

- V Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 1. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1972.
10. Даутов Г. Ю., Сазонов М. И. Исследование напряженности электрического поля в стабилизированных дугах.— В кн.: Генераторы низкотемпературной плазмы. М.: Энергия, 1969.
  11. Уленбуш, Фишер. Влияние диффузии и неравновесной населенности на состояние плазмы благородных газов в электрических дугах.— ТИИЭР, 1971, т. 59 № 4.
  12. Панкратов В. Г., Жулебин Л. И., Степанов В. Н. Расчет характеристик источника лития.— ТВТ, 1971, т. 9, № 2.
  13. Варгафтик Н. В. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1972.
  14. Колесников В. П. Дуговой разряд в инертных газах.— Труды ФИАН СССР. Физическая оптика, 1964, т. 30.
  15. Гречихина Л. И., Тюнина Е. С. Диагностика плазмы в условиях дугового разряда по спектру излучения лития.— ТВТ, 1967, № 5.
  16. Жирнов В. А., Потапов А. В., Тэтюхин Ю. А. Экспериментальное исследование продольного цилиндрического разряда в потоке плазмы лития.— В кн.: Тезисы IV Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 1. Киев: Ин-т физики АН УССР, 1975.

УДК 533.13 + 536.46

## О КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЯХ ГАЗА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ

*Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе*

(Москва)

Многие природные и технологические процессы протекают в условиях развитой конвекции. Структура возникающих конвективных движений определяется предшествующей стадией процесса и зависит от способа возбуждения конвекции.

Ниже исследуются конвективные движения газа, формирующиеся в плоской области квадратного сечения при распространении скачка температуры (тепловой волны) вдоль нижней ее границы. Показано, что за порогом устойчивости системы по отношению к симметричным и несимметричным возмущениям в зависимости от скорости распространения волны возможны два стационарных решения, отвечающие одной или двухвихревой структуре конвекции. С помощью физических соображений получено приближенное выражение для границы, отделяющей области притяжения этих двух стационарных решений. С целью уточнения условия возникновения различных конвективных движений проведено численное моделирование развития конвекции на основе нестационарных двумерных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. Установлены временные и энергетические характеристики обоих типов конвективных движений. Даны примеры использования предложенной модели, в которой движущийся с постоянной скоростью скачок температуры можно рассматривать как распространяющуюся вдоль поверхности катализатора или горючего волну экзотермической реакции, для описания некоторых газодинамических явлений при горении в закрытых объемах.

1. Пусть плоская квадратная область  $0 \leq X, Y \leq L$  ( $X, Y$  — декартовы координаты) заполнена неподвижным газом, находящимся в равновесии в поле внешней силы (силы тяжести) при температуре  $T_0$ . Внешняя сила направлена в сторону отрицательных  $Y$ . На горизонтальных границах области задана постоянная температура  $T_0$ , боковые границы теплоизолированы.

В момент  $t = 0$  вдоль нижней границы области от левой боковой границы к правой начинает распространяться с постоянной скоростью  $w$  скачок температуры, который устанавливает на ней повышенную температуру  $T = T_s$ . Распространение волны описывается нестационарным граничным условием

$$(1.1) \quad Y = 0, \quad T/T_0 = 1 + (\theta_s - 1)\Theta(wt - X),$$

где  $\Theta$  — функция Хевисайда;  $\theta_s = T_s/T_0 > 1$ . В период  $0 < t < t_B = L/w$  нестационарное граничное условие (1.1) приводит к возникнове-

нию несимметричного возмущения в покоящемся газе: вслед за скачком температуры в слоях газа, примыкающих к нижней границе, распространяется волна подогрева. После достижения волной правой границы ( $t \geq t_b$ ) граничное условие (1.1) задает постоянную температуру на всей нижней границе и оказывает симметричное воздействие на систему. Роль возмущений той или иной симметрии в развитии конвекции зависит от времени пробега волны  $t_b$ . При малом  $t_b$  существенны симметричные возмущения, при большом  $t_b$  — несимметричные.

Под влиянием этих возмущений, выводящих систему из состояния равновесия, могут возбуждаться различные типы конвективных движений. В [1] показано, что в квадратной плоской области при симметричном возбуждении конвекции (внезапное приложение внешней силы, действующей по оси  $Y$ ; нагрев и охлаждение нижней стенки) реализуется стационарное двухвихревое конвективное движение; в случае несимметричного возбуждения конвекции (поворот вектора внешней силы) устанавливается одновихревое движение. Таким образом, при малом  $t_b$  (большой скорости  $w$  тепловой волны) следует ожидать образования двух вихрей, симметричных относительно оси  $X = 0,5L$ , при большом  $t_b$  (малой скорости) — одного вихря с восходящим потоком газа у левой границы.

Перейдем к выводу условия реализации той или иной конвективной структуры. В [2, 3] показано, что конвекция развивается за некоторое характерное время, называемое периодом индукции конвекции. В течение периода индукции происходит кондуктивный прогрев газа у нагретой стенки и под действием силы Архимеда формируется направленный вверх конвективный поток. Реализация того или иного типа конвективного движения при условии подогрева (1.1) зависит от соотношения между временем распространения волны  $t_b$  и периодом индукции конвекции. Если  $t_b$  больше времени индукции одновихревого конвективного движения  $t_1$ , то к моменту достижения волной правой границы у левой границы возникнет конвекция — образуется один вихрь. Если, наоборот,  $t_b < t_1$ , то конвекция начнет развиваться после установления на всей нижней границе температуры  $T_s$  под влиянием симметричных возмущений и после индукционной стадии, длительность которой  $t_2$ , возникнут два симметричных вихря.

Оценим критическую скорость тепловой волны, отвечающую границе между двумя ветвями решений. Пусть  $t_*$  — наименьшее время пробега волны, при котором еще может реализоваться одновихревое движение. За это время у левой границы области, где оно развивается, образуется прогретый слой толщиной  $l \sim 2\sqrt{\kappa t_*}$ , где  $\kappa$  — температуропроводность. Скорость всплывания нагретой до температуры  $T_s$  массы газа с характерным размером  $l$  по порядку величины равна  $V_c^2 \sim \lg(\theta_s - 1)/\theta_s$  [4], где  $g$  — ускорение силы тяжести. Характерное время развития конвекции, в течение которого нагретый газ приобретает скорость  $V_c$ , можно оценить как

$$(1.2) \quad t_1 \sim \frac{l}{V_c} = \left[ \frac{l}{g(\theta_s - 1)} \right]^{1/2}.$$

Тогда условие  $t_1 \approx t_b$ , отвечающее границе между областями притяжения симметричного и несимметричного стационарного решения, принимает с учетом (1.2) вид

$$(1.3) \quad t_b = t_* = \left( \frac{2\kappa}{g(\theta_s - 1)} \right)^{2/3} = \frac{L^2}{\kappa} \frac{1}{k(\text{Ra Pr})^{2/3}}$$

$$(\text{Ra} = L^3 g (\theta_s - 1) / \nu \kappa, \text{Pr} = \nu / \kappa)$$

или

$$(1.4) \quad u = u_* = k(\text{Ra Pr})^{1/6} (u = w\theta_s^{2/3} / (Lg(\theta_s - 1))^{1/2}),$$

где  $u$  — скорость волны, отнесенная к характерной конвективной скорости;  $\text{Ra}$  — число Рэлея;  $\text{Pr}$  — число Прандтля;  $k$  — коэффициент пропорциональности, равный согласно приведенной оценке  $k = 0,63$ .

Если  $u < u_*$  ( $t_B > t_*$ ), то реализуется стационарное одновихревое движение. Минимальный размер прогретого слоя у левой стенки, обеспечивающий его возникновение, равен  $l_*^2 = 4\kappa t_B = 4L^2/k(\text{Ra Pr})^{2/3}$ . При данном времени пробега волны  $t_B$  период индукции одновихревого конвективного движения заключен в пределах  $t_* < t_1 < t_B$ . Если  $u > u_*$  ( $t_B < t_*$ ), «нестационарность» граничного условия (1.1) не сказывается на развитии конвекции, формируется двухвихревое движение.

Проведенное рассмотрение имеет смысл только для чисел Рэлея, превышающих критическое значение  $\text{Ra}_2$ , которое отвечает потере устойчивости относительно симметричных возмущений [1, 5]. При  $\text{Ra} < \text{Ra}_2$  образуется одновихревое движение, при  $\text{Ra} > \text{Ra}_2$  возможны оба типа стационарного движения в зависимости от скорости волны, которая может быть и больше, и меньше критической  $u = u_*(\text{Ra}, \text{Pr})$ .

2. Для уточнения оценки (1.3), (1.4) и установления стационарных характеристик конвекции проводилось численное исследование развития конвекции в газе, заполняющем плоскую замкнутую квадратную область при распространении скачка температуры вдоль ее нижней границы. В безразмерной форме задача формулируется следующим образом:

$$(2.1) \quad \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} + (\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U} = -\frac{1}{\gamma \rho M^2} \nabla p + \mathbf{j} + \frac{1}{\rho \text{Re}} \left( \Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \text{grad div } \mathbf{U} \right),$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \text{div } \rho \mathbf{U} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \mathbf{U}\nabla \theta = \frac{\gamma}{\rho \text{Re Pr}} \Delta \theta - (\gamma - 1) \theta \text{div } \mathbf{U},$$

$$p = \rho \theta (\tau = t(g/L)^{1/2}, \quad x = X/L, \quad y = Y/L, \quad \Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2,$$

$$\mathbf{j} = (0, -1), \quad M^2 = Lg(\gamma RT_0)^{-1}, \quad \text{Re} = L^{3/2}g^{1/2}\rho_0/\eta, \quad \text{Pr} = \lambda/c_p\eta);$$

$$(2.2) \quad \tau = 0, \quad \mathbf{U} = 0, \quad \theta = 1, \quad p = \exp(-\gamma M^2 y);$$

$$(2.3) \quad \mathbf{U}|_{\Gamma} = 0, \quad \theta'_x(x=0; 1) = 0, \quad \theta(y=1) = 1;$$

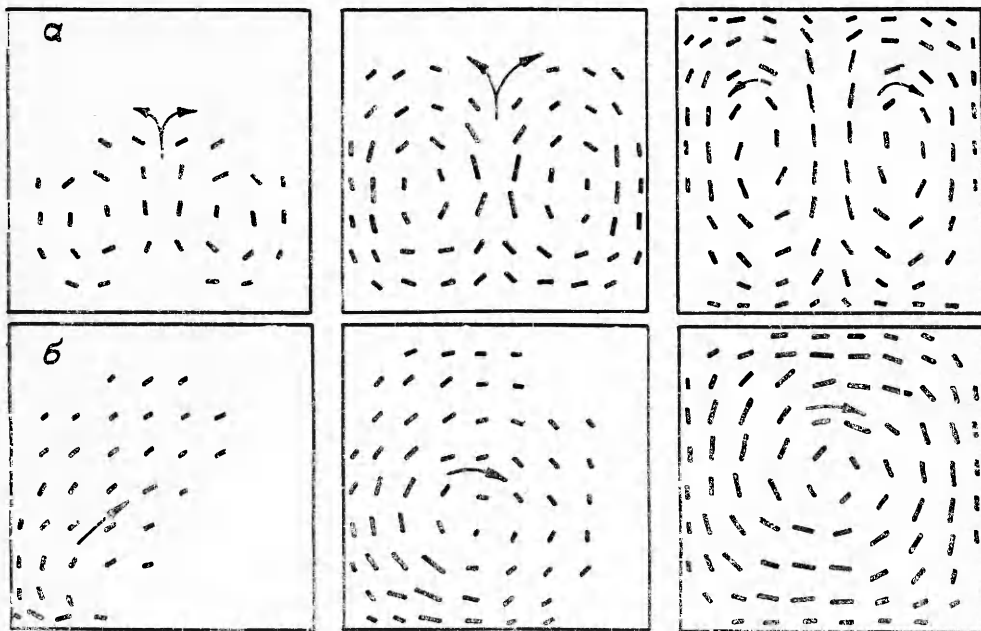
$$(2.4) \quad \theta(y=0) = 1 + (\theta_s - 1)\Theta(w'\tau - x) \quad (w' = w/(Lg)^{1/2}).$$

Здесь в качестве характерных масштабов выбраны длина  $L$ ; время  $(L/g)^{1/2}$ ; скорость  $(Lg)^{1/2}$ ; плотность  $\rho_0$  в начальный момент при  $y = 0$ ; температура  $T_0$ ; давление  $\rho_0 RT_0$  ( $R$  — газовая постоянная);  $\mathbf{U}$  — скорость газа;  $\rho$ ,  $p$  и  $\theta$  — плотность, давление и температура;  $\gamma = c_p/c_v$  — показатель адиабаты;  $M$ ,  $\text{Re}$ ,  $\text{Pr}$  — числа Маха, Рейнольдса и Прандтля;  $\Gamma$  — граница. Коэффициенты теплопроводности  $\lambda$  и динамической сжимаемости  $\eta$  считаются постоянными, вязкая диссипация в уравнении притока тепла не учитывается.

Система уравнений (2.1) с начальными и граничными условиями (2.2) и (2.3), (2.4) интегрировалась численно методом [6, 7] с использованием сгущающейся к границам прямоугольной сетки  $21 \times 21$ . У границ узлы сетки располагались вдвое чаще, чем в центре области. Временной шаг выбирался из условия  $\Delta \tau = \text{KM}h$ , где  $K = 2-8$  — число Куранта,  $h$  — минимальный шаг сетки. Контрольные расчеты были проведены на сетке  $41 \times 41$  с различным сгущением узлов. Балансы массы и энергии выполнялись с точностью 1 и 2% соответственно. Для расчета ста временных слоев требовалось 5 мин машинного времени.

В расчетах использовались следующие значения определяющих параметров:  $M^2 = 0,05$ ,  $\text{Pr} = 1$ ,  $\gamma = 1,4$ ,  $w' = 1-5$ ,  $\text{Re} = 130-800$ ,  $\theta_s = 1,5-4$ . Число Рэлея менялось в диапазоне  $\text{Ra} = 9 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^5$ . Следует отметить, что при указанных значениях  $\theta_s$  в системе уравнений (2.1) необходимо учитывать сжимаемость среды.

Результаты расчетов подтверждают факт существования симметричной и несимметричной конвективных структур (фиг. 1,  $\text{Re} = 200$ ,  $\theta_s = 1,5$ ,  $U = 0,6$ ). В случае большой скорости волны устанавливается стационарное движение, образованное двумя вихрями с подъемным движением в центре и опускным на периферии (фиг. 1, а,  $u = 3,6 > u_*$ , поля скоростей показаны в моменты  $t = 8,3; 16,7; 83,5$ ); при малой скорости волны формируется одновихревое стационарное движение с подъемом газа у левой боковой границы и опусканием вдоль правой (фиг. 1, б,  $u = 3,15 < u_*$ ,  $t = 5,6; 11,2; 56,0$ ).



Ф и г. 1

В результате расчетов на плоскости  $(u, \lg Ra)$  были построены области притяжения обоих стационарных решений. На фиг. 2 точки 1 отвечают установившемуся одновихревому движению, 2 — двухвихревому; отмечены только расчетные точки, близкие к границе, разделяющей возможные режимы конвекции. Уточненное уравнение предельной кривой при  $Ra > 31\,500$  по-прежнему имеет вид (1.3), (1.4), но с  $k = 0,68$  (сплошная прямая линия на фиг. 2).

Зависимость  $u_* \sim Ra^{1/6}$  нарушается при меньших числах Рэлея из-за приближения к критическому значению  $Ra_2$ , отвечающему потере устойчивости по отношению к симметричным возмущениям. С помощью специальных расчетов было установлено, что  $Ra_2 = 8600 \pm 100$ . Это значение согласуется с результатами численных расчетов  $(8500 \pm 200)$ , проведенных в [8], и анализа устойчивости методом малых возмущений  $(8495)$ , выполненного в [5].

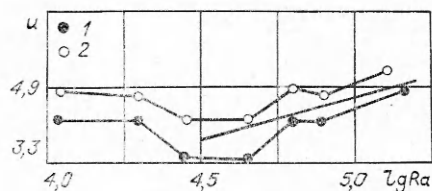
Расчеты при  $Ra < Ra_2$  показали, что независимо от скорости волны в этом диапазоне чисел Рейнольдса всегда реализуется только одновихревое движение. В области  $Ra > Ra_2$  вблизи границы ветвления решений (1.3), (1.4) со стороны скоростей  $u < u_*$  наблюдается взаимодействие возмущений различной симметрии на нестационарном участке процесса. Сначала образуются два вихря, которые затем перестраиваются в один вихрь с положительным вращением.

Время индукции двухвихревой конвекции равно

$$t_2 = t_2^0 + t_B \quad (t_B < t_*),$$

где  $t_2^0$  — период индукции при  $t_B \rightarrow 0$ . Величина  $t_2^0$  определялась путем численного решения задачи (2.1) — (2.3) с граничным условием на нижней границе области  $\theta(y=0) = \theta_s$  как момент, отвечающий максимальному росту полной кинетической энергии. В результате обработки данных расчета получена формула

$$t_2^0 = \frac{L^2}{\kappa} \frac{33,22}{(Ra - 8600)^{0,638} Pr^{1/6}}$$



Ф и г. 2

Период индукции двухвихревой конвекции при конечной скорости волны заключен в пределах  $t_2^0 \leq t_2 \leq t_2^0 + t_B$  ( $t_B < t_*$ ) и может быть как больше, так и меньше периода индукции одновихревой конвекции  $t_* < t_1 < t_B$  ( $t_B > t_*$ ).

Начиная с  $Ra \approx 8,5 \cdot 10^4$ , установившееся симметричное двухвихревое движение является метастабильным при любых  $u > u_*$ . После установления двухвихревого движения, которое происходит через затухающие колебания, вновь начинаются колебания всех величин и система переходит в состояние с одним вихрем. Метастабильное состояние существует в течение большого промежутка времени, который значительно (по крайней мере, на порядок) превышает время распространения тепловой волны вдоль нижней границы; поэтому об этом квазистационарном состоянии и его характеристиках имеет смысл говорить и при  $Ra > 8,5 \cdot 10^4$ . Существование подобных метастабильных состояний в несжимаемой жидкости отмечалось в [8], где проводилось подробное численное исследование их возникновения и распада с помощью различных конечно-разностных схем.

3. Численное решение задачи (2.1)–(2.4) до установления конвективного движения позволяет определить стационарные характеристики конвекции — средние тепловые потоки на нижней и верхней границах области:

$$Nu_s = \int_0^1 q(x, 0) dx, \quad Nu_0 = \int_0^1 q(x, 1) dx \quad (q = -\theta'_y/\theta_s),$$

кинетическую и тепловую (внутреннюю) энергию всей массы газа, заключенной в области:

$$E = \frac{gL^3}{\nu^2} \int_0^1 \int_0^1 \frac{1}{2} \rho U^2 dx dy, \quad H = \frac{c_v T_0 L^2}{\nu^2} \int_0^1 \int_0^1 \rho \theta dx dy.$$

Здесь тепловые потоки отнесены к их стационарным значениям в отсутствие конвекции, энергия — к величине  $\rho_0 \nu^2$ . На стационарном режиме  $Nu_s = Nu_0$ .

Результаты расчетов можно представить в виде следующих зависимостей ( $Pr = 1$ ):

для одновихревого движения

$$(3.1) \quad Nu_1 = 1,79r_1 - 5,16 \quad (Ra > 7400, r_1 = \lg Ra);$$

$$(3.2) \quad \lg E_1 = 1,29r_1 - 3,31, \quad \lg H_1 = r_1 + 1,24 \quad (3,93 < r_1 < 5,4);$$

для двухвихревого движения

$$(3.3) \quad Nu_2 = 1 + 0,01(Ra - 8600)^{0,5} (Ra < 4,9 \cdot 10^4), \quad Nu_2 = 3 (Ra > 5 \cdot 10^4);$$

$$(3.4) \quad \lg E_2 = 1,05r_2 - 2,33, \quad \lg H_2 = 3,5 + 0,5r_2 (3,41 < r_2 = \\ = \lg (Ra - 8600) < 5,38).$$

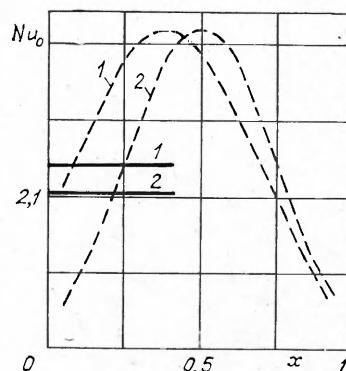
Зависимости (3.1), (3.3) аппроксимируют результаты расчета с 5%-ной точностью и в указанных диапазонах чисел Рэлея согласуются с полученными ранее при численном моделировании конвекции в несжимаемой жидкости [5, 8, 9] (в этих работах в отличие от нашей постановки на боковых стенках задавался линейный закон изменения температуры) и в газах [1]. В частности, вблизи порога устойчивости с высокой точностью выполняется зависимость  $(Nu_2 - 1)^2 \sim (Ra - Ra_2)$ .

Соотношения (3.2), (3.4) определяют величины  $E$  и  $H$  с 20%-ной точностью. Для чисел Рэлея, соответствующих незначительному превышению критического значения  $Ra_2$ , кинетическая энергия газа при одновихревой конвекции гораздо больше, чем при двухвихревой. С ростом  $Ra$ , т. е. при удалении от границы устойчивости по отношению к симметричным возмущениям, энергия вихрей увеличивается и различие между  $E_1$  и  $E_2$  быстро уменьшается. В обоих режимах конвекции кинетическая энергия газа намного меньше (в  $10^3 - 10^4$  раз) тепловой.

4. Задача о конвективном движении, вызванном движущимся тепловым источником, представляет интерес с точки зрения самых разных приложений. Например, такого рода движения среды объясняют природу циркуляции в атмосфере Венеры [10, 11]. Остановимся на двух примерах, иллюстрирующих применение рассмотренной модели и полученных результатов к анализу движений, возникающих при протекании экзотермической химической реакции в закрытых объемах.

Многие экзотермические химические реакции протекают на каталитических поверхностях, являющихся границами реакционного сосуда. Если в такой гетерогенно-каталитической системе имеет место неединственность стационарного состояния, то локальное возмущение на поверхности катализатора при определенных условиях приводит к распространению вдоль нее бегущей волны другого стационарного состояния [12, 13]. Так, при окислении сернистого ангидрида на платиновом катализаторе в результате воспламенения происходит переход из низкотемпературного кинетического режима реакции в диффузионный, и, как показывают численные расчеты и эксперименты [13], от локального очага воспламенения примерно с постоянной скоростью распространяется волна горения, за фронтом которой устанавливается высокая температура. Скорость волны, которую можно моделировать движущимся скачком температуры, зависит от кинетики химической реакции, состояния катализатора, теплового и диффузионного режима каталитической поверхности и других факторов и может меняться в достаточно широких пределах. Полученное выше решение позволяет установить характер движения реакционной смеси при «розжиге» катализатора. В закрытом реакторе будут возникать симметричные или несимметричные вихревые движения, приводящие к существенно различным распределениям температуры и концентрации реагирующих веществ по объему реактора. Реализация того или иного состояния зависит от скорости или времени пробега волны и определяется соотношениями (1.3), (1.4).

Другой пример — распространение волны горения вдоль плоской поверхности горючего вещества. Если размер зоны химического превращения над поверхностью горючего намного меньше характерных пространственных масштабов формирующихся газодинамических структур, то можно считать, что реакция протекает на самой поверхности, и приближенно описывать распространение волны горения с помощью соотношения (1.1). Тогда при достаточно больших размерах области решение задачи (2.1)—(2.4) описывает, в частности, газодинамическую ситуацию, возникающую при распространении волны горения вдоль нижней границы помещения, длина которой намного меньше другого горизонтального размера помещения (модель коридорного пожара). В зависимости от скорости распространения пожара формируются конвективные движения газа различной симметрии и, следовательно, реализуются различные тепловые нагрузки на стенки помещения, величина которых является основной характеристикой при оценке пожаробезопасности помещений. Для иллюстрации на фиг. 3 представлены полученные в расчетах с  $Ra = 2 \cdot 10^4$  распределения установившихся средних  $Nu$  (прямые) и локальных  $q(x, 1)$  (штриховые кривые) тепловых потоков на верхнюю границу области для одно- и двухвихревого режимов конвекции (кривые 1, 2 соответственно). Средний тепловой поток в случае одновихревой конвекции примерно в 1,2 раза больше, чем в случае симметричного движения. Максимальный тепловой поток в первом случае смещен к левой границе ( $x \approx 0,38$ ), при симметричном движении он, естественно, находится на оси симметрии. Максимальные тепловые потоки в обоих слу-



Ф и г. 3

чаях примерно равны и существенно превышают их средние значения. Поэтому оценку огнестойкости нужно проводить, используя максимальное значение локального теплового потока и учитывая его местоположение.

В заключение отметим, что в случае неквадратных плоских областей, исследовавшихся в [14, 15], соотношение (1.4) определяет скорость волны, которая разграничивает симметричное и несимметричное воздействие на систему. В этом случае под  $L$  следует понимать длину границы, вдоль которой распространяется тепловая волна.

Поступила 28 VI 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев В. И. Течение и теплообмен при естественной конвекции газа в замкнутой области после потери устойчивости гидростатического равновесия.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5.
2. Мержанов А. Г., Штессель Э. А. Возникновение и развитие тепловой конвекции в слое вязкой жидкости.— ДАН СССР, 1970, т. 1, № 4.
3. Штессель Э. А., Прибыткова К. В., Мержанов А. Г. Численное исследование индукционной стадии развития естественной конвекции.— ИФЖ, 1974, т. 26, № 3.
4. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980.
5. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвекции жидкости, нагреваемой снизу.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 6.
6. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт № 133. М.: Ин-т проблем механики АН СССР, 1978.
7. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа.— ИФЖ, 1980, т. 38, № 3.
8. Тарунин Е. Л. Численное исследование свободной конвекции.— В кн.: Гидродинамика. Учен. записки. Вып. 1. Пермь: изд. Перм. ун-та, 1968, № 184.
9. Тарунин Е. Л. О численном исследовании ветвления при свободной конвекции.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 5.
10. Васин В. Г., Маров М. Я. К вопросу о механизме циркуляции на Венере. Препринт № 6. М.: Ин-т прикладной математики АН СССР, 1977.
11. Алексеев В. В., Блохина Н. С., Гусев А. М., Жданова Е. Ю. Свободная конвекция в атмосфере и океане. М.: МГУ, 1979.
12. Барелко В. В. Процессы самопроизвольного распространения гетерогенно-каталитической реакции по поверхности катализатора. Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1977.
13. Штессель Э. А. Химическая естественная конвекция. Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1977.
14. Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный расчет пожаров различных типов.— В кн.: Горючесть веществ и средства пожаротушения. М.: ВНИИ ПО МВД СССР, 1979.
15. Мелихов О. И., Щербак С. Б. Исследование конвективных движений газа, вызванных распространением скачка температуры вдоль границы замкнутой области.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.

УДК 536.25

### СОВМЕСТНЫЙ ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Г. Г. Кувшинов

(Новосибирск)

Рассматриваются совместно протекающие процессы тепло- и массообмена в условиях естественной конвекции у горизонтальной плиты при больших числах Рэлея  $Ra$  в случае, когда изменение плотности вследствие переменной концентрации вблизи поверхности пренебрежимо мало по сравнению с изменением плотности, обусловленным перепадом температур. Этот случай реализуется на практике, например, при интенсивном нагревании или охлаждении взаимодействующих на поверхности слабых растворов или обедненных активным по отношению к поверхности компонентом газовых смесей.

1. Анализ системы дифференциальных уравнений, описывающих тепломассообмен при стационарной естественной конвекции, показывает, что наличие массоотдачи в рассматриваемых условиях не влияет на теп-