov V.N. Issledovanie diffusionnoi neustoichivosti v naklonnom kanale [Study of diffusion instability in the inclined channel]. *Voprosy teplomassoobmena*, Almaty, 1989, pp. 7–11.

### **Об авторах**

**Косов Владимир Николаевич** (Алматы, Казахстан) – член-корреспондент АН РК, доктор физико-математических наук, профессор, проректор по научной работе Казахского национального педагогического университета им. Абая (050100, г. Алматы, пр. Достык, 13, e-mail: kosov\_vlad\_nik@list.ru).

**Федоренко Ольга Владимировна** (Алматы, Казахстан) – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теплофизики и технической физики Казахского национального университета им. аль-Фараби (050038, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, e-mail: fedor23.04@mail.ru).

**Жаврин Юрий Иванович** (Алматы, Казахстан) – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры теплофизики и технической физики Казахского национального университета им. аль-Фараби (050038, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, e-mail: zhavrin@physics.kz).

**Нысанбаева Асель Талиповна** (Алматы, Казахстан) – магистрант кафедры теплофизики и технической физики Казахского национального университета им. аль-Фараби (050038, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, e-mail: a.nysanbaeva@gmail.com).

**Асембаева Мансия Кабыловна** (Алматы, Казахстан) – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теплофизики и технической физики Казахского национального университета им. аль-Фараби (050038, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, e-mail: zhavrin@bk.ru).

#### **About the authors**

**Kosov Vladimir Nikolaevich** (Almaty, Kazakhstan) – corresponding member of the Academy of Sciences of RK, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Vice-rector on the scientists research, Kazakh National Pedagogical University (13, Dostyk, 050100, Almaty, Kazakhstan, e-mail: kosov\_vlad\_nik@list.ru).

**Fedorenko Olga Vladimirovna** (Almaty, Kazakhstan) – Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Ass. Professor, Department of Thermophysics and Technical Physics, al-Farabi Kazakh State University (71, al-Farabi, 050038, Almaty, Kazakhstan, e-mail: fedor23.04@mail.ru).

**Zhavrin Yuri Ivanovich** (Almaty, Kazakhstan) – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Department of Thermophysics and Technical Physics, al-Farabi Kazakh State University (71, al-Farabi, 050038, Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhavrin@physics.kz).

**Nysanbaeva Asel Talipovna** (Almaty, Kazakhstan) – undergraduate, Department of Thermophysics and Technical Physics, al-Farabi Kazakh State University (71, al-Farabi, 050038, Almaty, Kazakhstan, e-mail: a.nysanbaeva@gmail.com).

**Asembaeva Mansiya Kabylovna** (Almaty, Kazakhstan) – Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Ass. Professor, Department of Thermophysics and Technical Physics, al-Farabi Kazakh State University (71, al-Farabi, 050038, Almaty, Kazakhstan, e-mail: zhavrin@bk.ru).

Получено 15.02.2013