

## ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

НИКУЛИН Д. А., СТРЕЛЕЦ М. Х.

Сформулированная в [1] приближенная система уравнений открывает возможность проведения исследований нестационарной естественной конвекции газовых смесей с произвольным конечным отношением плотностей компонентов. В настоящей работе на основе этой системы уравнений анализируется вопрос о влиянии начальных условий, в частности начального распределения состава бинарной газовой смеси в замкнутом объеме на локальные и интегральные характеристики развивающегося в нем естественно-конвективного течения. Задача о нестационарной естественной конвекции бинарной газовой смеси в замкнутой теплоизолированной прямоугольной области для одного из возможных частных случаев начальных условий рассматривалась в [2]. В ней представлены полученные на основе модели [1] результаты расчетов течения, возникающего в области после удаления из нее вертикальной перегородки, справа и слева от которой в начальный момент времени покоятся газы с различными молекулярными массами  $M_1$  и  $M_2$  при температуре  $T_0$ .

В данной работе та же задача решается при двух других типах начальных условий. В первом случае предполагается, что перегородка, разделяющая легкий и тяжелый газы, находится не в вертикальной, как в [2], а в горизонтальной плоскости. Во втором случае рассматривается ситуация, когда в начальный момент времени легкий газ сосредоточен в центральной части объема. Сопоставление полученных решений позволяет установить, каким образом начальные условия влияют на развитие исследуемого процесса во времени, и выявить некоторые общие свойства рассматриваемого класса течений, не зависящие от начальных условий.

**Постановка задачи.** Для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции бинарной смеси газов с молекулярными массами  $M_1$  и  $M_2$  (для определенности  $M_2 > M_1$ ) в замкнутой прямоугольной области используется приближенная система уравнений [1], которая справедлива в тех случаях, когда параметр гидростатической сжимаемости  $\varepsilon = gL_0 M_0 / (RT_0)$  принимает значения много меньше единицы, что является характерным для большинства задач естественной конвекции. Безразмерная форма этой системы уравнений имеет вид (обозначения те же, что и в [2]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (M v_j) &= 0 \\ M \frac{\partial v_i}{\partial t} &= - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{(C_0 - C)}{(\varepsilon_1 C + 1)} \delta_{i,2} + \frac{1}{\sqrt{Ag}} \Phi_i \\ \frac{\partial v_j}{\partial x_j} &= \frac{1}{Sc\sqrt{Ag}} \frac{\varepsilon_1}{(\varepsilon_1 C_0 + 1)} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( M \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \\ M &= \frac{\varepsilon_1 C_0 + 1}{\varepsilon_1 C + 1}, \quad \varepsilon_1 = \frac{M_2}{M_1} - 1, \quad \Phi_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left[ \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_\lambda}{\partial x_\lambda} \right] \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

В качестве граничных условий к системе уравнений (1) используются условия прилипания для скорости и отсутствия диффузионного потока на твердых непроницаемых стенках, ограничивающих рассматриваемую область

$$(v_i)_w = 0, \quad (\partial c / \partial n)_w = 0 \quad (2)$$

Скорость течения в начальный момент времени задается равной нулю, а распределение концентрации легкого газа в объеме берется в одном из двух видов: легкий газ находится в нижней части объема или в центре объема

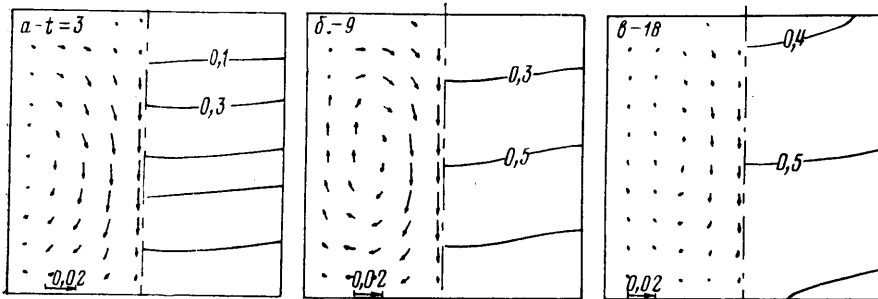
$$C = 1 \quad \left( \frac{1}{2} \geq x_2 > 0 \right), \quad C = 0 \quad \left( 1 > x_2 > \frac{1}{2} \right) \quad (3)$$

$$C = 1 \quad (0,75 \geq x_2 \geq 0,25; 0,75 \geq x_1 \geq 0,25),$$

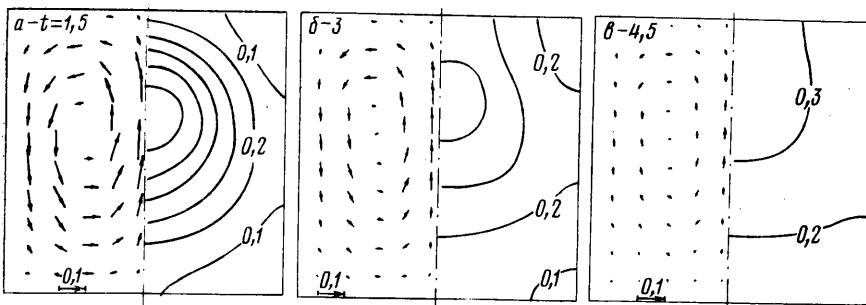
$$C = 0 \quad (x_2 < 0,25 \text{ и } x_2 > 0,75; x_1 < 0,25 \text{ и } x_1 > 0,75) \quad (4)$$

Как и в [2], для численного интегрирования системы уравнений (1) с граничными условиями (2) и начальными условиями (3) или (4) использовалась модификация SMAC-метода, предложенная в [3].

**Результаты расчетов.** Переходя к обсуждению результатов расчетов, следует прежде всего отметить, что как структура течения, так и интегральные характе-



Фиг. 1



Фиг. 2

ристики процесса, в частности интенсивность перемешивания смеси в объеме, существенно зависят от начальных условий. Это наглядно иллюстрируют фигуры 1, 2, на которых изображены поля скорости и изолинии концентрации легкого газа в различные моменты времени, полученные при значениях числа  $Ag=10^4$  и параметра  $\varepsilon_1=1$  для двух рассмотренных типов начальных условий (3) и (4), а также фигура 3, на которой представлены рассчитанные при тех же условиях зависимости от времени величины

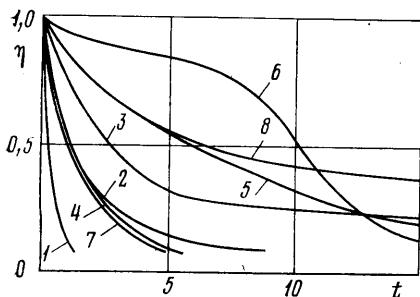
$$\eta = \left[ \iint (C-C_0)^2 dx_1 dx_2 \right] \left[ \iint (C-C_0)^2 dx_1 dx_2 \right]_{t=0}^{-1}$$

характеризующей степень неоднородности смеси в объеме. Расчеты проводились для  $\varepsilon_1=Sc=1$ . В случае начальных условий (4) и (3) параметр  $Ag$  был равен 400,  $10^4$ ,  $4.9 \cdot 10^5$  (на фиг. 3 кривые 1-6 соответственно), а в случае начальных условий (5)  $Ag=400$  и  $4.9 \cdot 10^5$  (кривые 7, 8). Эти результаты существенно отличаются также от данных, полученных в [2] при решении рассматриваемой задачи с начальными условиями вида

$$C=1 \quad (0.5 \geq x_1 > 0), \quad C=0 \quad (1 > x_1 > 0.5) \quad (5)$$

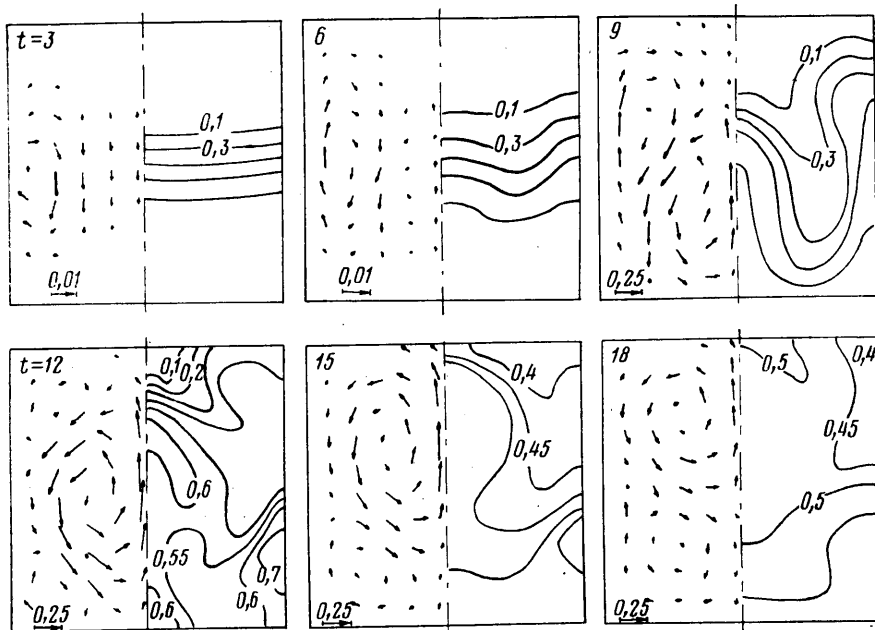
которые соответствуют вертикальному расположению перегородки в начальный момент времени.

Указанные различия являются вполне закономерными, поскольку начальная фаза течения полностью определяется заданным пространственным распределением состава смеси при  $t=0$ . Действительно, если в задаче о «вертикальных столбах» (начальные условия (5)) и о «всплытии пузыря» (начальные условия (4)) толчком к возникновению движения служит выталкивающая Архимедова сила, обусловленная наличием в началь-

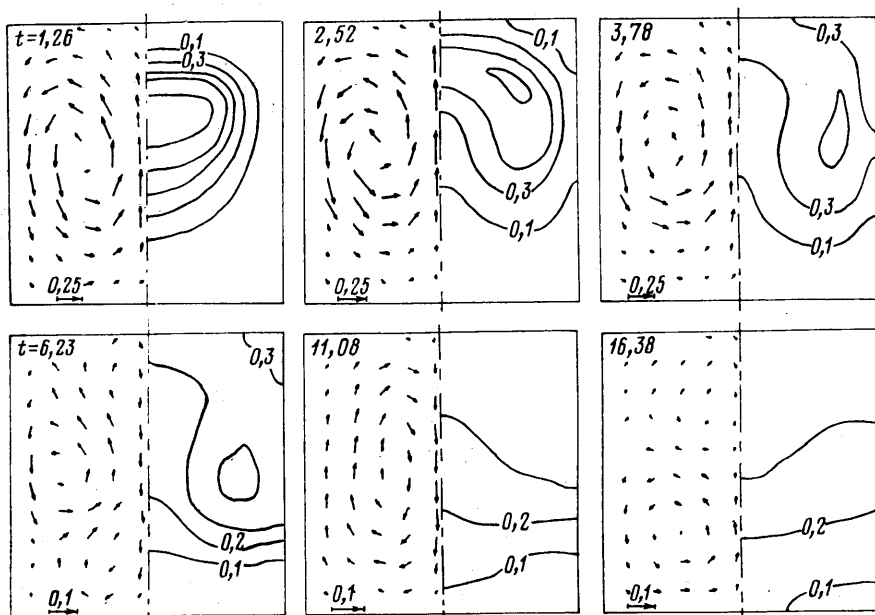


Фиг. 3

ный момент времени градиентов плотности в горизонтальных сечениях объема, то в задаче о «горизонтальных слоях» (условия (3)) этот фактор в начальный момент времени отсутствует. Толчком к началу движения в этом случае является так называемый диффузионный бароэффект [4], приводящий к возникновению малоинтенсивного движения, направленного от тяжелого газа к легкому (см. фиг. 1а). Из-за тормозящего действия стенок поле скорости этого течения оказывается неоднородным, что приводит к искривлению первоначально горизонтальных изолиний концентрации, а следовательно, и плотности. При этом у вертикальных стенок обра-



Фиг. 4



Фиг. 5

зуются более легкая смесь, в результате чего в области возникают два противоположно направленных циркуляционных течения (см. фиг. 1, б). В дальнейшем структура течения определяется конкретными значениями режимных параметров задачи.

Несмотря на описанные выше значительные отличия, связанные с различием начальных условий, во всех рассмотренных случаях в зависимости от значений числа  $Ag$  и параметра  $\varepsilon_1$  реализуются три характерных режима течения. Первый из них, названный в [2] «диффузионным», имеет место при значениях числа  $Ag$  порядка единицы и характеризуется низкими значениями скорости течения, которое направлено от тяжелого газа к легкому. Оно приводит лишь к незначительному изменению начальной конфигурации изолиний концентрации и с течением времени быстро затухает. При этом направление силы тяжести слабо сказывается на характеристиках потока, поскольку основную роль в данном случае играет вязкий перенос

импульса и диффузионный перенос массы. Это проявляется, в частности, в том, что все параметры течения в задачах о «вертикальных и горизонтальных слоях» при малых значениях числа  $Ag$  практически совпадают между собой (см. фиг. 3).

Второй режим реализуется при значениях числа  $Ag$  порядка  $10^4$ . Он характеризуется возникновением течения с одним или двумя (в случае, если задача симметрична относительно вертикальной плоскости) основными вихрями (см. фиг. 1, 2). Затухание течения такого типа происходит несколько медленнее, чем при «диффузионном» режиме течения (см. фиг. 3), однако конфигурация изолиний концентрации, как и в первом случае, меняется незначительно, что свидетельствует об относительно низкой интенсивности конвекции при значениях числа  $Ag$  порядка  $10^4$ .

Наконец, при значениях числа  $Ag$  порядка  $10^5$  и более имеет место третий — «многоциркуляционный» режим течения, при котором определяющим является конвективный перенос массы и импульса. При этом на начальной стадии, как и в предыдущем случае, возникает один или два основных вихря. Однако они оказываются более интенсивными, чем при «одноциркуляционном» режиме. Вследствие этого происходит значительная деформация изолиний концентрации (см. фиг. 4, 5), распределение плотности смеси в горизонтальных плоскостях становится немонокотным, что приводит к образованию дополнительных вихрей, которые в дальнейшем развиваются и взаимодействуют между собой. При этом происходит «дробление» объема легкого газа и, следовательно, улучшаются условия для диффузионного переноса массы. Именно этим объясняется увеличение скорости перемешивания (перегиб на кривой  $b$  на фиг. 3), имеющее место при переходе от «одно- к многоциркуляционному» режиму течения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Никулин Д. А., Потехин Г. С., Стрелец М. Х. Приближенная система уравнений для описания нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных газовых смесях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5, с. 57—61.
2. Никулин Д. А., Стрелец М. Х. Расчет нестационарной концентрационной естественной конвекции в бинарных смесях газов с произвольным отношением плотностей.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 4, с. 27—31.
3. Ramshaw J. D., Trapp J. A. A numerical technique for Low-speed homogeneous two-phase flow with sharp interfaces.— J. Comput. Phys., 1976, v. 21, № 4, p. 438—453.
4. Суегин П. Е., Волобуев П. В. Барозффе́кт при взаимной диффузии газов в области высоких давлений.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 4. Минск: Наука и техника, 1966, с. 132—142.

Ленинград

Поступила в редакцию  
17.XI.1981

УДК 532.522.2

#### АВТОКОЛЕБАНИЯ ПЛОСКИХ ВСТРЕЧНЫХ СТРУЙ

ДЕНЩИКОВ В. А., КОНДРАТЬЕВ В. Н., РОМАШОВ А. Н.,  
ЧУБАРОВ В. М.

Настоящая работа является продолжением [4], в которой было обнаружено явление автоколебания двух встречных плоских затопленных струй. Наличие или отсутствие автоколебаний наблюдалось визуально и регистрировалось на кинолентку при взаимодействии водяных струй в бассейне с прозрачными стенками в лабораторных условиях. Для визуализации струи подкрашивались путем добавления обычных чернил. Одиночная струя имеет устойчивое положение в плоскости истечения. Включение встречной струи приводит вначале к их столкновению, а затем струи начинают отклоняться в противоположные стороны. Амплитуда этого отклонения довольно значительна: в плоскости встречи она достигает величины порядка расстояния между соплами (5—20 см). По достижении максимального отклонения от начального положения начинается обратное движение струй. Двигаясь навстречу друг другу, они взовь сталкиваются в первоначальной плоскости, как бы по инерции проходят это положение и отклоняются в противоположные стороны. По существу, наблюдаются автоколебания, поскольку внешние условия не меняются, хотя первопричина этих колебаний пока не ясна.

Наряду с регулярным отклонением плоских струй от плоскости истечения происходит закручивание концов отклоненных струй: при нахождении правой струи вверху, а левой внизу, закручивание происходит по часовой стрелке; при противоположном положении струй — против часовой стрелки. В результате с обеих сторон от плоскости истечения формируются вихри, которые периодически меняют направление вращения.

В работе [1] была предложена полумпирическая формула для периода автоколебаний в зависимости от длин струй и скоростей истечения из сопел. Однако