

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ОЧАГА ГОРЕНИЯ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова
(Москва, София)

Явление распространения локализованных очагов горения в достаточно больших ограниченных объемах уже давно привлекает внимание исследователей в связи с необходимостью определения пределов воспламенения горючих смесей (см. обзоры [1—3] и библиографию к ним). Эти исследования представляют интерес также для теории горения, поскольку многие вопросы газодинамики медленного горения до сих пор не выяснены.

При локальном разогреве горючей смеси возникающие неоднородности плотности в поле силы тяжести вызывают конвективное движение газа, и дальнейшее развитие очага происходит в движущейся среде. В случае воспламенения смеси развитие экзотермической реакции приводит к значительному выделению тепла, что способствует усилению конвективных потоков. Конвективное движение, в свою очередь, оказывает влияние на протекание химической реакции. Взаимодействие газодинамических и химических факторов особенно существенно для горючих смесей, близких по составу к предельным, поскольку характерные времена развития конвекции и химической реакции в таких смесях не сильно отличаются друг от друга.

Наиболее последовательный подход к описанию этих процессов заключается в использовании достаточно полных уравнений движения реагирующего газа, поддающихся только численному интегрированию. В данной работе продемонстрированы возможности численного моделирования термогазодинамических явлений, наблюдающихся при развитии очага в закрытом плоском сосуде в поле внешних сил (силы тяжести).

Используются две схемы зажигания, отвечающие различному расположению (снизу и сверху) начального очага подогрева. Анализируется влияние конвекции на всех стадиях процесса: во время подъема очага под действием архимедовой силы, при его «растекании» вдоль верхней теплоизолированной стенки сосуда и при последующем распространении волны горения вниз, по направлению силы тяжести.

Постановка задачи. Рассматривается замкнутая плоская двумерная область квадратного сечения (рис. 1), заполненная горючей смесью, в которой может протекать одностадийная экзотермическая реакция первого порядка по находящемуся в недостатке реагирующему веществу концентрации α . Скорость реакции зависит от температуры по закону Аррениуса

$$w = k_0 \rho \alpha \exp(-E/RT), \quad (1)$$

где k_0 — предэкспоненциальный множитель; ρ — плотность газа; E — энергия активации; R — газовая постоянная.

Движение реагирующего газа с учетом (1) описывается следующей системой нестационарных двумерных уравнений (плоская задача):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} \rho U &= 0, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + U \operatorname{grad} \alpha = \frac{1}{\operatorname{Re} \cdot \operatorname{Sc}} \Delta \alpha - \Phi(\alpha, \Theta), \\ \frac{\partial U}{\partial \tau} + (U \nabla) U &= - \frac{1}{\gamma \rho M^2} \operatorname{grad} P - K + \frac{1}{\rho \operatorname{Re}} \left(\frac{1}{3} \operatorname{grad} \operatorname{div} U + \Delta U \right), \quad (2) \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \operatorname{grad} \Theta &= - (\gamma - 1) \Theta \operatorname{div} U + \frac{\gamma}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta \Theta + q \Phi(\alpha, \Theta), \end{aligned}$$

$$K = (0, 1), \quad \Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2, \quad \Phi(\alpha, \Theta) = D \alpha \exp E_1 (\Theta_B^{-1} - \Theta^{-1}).$$

Здесь ρ , $U(u, v)$, α , P , Θ — безразмерные плотность, скорость, концентра-

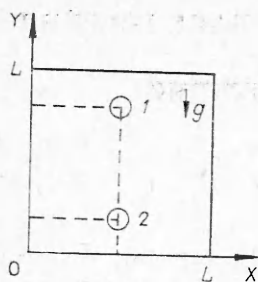


Рис. 1. Схема двумерной области и начальное положение горячего очага при верхнем (1) и нижнем (2) зажигании.

ция реагента, давление и температура. В качестве характерных масштабов расстояния, времени, плотности, температуры и концентрации реагирующего вещества выбраны величины: L ($x = X/L$, $y = Y/L$), $\sqrt{L/g}$ (g — ускорение силы тяжести, $\tau = t\sqrt{L/g}$), начальная плотность газа у нижнего ($y = 0$) основания сосуда ρ_0 , начальная температура T_0 и концентрация α_0 вне очага подогрева. Скорость отнесена к величине \sqrt{Lg} , давление — к величине $\rho_0 RT_0 / \mu = \rho_0 R_0 T_0$ (μ — средняя молекулярная масса смеси).

В уравнения (1), (2) входят следующие безразмерные комплексы:

$$M^2 = Lg/\gamma R_0 T_0, \text{ Re} = L\sqrt{Lg}/\nu, \text{ Pr} = \nu/\kappa, \text{ Sc} = \nu/D_a \rho,$$

$$q = Q\alpha_0/c_v T_0, E_1 = E/RT_0, \text{ Da} = \sqrt{L/g}k_0 \exp(-E/RT_b),$$

где M — число Маха; γ — показатель адиабаты; Re — число Рейнольдса (ν — кинематическая вязкость); Pr — число Прандтля (κ — температуропроводность); Sc — число Шмидта (D_a — коэффициент диффузии); Q — тепловой эффект реакции; T_b — температура очага в начальный момент времени; Da — число Дамкеллера. Коэффициенты переноса предполагаются постоянными, перекрестные эффекты переноса и энергия вязкой диссипации в уравнении притока тепла не учитываются. Молекулярные массы реагирующих веществ считаются примерно одинаковыми, уравнение состояния имеет вид $P = \rho\Theta$.

В начальный момент в неподвижном газе в области $F\{(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2 \leq r^2\}$, которая представляет собой круг радиусом $r \ll 1$ с центром в точке $x_c = X_c/L$, $y_c = Y_c/L$, задан высокотемпературный очаг подогрева с постоянной температурой $\Theta_b = T_b/T_0 > 1$ и нулевой концентрацией реагирующего вещества

$\tau = 0, u = v = 0; \Theta = \Theta_b, \alpha = 0$ при $(x, y) \in F, \Theta = 1, \alpha = 1$ при $(x, y) \notin F$.

Давление внутри очага равно давлению в окружающем газе

$$\tau = 0, P = \exp(-\gamma M^2 y).$$

Выбранное начальное условие реализуется при сгорании небольшого объема быстрогорящей смеси в точке (x_c, y_c) .

Боковые стенки все время поддерживаются при температуре T_0 ($\Theta(\tau, 0, y) = \Theta(\tau, 1, y) = 1$), верхняя и нижняя стенки сосуда теплоизолированы ($\partial\Theta/\partial y(\tau, x, y) = \partial\Theta/\partial y(\tau, x, 1) = 0$). Кроме того, граничные условия учитывают условия «прилипания» ($u = v = 0$) и непроницаемости стенок для реагирующего вещества $\partial\alpha/\partial n = 0$ (n — нормаль к границе сосуда).

В большинстве расчетов задавались следующие значения параметров: $M^2 = 0,05$, $\text{Re} = 3600$ (число Рейнольдса очага, построенное по его радиусу, равно $\text{Re}' = r^{3/2}\text{Re} = 40,25$), $\text{Pr} = \text{Sc} = 1$, $\Theta_b = 6,86$, $E_1 = 10$, $r = 0,05$, $x_c = 0,5$. В расчетах варьировались число Дамкеллера ($0 \leq \text{Da} \leq 25$) и параметр q ($1 \leq q \leq 5,86$), изменение которого отвечает изменению начального состава смеси.

Поставленная задача интегрировалась численно с помощью метода [4—6]. Использовались равномерные пространственные сетки с шагами 0,025 и 0,0125. Время расчета ста временных слоев на сетке 41×41 составляло 19 мин. (Более подробно процедура расчета описана в [7].)

Развитие очага при зажигании снизу. Рассмотрим случай, когда начальный очаг подогрева находится в нижней части сосуда ($y_c = 0,2$). Результаты расчетов удобно анализировать в зависимости от числа Дамкеллера различным скоростям химического превращения. сосуда различным скоростям химического превращения.

В предельном случае очень медленной химической реакции ($Da = 0$) задача сводится к расчету движения объема горячего газа — «термика» — в нереагирующей среде под действием подъемной силы, возникающей вследствие разности плотностей газа внутри очага и в окружающей среде. Ранее подъем сферического «термика» в нереагирующем газе рассчитывался в [8, 9] в связи с исследованием поздней, конвективной стадии сильного атмосферного взрыва. В отличие от этих работ, ниже подъем «термика» изучается в ограниченном замкнутом сосуде для случая плоской симметрии.

При подъеме «термика» образуются два цилиндрических вихря, симметричных относительно плоскости $x = 0$. Газ движется вверх в середине сосуда и опускается вниз на периферии. Этой вихревой конфигурации в осесимметричной задаче отвечает вихревое кольцо — тор.

Форма очага определяется видом изотерм. Сначала в плоскости (x, y) они представляют собой concentрические окружности, затем из-за влияния конвекции очаг сплющивается, в нижней его части появляется воронка (при $\tau = 0,45$). Температура газа в очаге уменьшается из-за теплообмена с окружающим газом. Деформация очага сопровождается перемещением максимума температуры от плоскости симметрии к периферии (этот эффект обнаружен в [8]); расстояние между максимумами температуры все время увеличивается, а их величина уменьшается. В результате происходит разрыв «горячих» изотерм в плоскости симметрии; области, заполненные горячим газом, находятся в ядрах вихрей. Очаг постепенно увеличивается в размерах, а скорость его подъема по мере выравнивания температуры по сосуду уменьшается, постепенно «термик» полностью рассасывается.

О временах остывания «термика» и заполнения очага веществом концентрации α можно судить на основе данных рис. 2. В расчетах определялись также текущая высота подъема «термика» как вертикальная координата точки с максимальной температурой и временная зависимость максимальной скорости газа (см. [7]). По данным расчета характерная скорость конвекции составляет примерно 0,4, оценка по формуле $\sqrt{r(\Theta_b - 1)} \approx 0,5$ дает близкую величину. Ограниченность объема начинает сказываться при $\tau \approx 1,5$, когда возникает движение вблизи стенок сосуда (оценка по формуле $[r(\Theta_b - 1)]^{-1/2}$ дает значение (1,85)).

Заметим, что при $Da = 0$ под α можно понимать концентрацию некоторого газа, который содержится в смеси газов, заполняющей сосуд, но отсутствует в заданном горячем очаге. Временная зависимость минимальной объемной концентрации α (рис. 2, б, кривая 1) определяет время выравнивания концентрации этого газа в «термике» и в окружающем газе. Распределение концентрации в очаге имеет те же особенности, что и распределение температуры: минимум величины α смещается в ядра вихрей (положение минимумов концентрации и максимумов температуры совпадает при $Pr = 1$). Проведенный расчет дает также решение задачи о движении и перемешивании с окружающим газом очага горячего газа, не содержащегося сначала в сосуде (концентрация этого газа равна $1 - \alpha$).

При малых Da скорость реакции невелика, очаг развивается, как в нереагирующем газе, его форма, размеры и детали внутренней структуры практически не меняются. На рис. 2, кривые 2 ($Da = 3$) близки к кривым 1 ($Da = 0$). Небольшие отличия объясняются протеканием в газе медленной реакции. Поднимающийся очаг остывает, не достигнув верхней границы.

Увеличение Da приводит к возрастанию скорости тепловыделения, скорости подъема очага, максимальной и средней по объему температуры, уменьшению средней концентрации реагента (рис. 2, 3). Изменяется также тепловая структура очага. Если начальный этап ее формирования происходит как в нереагирующем газе (при $0,3 < \tau < 1,2$ максимум температуры находится в ядрах вихрей), то затем из-за выделения тепла

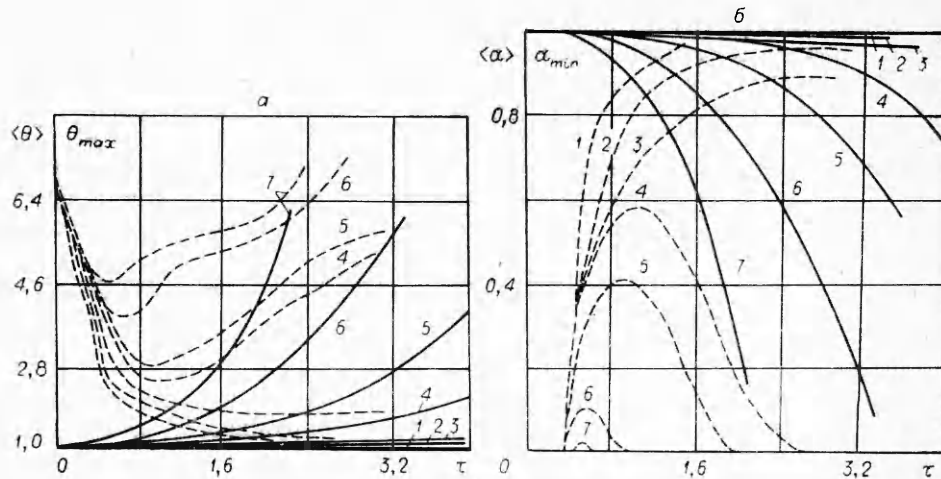


Рис. 2. Изменение во времени средней $\langle \theta \rangle$ (сплошные кривые) и максимальной θ_{max} (штриховые линии) температур (а), средней $\langle \alpha \rangle$ (сплошные кривые) и минимальной α_{min} (штриховые линии) концентрации реагирующего вещества (б) для случаев $Da = 0$ (1), 3 (2), 6 (3), 7 (4), 9 (5), 15 (6), 25 (7).

реакции максимум температуры вновь устанавливается в плоскости симметрии. Изотермы и линии равных концентраций принимают вид шляпки гриба с подогнутыми краями (рис. 3, а); химическая реакция протекает в основном в узкой зоне в передней части всплывающего очага. Поле скоростей образовано двумя симметричными вихрями. Давление практически постоянно по объему и медленно возрастает со временем.

Тепло, выделяющееся в реакции, препятствует сильному охлаждению очага, и он достигает верхней границы. При этом горячий газ растекается по направлению к боковым стенкам (рис. 3, б). Из-за вовлечения нагретого газа в вихревое движение во время подъема очага изотерма $\theta = 1,23$, охватывающая ядра вихрей, имеет П-образную форму. Структура очага на рис. 3 отвечает параметрам смеси, близким к границе воспламенения, и характерна для докритических режимов протекания реакции, когда реагирующее вещество выгорает за времена, сравнимые с временем реакции при начальной температуре.

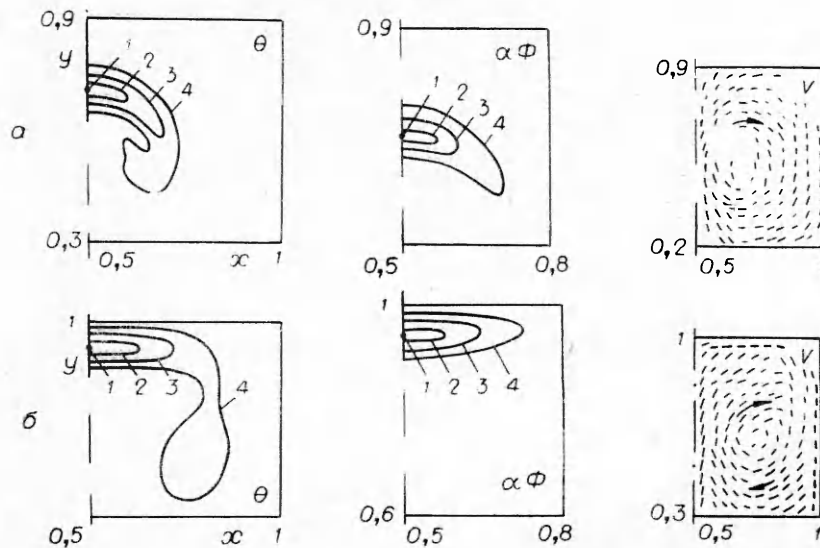


Рис. 3. Структура поднимающегося очага в случае медленной реакции ($Da=6$, $q=5,86$).

а) $\tau=2,43$, θ : 1—1,79, 2—1,59, 3—1,39, 4—1,19; $\alpha\Phi$: 1—0,09, 2—0,06, 3—0,04, 4—0,02.

б) $\tau=4,33$, θ : 1—1,19, 2—1,7, 3—1,5, 4—1,23; $\alpha\Phi$: 1—0,11, 2—0,08, 3—0,03, 4—0,06.

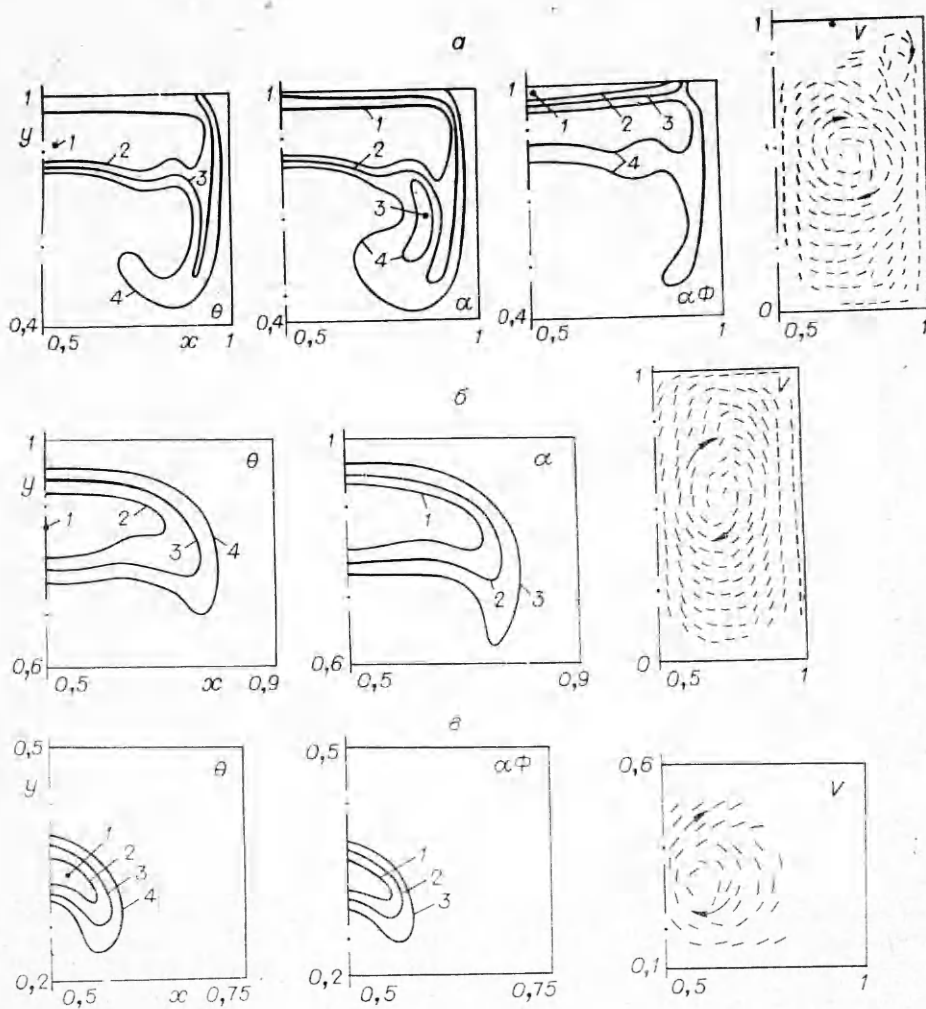


Рис. 4. Развитие очага горения при воспламенении околопредельной смеси (зажигание снизу, $D=7,5$, $q=5,86$).

а) $\tau=3,8$, θ : 1—5,20, 2—4,15, 3—3,10, 4—2,05; α : 1—0,25, 2—0,5, 3—1,0, 4—0,75, $\alpha\Phi$: 1—1,78, 2—1,33, 3—0,87, 4—0,4. б) $\tau=2,91$, θ : 1—5, 2—4, 3—3, 4—2; α : 1—0,25, 2—0,50, 3—0,75. в) $\tau=0,67$, θ : 1—2,78, 2—2,33, 3—1,89, 4—1,44; $\alpha\Phi$: 1—0,205, 2—0,102, 3—0,001.

Начиная с некоторого критического значения числа Дамкеллера Da_* ($6 < Da < 7,5$, $q = 5,86$), происходит воспламенение. Граница воспламенения определялась путем сравнения временных зависимостей среднеобъемной степени выгорания при разных Da .

Типичная картина развития очага в околопредельной смеси показана на рис. 4. Можно выделить следующие три стадии развития процесса: подъем очага, растекание его вдоль верхней границы и распространение образующегося фронта пламени вниз по направлению силы тяжести.

После начального периода охлаждения очага максимальная температура Θ_{max} , начиная с $\tau = 1$ (рис. 2, а, кривая 4), резко возрастает. Примерно в это же время максимум температуры (а также минимум концентрации) перемещается на плоскость симметрии, очаг всплывает, быстро увеличиваясь в размерах (рис. 4, в). Растекание очага (рис. 4, а, б) сопровождается увеличением области, заполненной продуктами горения, и возрастанием температуры и давления. Вихревое конвективное движение газа приводит к появлению «свешивающихся» изотерм (см. рис. 4, а, изотерма $\Theta = 2,05$), края которых загнуты к оси симметрии и охватывают замкнутые области несгоревшего газа.

В результате взаимодействия очага с верхней границей происходит деформация вихревого течения. Подъемное движение газа в области, занятой продуктами горения, по мере ее увеличения постепенно затухает из-за расширения нагреваемого газа, образуется застойная зона неподвижных продуктов реакции. Газ, поднимаясь вверх, обтекает эту зону, образуются небольшие вихри в верхних углах сосуда (см. рис. 4, а). Затем по мере распространения зоны реакции вниз происходит дальнейшая перестройка течения. Подъемное движение идет между плоскостью симметрии и боковыми границами в зоне, где газ подогревается в выдвинутых вниз горячих областях. Этот поток растекается при приближении к верхней границе, что приводит к формированию опускного течения в центре сосуда ($\tau \sim 4$). Постепенно зона горения «поглощает» предшествующие ей горячие зоны и становится плоской.

Полученные в результате расчетов сведения о форме очага на различных стадиях его развития в околопредельных смесях качественно согласуются с данными экспериментов [1—3, 10—15], в которых наблюдались деформация очага в начальной стадии подъема, образование воронки в нижней части очага, «грибообразная» форма всплывающего горячего объема, растекание очага вдоль верхней границы сосуда и последующее распространение фронта горения вниз.

При дальнейшем увеличении Da (расчет проводился при $Da = 15$ и 25) скорость тепловыделения и потребления реагента значительна уже на ранней стадии процесса (см. рис. 2, 6, 7). Из-за большой скорости реакции размеры горячего очага быстро увеличиваются в радиальном направлении со скоростью, превышающей скорость подъема очага под действием архимедовой силы. Нарушение круговой формы очага (воронка в нижней его части) обусловлено влиянием конвекции. Внутри очага формируется высокотемпературное ядро, заполненное горячими продуктами горения ($\alpha \approx 0$), с близким к однородному распределением температуры. Химическая реакция протекает на поверхности очага, который достигает верхней и боковой границ одновременно (стадия растекания не выражена). Следует ожидать, что при больших Da форма развивающегося очага будет ближе к исходной и он достигнет прежде всего нижней границы сосуда, около которой происходит зажигание.

Временные зависимости температуры и концентрации (см. рис. 2) при разных Da совпадают на начальной стадии процесса с соответствующими зависимостями, полученными для нереагирующего газа. Чем больше Da , тем раньше происходит отклонение кривых от кривой 1 ($Da = 0$). Этот момент позволяет оценить характерное время развития реакции и время заполнения очага реагентом. Данные рис. 2 позволяют судить о режиме протекания реакции: резкое изменение кривых и значительное их отклонение от кривой 1 имеет место при воспламенении.

При зажигании сверху можно выделить те же три стадии процесса, что и при зажигании снизу. Сначала происходит подъем горячего очага. Поскольку зажигание производится в точке $y_c = 0,8$, близкой к верхней границе, эта стадия менее продолжительна. Затем горячий газ растекается вдоль верхней границы. При воспламенении наблюдается третья стадия — распространение вниз образовавшегося у верхней границы фронта пламени.

При верхнем зажигании даже в отсутствии химической реакции ($Da = 0$) всплывающий «термик» достигает верхней границы. Двухвихревое конвективное движение развивается только в верхней части сосуда, где существуют неоднородности плотности, в остальной части сосуда газ неподвижен. Внутренняя структура всплывающего очага определяет особенности распределений температуры и концентрации при растекании. Наиболее горячие и обедненные реагентом области, находящиеся в ядрах вихрей, при растекании перемещаются к боковым стенкам сосуда. Из-за перемешивания с холодным окружающим газом, вовлеченным в вихревое движение, и теплоотвода в боковые стенки эти области охлаждаются и обогащаются реагирующим веществом. В результате максимум

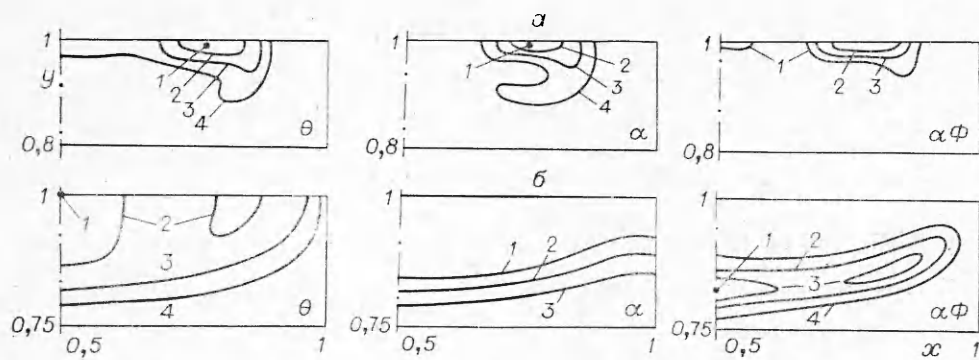


Рис. 5. Развитие очага горения при воспламенении околопредельной смеси (зажигание сверху, $Da = 6$, $q = 5,86$).

а) $\tau = 2,46$, θ : 1—3,0, 2—2,5, 3—2,0, 4—1,5; α : 1—0,39, 2—0,56, 3—0,73, 4—0,9; $\alpha\Phi$: 1—0,09, 2—0,28, 3—0,19. б) $\tau = 4,47$, θ : 1—6,1, 2—4,8, 3—3,5, 4—2,3; α : 1—0,25, 2—0,49, 3—0,74; $\alpha\Phi$: 1—0,84, 2—0,42, 3—0,74; $\alpha\Phi$: 1—0,84, 2—0,42, 3—0,63, 4—0,21.

температуры и минимум концентрации перемещаются в середину верхней границы. Постепенно очаг охлаждается и прекращает существовать.

Смесь с $Da = 6$ в отличие от случая, рассмотренного в предыдущем разделе, при зажигании сверху воспламеняется. Газодинамика течения во время подъема очага определяет особенности его структуры при растекании. Снова образуются распространяющиеся к боковым стенкам сосуда горячие зоны, в которых протекает химическая реакция (рис. 5, а). В середине верхней границы температура также несколько повышена, и здесь имеется третья, небольшая по размеру зона химического превращения. Постепенно все три зоны увеличиваются, происходит формирование фронта пламени, распространяющегося вниз (рис. 5, б). За фронтом пламени остаются неподвижные продукты горения. С течением времени фронт становится плоским, а зона реакции, имеющая сначала неоднородную структуру из-за особенностей взаимодействия очага со стенкой, — более узкой и однородной. Влияние холодных боковых стенок приводит к появлению краевых эффектов: зона химической реакции имеет загнутые вверх края, в пространстве между ними и боковыми границами движется вниз охлаждающийся газ.

При больших Da из-за значительной скорости тепловыделения радиус очага быстро увеличивается. Конвективное движение развивается, когда химическая реакция протекает с большой скоростью. Поэтому воронка в нижней части очага образуется позже ($\tau \approx 0,4$), чем при меньших Da , размер ее мал, очаг имеет более плавные очертания. Взаимодействие очага с верхней границей сопровождается одновременным распространением волны горения в нижнюю часть сосуда.

Основной результат данной работы состоит в том, что показана принципиальная возможность численного моделирования очага горения в закрытом сосуде в условиях естественной конвекции.

Численное исследование позволяет получить решение на всех стадиях процесса, детальные распределения всех величин, выяснить роль различных факторов в формировании и развитии очага горения, легко варьировать схемы зажигания и типы граничных условий с учетом требований эксперимента, определять пределы воспламенения. Представляет большой интерес дальнейшее исследование с помощью численных методов разнообразных эффектов, которые наблюдаются в опытах. Сюда следует отнести изучение механизма погасания всплывающего очага горения в объеме, выяснение роли концентрационной конвекции и излучения продуктов горения, определение характеристик процесса и пределов воспламенения при различных схемах зажигания и граничных условиях. Дальнейшие исследования позволят получить обобщающие количественные характеристики процесса и провести более подробное сопоставление с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. A. Lovachev, V. S. Babkin et al. Comb. Flame, 1973, 20, 2.
2. А. Н. Баратов.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
3. L. A. Lovachev. Comb. Sci. Techn., 1979, 20, 209.
4. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт ИПМ АН СССР. № 113. М., 1978.
5. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. ИФЖ, 1980, 38, 3, 528.
6. И. М. Желева, Г. М. Махвиладзе, Х. И. Христов. Теор. и приложна механика, 1979, 3, 76.
7. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Развитие очага горения в реагирующем газе в условиях естественной конвекции. Препринт ИПМ АН СССР, № 189, М., 1981.
8. Ю. П. Глаголева, В. А. Жмайло и др.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 5, № 1. Новосибирск, 1974.
9. В. А. Андрущенко, Л. А. Чудов.— В сб.: Математические модели течений жидкости. Новосибирск, 1978.
10. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
11. А. Д. Марголин, В. П. Карпов, Е. С. Северин. ФГВ, 1973, 9, 6, 862.
12. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 890.
13. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1976, 12, 2, 222.
14. S. Crescitelli, V. Russo et al. Comb. Sci. Techn., 1977, 15, 201.
15. В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев и др.— В сб.: Горение газов и натуральных топлив. Черногловка, 1980.

СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ГОРЕНИЯ С ДИАГРАММОЙ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМАХ Ti—Co, Ti—Ni

В. И. Итин, А. Д. Братчиков, А. Г. Мержанов, В. Н. Доронин
(Томск)

При самораспространяющемся высокотемпературном синтезе (СВС) соединений на температурном профиле в зоне реакции наблюдаются изотермические участки [1]. Их появление приводит к образованию площадки на кривой зависимости максимальной температуры горения (t_{\max}) от начальной температуры процесса t_n [2—4]. Для составов со стехиометрией интерметаллических соединений (Ni, Al, TiCo, TiNi и др.) температура горения, соответствующая площадке, расположена на кривой ликвидус и равна точке плавления интерметаллида [2—4]. Конечный продукт в этом случае имеет структуру слитка и может быть в дальнейшем переработан в полуфабрикат [5].

Таким образом, для получения методами горения точек на диаграмме состояния необходимо снять зависимость максимальной температуры горения от начальной температуры для различных составов на диаграмме состояния, определить температуру, которая соответствует площадке, и изучить внешний вид и структуру слитка. Это позволит построить кривую ликвидус и таким образом описать высокотемпературную часть диаграммы состояния.

Методы измерения температур горения, использующие тонкие (5—10 мкм) или в ряде случаев обычные (50—100 мкм) термопары [6], показания которых измеряют светолучевым осциллографом с термопарным усилителем или цифровым вольтметром, обеспечивают достаточную точность и достоверность полученных результатов.

В настоящей работе метод горения использован для построения кривой ликвидус в системах Ti—Co и Ti—Ni, диаграммы состояния которых представлены на рис. 1, 2. Эти системы многофазные, причем для ряда фаз наблюдается конгруэнтное плавление. Исследовались изменения максимальной температуры, скорости горения и фазового состава конечных продуктов от соотношения компонентов в исходной смеси при различных начальных температурах. Поскольку диаграммы состояния указанных систем изучены, для иллюстрации метода в ряде случаев считалось до-