

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГОРЮЧЕГО ГАЗА СФЕРИЧЕСКИМ ОЧАГОМ ПОДОГРЕВА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе
(Москва)

В последние годы интенсивно исследуется очаговое воспламенение гомогенных газовых горючих смесей в ограниченных сосудах в условиях естественной конвекции. Актуальность этой проблемы связана с разработкой научных основ пожаро- и взрывобезопасности. В основе теоретического исследования процессов очагового воспламенения и расчета концентрационных пределов воспламенения (КПВ) в условиях естественной конвекции — математическое моделирование нестационарных двумерных движений реагирующего газа на ЭВМ. Возможность такого подхода показана в [1—3]. Зависимость особенностей очагового воспламенения и КПВ от местоположения источника зажигания изучалась в [1—4], от величины внешней силы — в [1, 5], от тепловых условий на верхней границе сосуда — в [6, 7]. В [1—6] использовались плоские постановки задач.

Ниже анализируются осесимметричные течения, возникающие при воспламенении горючей смеси, заполняющей замкнутый цилиндрический сосуд, сферическими очагами различного размера. Рассчитываются КПВ, исследуется их изменение под влиянием различных факторов.

1. Течение вязкого теплопроводного сжимаемого реагирующего газа описывается следующими уравнениями Навье — Стокса, начальными и граничными условиями:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\gamma \rho M^2} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re } \rho} \left[\frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial r \partial z} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{4}{3} \frac{\gamma}{r} \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\gamma \rho M^2} \frac{\partial p}{\partial z} - 1 + \frac{1}{\text{Re } \rho} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial r \partial z} + \frac{v}{r} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + u \frac{\partial p}{\partial r} + v \frac{\partial p}{\partial z} = - \gamma p \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{vu}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\gamma}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{v}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) + \rho q \text{Da } \alpha \Phi(\Theta), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \Theta}{\partial r} + v \frac{\partial \Theta}{\partial z} = - (\gamma - 1) \Theta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{vu}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\gamma}{\text{Re Pr } \rho} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{v}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) + q \text{Da } \alpha \Phi(\Theta), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + u \frac{\partial \alpha}{\partial r} + v \frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re Sc}} \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2} + \frac{v}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) - \text{Da } \alpha \Phi(\Theta), \quad (5)$$

$$p = \rho \Theta, \quad (6)$$

$$\Phi(\Theta) = \exp \tilde{E} (\Theta_s^{-1} - \Theta^{-1}), \quad (7)$$

$$\tau = 0: u = v = 0, \quad \Theta = 1, \quad \alpha = 1 \text{ при } (r, z) \notin F, \\ \Theta = \Theta_s, \quad \alpha = 0 \text{ при } (r, z) \in F, \quad (8)$$

$$p = \exp(-\gamma M^2 z); \quad F = \{r^2 + (z - z_0)^2 \leq r_0^2\};$$

$$\begin{aligned}
r = R_1, \quad z = 0; \quad 1: \quad u = v = 0, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial n} = 0, \\
z = 0: \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0, \\
r = R_1: \quad \Theta = 1, \\
z = 1: \quad \frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0 \text{ или } \Theta = 1.
\end{aligned}
\tag{9}$$

Здесь τ , z и r , v и u — безразмерные время, вертикальная и радиальная координаты и соответствующие им компоненты скорости газа; p , Θ , ρ , α — давление, температура, плотность и концентрация реагента; v — показатель симметрии ($v = 0$ отвечает плоской постановке, $v = 1$ — осесимметричной).

Масштабами длины, времени, скорости, температуры, концентрации реагента и давления служат величины: L — высота сосуда, $\sqrt{L/g_0}$ (g_0 — нормальное ускорение силы тяжести), $\sqrt{Lg_0}$, начальная температура холодного газа T_0 , начальная концентрация реагента вне очага α_0 и начальное давление у нижнего основания сосуда p_0 . Масштаб плотности введен с помощью уравнения состояния (6). В (1) — (7) входят безразмерные комплексы: $M^2 = Lg_0\mu/\gamma RT_0$ — число Маха (μ — молекулярная масса смеси, R — газовая постоянная, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты), $Re = LV\sqrt{Lg_0}\rho_0/\eta$, $Pr = c_p\eta/\lambda$, $Sc = \eta/\rho D$ — числа Рейнольдса, Прандтля и Шмидта (η , λ , D — коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии; величины η , λ , ρD считаются постоянными).

В газе протекает одностадийная необратимая химическая реакция первого порядка по недостающему реагенту с аррениусовской зависимостью скорости реакции Φ от температуры, включающей предэкспоненциальный множитель k_0 и энергию активации E . Считается, что теплофизические свойства продуктов сгорания мало отличаются от свойств исходной смеси. Химическая реакция описывается безразмерными параметрами $q = Q\alpha_0/c_v T_0$ (Q — тепловой эффект реакции), $\bar{E} = E/RT_0$, $Da = \sqrt{L/g_0}k_0 \exp(-E/RT_s)$ (число Дамкеллера, характеризующее отношение газодинамического времени $\sqrt{L/g_0}$ к времени химической реакции при начальной температуре очага T_s ; $\Theta_s = T_s/T_0$). Остальные обозначения: F — круг радиуса r_0 с центром в точке $(0, z_0)$, моделирующий горячий очаг, n — нормаль к границе сосуда, R_1 — безразмерный радиус сосуда ($R_1 = 0,5$). На верхней границе задавалось два варианта граничных условий (адиабатически изолированная или холодная граница).

Задача (1) — (9) интегрировалась численно с помощью трехслойной неявной схемы по координатному расщеплению [8, 9], реализованной на неравномерной прямоугольной сетке, периодически адаптирующейся к решению. Для этого уравнения (1) — (9) записывались в преобразованной системе координат $\xi = \xi(r)$, $\zeta = \zeta(z, \tau)$, а функции ξ и ζ подбирались так, чтобы получить более частое расположение узлов сетки в очаге и у границ сосуда. Использовалась сетка 41×41 с минимальным пространственным шагом 0,006—0,01. Условия второго рода на границе задавались с помощью двухточечных формул, давление на границе рассчитывалось из уравнений движения. Число Куранта менялось в диапазоне 1—4, расчет одного варианта требовал 4—8 ч (более подробное изложение методики см. в [4, 7]).

Использовались следующие значения параметров: $\gamma = 1,4$, $M^2 = 0,05$, $Re = 3600$, $Pr = Sc = 1$, $\bar{E} = 32$, $\Theta_s = 6,33$, $Da = 0 \div 500$, $q = 3 \div 7$, $r_0 = 0,04 \div 0,125$, $z_0 = 0,2 \div 0,9$. Эти величины соответствуют, например, воспламенению аммиачно-воздушной смеси в сосуде высотой $L = 1$ м при $T_0 = 550$ К и $p = 0,05$ атм [7].

Наибольший интерес представляет исследование достаточно больших начальных очагов воспламенения с $r_0 > r_k$, эволюция которых в существенной мере определяется конвективным (а не молекулярным) переносом. Соответствующий критический радиус начального очага r_k можно

оценить, сопоставив время охлаждения очага посредством кондуктивного и конвективного механизмов теплопередачи: $r_k^2/\kappa \sim r_k/V_k$. Здесь $\kappa = \lambda/\rho_0 c_p$ — коэффициент температуропроводности смеси;

$$V_k = \sqrt{2r_0(\Theta_s - 1)/\Theta_s} \quad (10)$$

— характерная скорость конвекции. Для использованных параметров равенство характерных времен достигается при $r_k = 0,003$. Расчеты проводились при $r_0 \gg r_k$.

Ниже исследуются околопредельные смеси газов, для которых времена развития химической реакции и развития конвекции близки. В таких смесях реализуется трехстадийная схема воспламенения: подъем очага — растекание горячих газов вдоль верхней границы сосуда — распространение фронта вниз [10, 11]. Таким образом, параметры рассматриваемых систем отвечают сильному взаимодействию очага горения с конвективным полем течения газа. При варьировании размера начального очага меняется интенсивность конвекции и, следовательно, характеристики этого взаимодействия.

2. Рассмотрим особенности подъема очага (зажигание происходит в нижней части сосуда). Под действием архимедовой силы горячий газ поднимается вверх, причем на экваторе очага зарождается всплывающий кольцевой вихрь, который вовлекает в движение окружающий газ (рис. 1). Скорость подъемного течения на оси сосуда увеличивается до $V_{\max} \approx 0,8$ (что согласуется с оценкой (10), которая дает $V_k \approx 0,5$). В нижней части очага при $\tau \approx 0,5$ образуется воронкообразное углубление (рис. 1, а), которое постепенно увеличивается в размерах. Вихревое кольцо расширяется и поднимается вверх. Эти закономерности, которые наблюдались в экспериментах [10, 11] и расчетах [1—7] (см. также [12, 13], где рассматривался горячий очаг в нереагирующей атмосфере), не связаны с протеканием химической реакции и являются в этом смысле общими.

Дальнейшая эволюция очага зависит от параметров химической реакции и размера очага. Если скорость реакции мала (мало число Da), то температура в очаге падает, осевой поток газа «разрывает» очаг, который тем самым трансформируется в охлаждающийся тор.

При достаточно больших значениях Da на стадии подъема реализуется высокотемпературный квазистационарный режим [2—4]. В зависимости от начального размера очага воздействие конвективных потоков приводит к тому, что интенсивная химическая реакция может локализо-

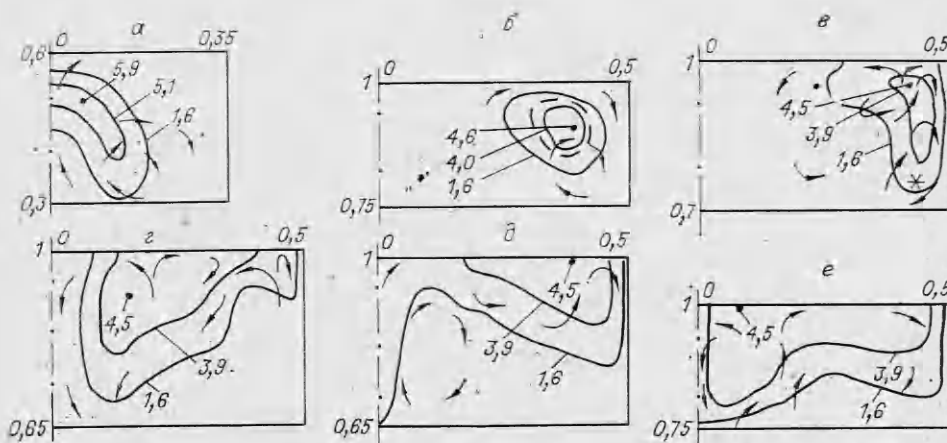


Рис. 1. Эволюция очага горения с тороидальной зоной химического превращения (режим I). Изотермы и направление движения газа при $Da = 200$, $q = 4,4$, $z_0 = 0,5$, $r_0 = 0,122$ в моменты времени $\tau = 0,8$ (а), $1,9$ (б), $2,9$ (в), $3,9$ (г), $5,4$ (д) и $7,3$ (е). Штриховой линией отмечены узкие зоны, скорость тепловыделения в которых близка к максимальной. Изолинии концентрации имеют тот же вид, что и изотермы.

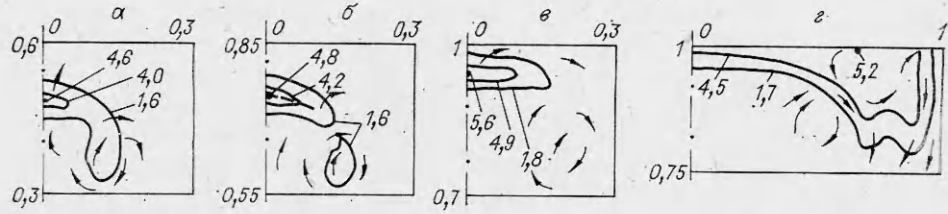


Рис. 2. Режим II; $Da = 250$, $q = 5,33$, $z_0 = 0,2$, $r_0 = 0,05$ (обозначения аналогичны рис. 1); $\tau = 1,7$ (а), 2,1 (б), 3,0 (е), 4,8 (z).

ваться в двух областях: внутри вихревого кольца (рис. 1, б) и(или) в центральной области, расположенной в верхней части очага (рис. 2, б, в). Соответственно по положению зон химического превращения можно выделить три различных режима подъема очага в околопредельных смесях: с реакцией в тороидальной области, охватывающей ось кольцевого вихря — режим I (см. рис. 1; поднимающийся очаг имеет форму тора), с реакцией в центральной зоне — режим II (см. рис. 2; нагретая область имеет форму плоского диска) и с реакцией в обеих зонах — режим III (рис. 3; очаг имеет грибовидную форму). Существование двух пространственно разделенных зон реакции наблюдалось в экспериментах (см. рис. 4 работы [14], $t = 0,5 \div 0,8$).

Границы указанных режимов показаны на рис. 4 в плоскости параметров Da , r_0 . Выше кривой 1 реакция сосредоточивается в центральной зоне, выше кривой 2 — внутри вихревого кольца. Пересечению этих областей отвечает режим III с двумя зонами химической реакции. Ниже кривых 1 ($r_0 < r_*$) и 2 ($r_0 > r_*$) максимальная температура в очаге на стадии подъема резко падает (допредельные смеси).

При малых размерах очага ($r_0 < r_*$) в околопредельных воспламеняющихся смесях реакция протекает в центральной зоне всплывающего очага. С увеличением размеров начального очага ($r_0 > r_*$) скорость осевого конвективного течения возрастает ($V_{\text{к}} \sim \sqrt{r_0}$) и газ в центральной зоне из-за конвективного перемешивания охлаждается сильнее. Реакция в центральной зоне затухает и может протекать только в ядрах вихрей — реализуется режим I. С увеличением числа Da скорость реакции возра-

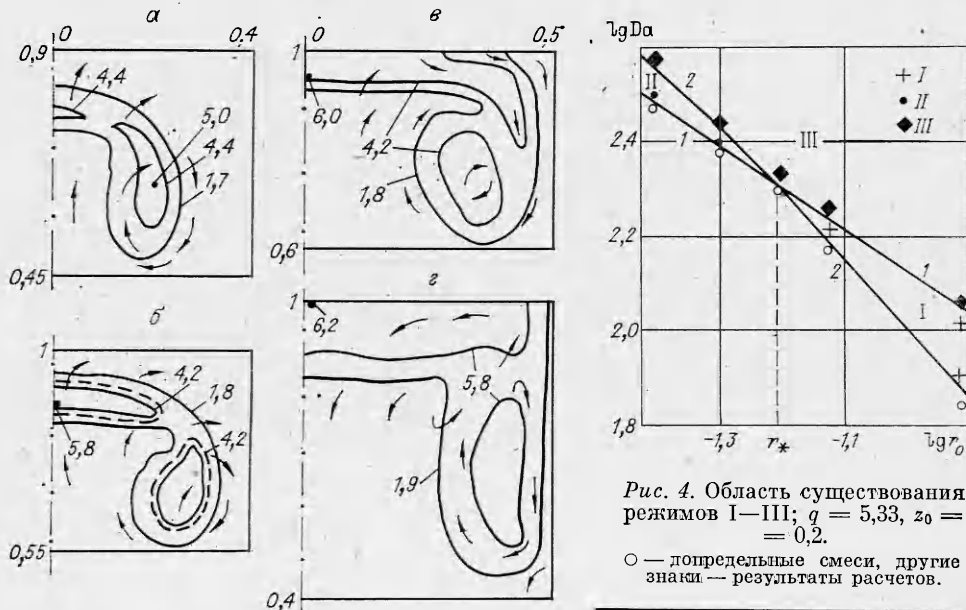


Рис. 3. Режим III; $Da = 115$, $q = 5,33$, $z_0 = 0,2$, $r_0 = 0,122$ (обозначения аналогичны рис. 1); $\tau = 1,6$ (а), 2,1 (б), 3,2 (в), 4,0 (z).

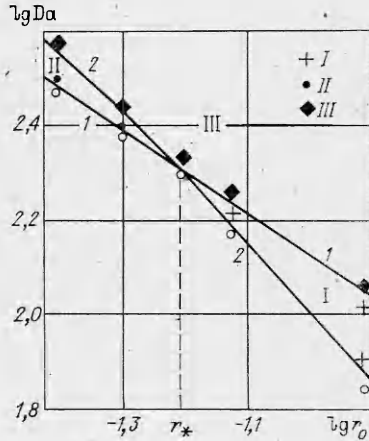


Рис. 4. Область существования режимов I—III; $q = 5,33$, $z_0 = 0,2$.
○ — допредельные смеси, другие знаки — результаты расчетов.

стает и она протекает в обеих зонах во всем исследованном диапазоне r_0 . Критические кривые 1 и 2 рис. 4 хорошо описываются зависимостями $Da r_0^{3/2} = \text{const}$ и $Da r_0 = \text{const}$ соответственно. Отметим, что эти линии — границы существования режимов на стадии подъема и не совпадают с кривыми КПВ, лежащими значительно выше (см. ниже).

Существование критических линий 1 и 2 можно объяснить на основе представлений о растяжении пламени [15]. При обтекании потоком смеси поднимающегося очага возникает градиент радиальной скорости газа. Согласно [16, 17], в критических условиях достигается равенство характерных времен химической реакции и изменения поверхности пламени за счет растяжения. Время химической реакции имеет порядок отношения толщины зоны горения δ к скорости ее распространения $\delta/u_b = \kappa/u_b^2$. С другой стороны, характерное время растяжения по порядку величины равно r_0/V_K . Таким образом, критическим условиям отвечает равенство

$$u_b \approx \sqrt{\kappa V_K / r_0}, \quad (11)$$

что в безразмерных переменных дает $u_b \approx (\text{Re Pr})^{-1/2} (V_K/r_0)^{1/2} \approx 0,03 \div 0,05$ (в зависимости от r_0). Значение u_b можно рассчитать независимо, воспользовавшись формулой Зельдовича — Франк-Каменецкого [15]:

$$u_b = \Theta_b u_n = \Theta_b \{ 2 Da / (\text{Re Pr} \tilde{E}^2) \exp [\tilde{E} (\Theta_s^{-1} - \Theta_b^{-1})] \Theta_b^3 / (\Theta_b - 1)^2 \}^{1/2} \quad (12)$$

($\Theta_b \approx 4,5$ — температура горения). Согласно (12), $u_b \approx 0,04 \div 0,06$, что находится в хорошем согласии с оценкой (11).

3. Взаимодействие с верхней границей сосуда определяется структурой очага, сформировавшейся при его подъеме.

В режиме I (см. рис. 1) тороидальная область горячих газов достигает верхней стенки вблизи поверхности сосуда. В центре сосуда возникает застойная область (см. рис. 1, б). Газ, движущийся вверх, в горячей тороидальной зоне при взаимодействии с верхней теплоизолированной границей (в точке $z \approx 0,4$) растекается вдоль нее в обе стороны (см. рис. 1, в). При этом между горячей областью и осью сосуда формируется новый вихрь с противоположным вращением; первоначальный вихрь смещается к боковой границе (на рис. 1, в его центр отмечен звездочкой). Новый вихрь изменяет форму области горячих газов; течение, направленное к оси, вызывает перемещение высокотемпературной области к центру сосуда, площадь ее соприкосновения с верхней границей увеличивается. Вертикальные размеры зоны благодаря опускному течению на оси также растут (см. рис. 1, г). Этот процесс сопровождается формированием многовихревой короткоживущей структуры течения (см. рис. 1, г). Наблюдающееся движение газа обусловлено его всплыванием в горячей области, расширением вследствие выделения тепла химического превращения на нижней границе и взаимодействием восходящих потоков с верхней стенкой сосуда.

После того как горячая область достигает оси сосуда, в ней под действием архимедовой силы формируется подъемное течение, которое вызывает обратное смещение ее к стенкам (см. рис. 1, д). Подъемное течение на оси постепенно ослабевает, поскольку исчезают вызывающие его причины. Растекание восходящего потока газа, формирующегося в центре горячей зоны, снова вызывает образование вихря с опускным течением на оси сосуда (см. рис. 1, е). Под действием этого вихря левая граница снова перемещается к оси, а тороидальная горячая область смыкается в центре сосуда (см. рис. 1, е). Образуется единый фронт горения, распространяющийся сверху вниз.

Таким образом, при растекании в режиме I в верхней части области происходит периодическая смена направления течения газа, обусловленная взаимодействием газодинамического и температурного полей. Это приводит к колебательному, немонотонному характеру растекания — область горячих газов колеблется вдоль верхней границы. В целом растекание происходит от периферии к оси сосуда. Вихри с вращением про-

тив часовой стрелки, вызывающие опускное течение на оси сосуда, способствуют выгоранию газа у верхней границы, вихри с обратным вращением задерживают выгорание, оттесняя горячую область к стенкам сосуда. При малых значениях Da реакция на этой стадии прекращается.

В режимах II и III существует центральная зона реакции. При приближении к верхней стенке очаг становится более плоским и начинает распространяться к периферии со скоростью V_f , которая превышает нормальную скорость распространения пламени относительно продуктов сгорания u_b . Для данных рис. 2 $V_f = 0,25$, расчет по формуле (12) дает $u_b = 0,1$. Большая по сравнению с u_b скорость распространения горячей зоны обусловлена конвективным переносом. Аналогичный эффект наблюдался в экспериментах (см. обзор [18]).

По мере приближения первоначального вихря к периферии у оси сосуда образуется застойная область, заполненная горячими продуктами. Всплывающий внутри горячей области газ растекается вдоль верхней границы в обе стороны, что вызывает формирование нового вихря с противоположным вращением, под действием которого фронт реакции вблизи оси перемещается вниз (см. рис. 3).

Таким образом, в режимах II и III растекание происходит по направлению от оси к периферии сосуда, колебательные явления отсутствуют, растекание завершается быстрее, чем в режиме I. Полученная картина растекания от оси к границам сосуда отмечалась в экспериментах [11].

4. Проследим влияние радиуса очага и его формы, температурных условий на верхней стенке и местоположения очага на КПВ. Величину КПВ определяли расчетом с различными значениями параметра q , который зависит от начальной концентрации реагента. Смесь считалась воспламеняющейся, если весь реагент сгорал во фронте пламени (в расчетах прослеживалось устойчивое продвижение сформированного фронта [1, 4]). Точность определения положения предельных кривых составляла $\Delta q/q_* = 2 \div 4\%$ (q_* — предельное значение). Концентрационные пределы для случая плоской симметрии рассчитывались в [1—6].

На рис. 5 на плоскости Da, q изображены предельные кривые для $r_0 = 0,122$ (3—6) и 0,05 (1, 2). Область воспламенения расположена над кривыми. Ранее [1, 2, 4—6] было показано, что в случае теплоизолированной верхней границы основным процессом, вызывающим затухание реакции, служит конвективный теплообмен очага с окружающей смесью. Поскольку интенсивность конвективного движения увеличивается при смещении начального очага в нижнюю часть сосуда, то воспламенение смеси при нижнем зажигании затрудняется (ср. кривые 1 и 2, 5 и 6 на рис. 5). Если граница поддерживается при низкой (начальной) температуре, то реакция прекращается из-за конвективного теплообмена с холодной стенкой, поэтому относительное положение пределов меняется: область воспламенения при зажигании в верхней части сосуда сужается по сравнению с нижним зажиганием (ср. кривые 3 и 4).

При увеличении радиуса очага область воспламенения расширяется (ср. кривые 6 и 2, а также 5 и 1 на рис. 5), что ранее наблюдалось в

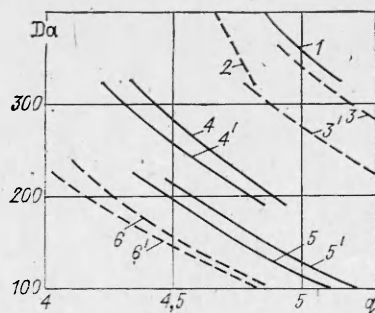


Рис. 5. Концентрационные пределы воспламенения.

1—6 — осесимметричная задача; 3'—6' — плоская. Теплоизолированная граница: 2, 6, 6' — верхнее зажигание, 1, 5, 5' — нижнее зажигание; холодная граница: 4, 4' — нижнее зажигание, 3, 3' — верхнее зажигание.

экспериментах [11]. При малых r_0 различие между пределами при зажигании сверху и внизу сосуда возрастает ($\Delta q = 0,3$ при $r_0 = 0,05$ (кривые 1 и 2) и $\Delta q = 0,15$ при $r_0 = 0,122$ (кривые 5 и 6)). Это согласуется с описанным выше конвективным механизмом охлаждения: очаг большого радиуса меньше подвержен влиянию конвективного перемешивания во время подъема к верхней границе.

На рис. 5 приведены также предельные кривые для плоской задачи ($\nu = 0$). В этом случае отмечаются те же закономерности воспламенения, что и при $\nu = 1$. Развиваются сходные газодинамические структуры (пара вихрей с подъемом газа в плоскости симметрии), выделяются те же три режима эволюции очага. При сравнении пределов для $\nu = 1$ и $\nu = 0$ рассматривались смеси с одинаковыми значениями Re , Da , q , E . Помимо этих параметров эволюция очага определяется его начальными характеристиками. В качестве единой характеристики выбиралась величина введенной в очаг тепловой энергии, отнесенная к начальной тепловой энергии холодного газа в сосуде:

$$E_i = \frac{\int_{\Omega} [T(0, r, z) - T_0] d\Omega}{\int_{\Omega} T_0 d\Omega}. \quad (13)$$

Здесь Ω — объем сосуда; $d\Omega$ — элемент объема ($d\Omega = r dr dz$ в цилиндрическом случае, $d\Omega = dx dy$ в плоском); T_0 — начальная температура холодного газа (в безразмерных переменных $\Theta_0 = 1$); $T(0, r, z)$ — начальное распределение температуры. Энергия очага уравнивалась численно в соответствии с (13). Так, сферический очаг с $r_0^1 = 0,122$ и цилиндрический с $r_0^0 = 0,05$ имеют одинаковую начальную энергию $E_i^0 = E_i^1 = 0,045$. С этими значениями параметров получены предельные кривые рис. 5.

Расчеты показывают, что при равенстве параметров Re , Da , q , E , E_i пределы для плоской и осесимметричной задач практически совпадают (отличия не превышают 3%, для кривых 3' и 3 — 7%). Для плоской задачи отличие между отвечающими верхнему и нижнему зажиганию пределами больше, чем для осесимметричной (ср. кривые 6, 5 и 6', 5'). Это также объясняется изменением радиуса очага при переходе от осесимметричной задачи к плоской: для очагов большего радиуса пределы меньше зависят от начального положения очага.

Таким образом, очаг, внесенный в неподвижную горючую смесь, является источником тепловой энергии для иницирования волны химического превращения и вызывает конвективное движение газа, скорость которого зависит от размера очага. Взаимодействие химической реакции газодинамическим полем приводит к ее локализации в различных зонах очага. По местоположению зоны реакции выделены три режима эволюции очага в околопредельных смесях. На стадии растекания очага вдоль верхней границы сосуда в зависимости от структуры очага, сформировавшейся при подъеме, волна выгорания реагента может распространяться вдоль верхней стенки в противоположных направлениях. Показано, что при определенных условиях растекание носит немонотонный характер. Исследовано влияние размера очага на КПВ. Показано, что с уменьшением радиуса область воспламенения сужается, а различие между пределами при зажигании сверху и снизу увеличивается. Показано, что в случае плоской и осевой симметрии в сосуде развиваются аналогичные газодинамические структуры, причем пределы воспламенения примерно совпадают при одной и той же начальной тепловой энергии очага.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. ФГВ, 1982, 18, 5, 39.
2. Г. М. Махвиладзе. Хим. физика, 1983, 2, 272.
3. Г. М. Махвиладзе. Докт. дис. М., ИПМ АН СССР, 1983.
4. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе. ФГВ, 1983, 19, 2, 3.
5. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе. ФГВ, 1983, 19, 4, 4.

6. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе. ФГВ, 1985, 24, 1, 27.
7. Г. Г. Копылов, Г. М. Махвиладзе, О. Н. Мелихов и др. Препринт ИПМ АН СССР, № 237. М., 1984.
8. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Препринт ИПМ АН СССР, № 113. М., 1978.
9. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. ИФЖ, 1980, 38, 3, 528.
10. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
11. В. Н. Кривулин, Л. А. Ловачев, Е. А. Кудрявцев и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 890.
12. Ю. П. Глаголева, В. А. Жмайло, В. Д. Мальшакова и др.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 5, № 1. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1974.
13. В. А. Андрущенко, Х. С. Кестенбойм, Л. А. Чудов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 6, 144.
14. В. С. Бабкин, В. В. Замашников, А. М. Бадалян и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 44.
15. Я. Б. Зельдович, Г. Н. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
16. Э. А. Штессель, А. Н. Баратов, В. Н. Кривулин и др.— В кн.: Семинар Механика и физика плазмы и газовых потоков. Тезисы докладов. М.: ИПМ АН СССР, 1981.
17. Э. А. Штессель, В. Н. Кривулин, Е. М. Кудрявцев и др. Хим. физика, 1986, 5, 1, 129.
18. L. A. Lovachev. Comb. Sci. Techn., 1979, 20, 5, 6, 209.

Поступила в редакцию 24/II 1986

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ НА УСИЛЕНИЕ В ИНВЕРСНЫХ N₂O-ПОТОКАХ

*Ю. И. Гринь, Ю. Б. Конев, С. И. Крючков, Н. Н. Кудрявцев,
И. Н. Ораевский, В. Г. Тестов, А. Н. Хмелевский*

(Москва)

Исследования N₂O-ГДЛ с тепловой накачкой показали, что по сравнению с CO₂-смесями та же инверсная населенность реализуется при более низких температурах [1, 2]. Однако повышение температуры смеси, обеспечивающее увеличение запасаемой колебательной энергии, ограничено химическими превращениями, которые уменьшают концентрацию рабочих молекул при более низких температурах, чем в CO₂-ГДЛ. Поэтому повышение характеристик N₂O-лазера требует исследования особенностей кинетики химических реакций, определяемой составом смеси и температурой нагрева.

В зависимости от вида молекулы (N₂, CO), используемой в качестве резервуара колебательной энергии, и неконтролируемых примесей (H₂, H₂O) химические превращения N₂O протекают по существенно различным направлениям. При этом и начальные температуры иницирования реакций также значительно отличаются. В настоящей работе изучались изменения химического состава в смесях N₂O + N₂ + He, N₂O + CO + He и усилительных свойств, а также взаимное влияние молекул N₂O и CO₂ на инверсную населенность этих молекул. В расчетах и экспериментах анализировались составы, приведенные в таблице.

Смесь	N ₂ O	N ₂	CO ₂	CO	He	H ₂
1	0,1	0,2	—	—	0,7	—
2	0,095	0,19	—	0,048	0,667	—
2'	0,095	0,19	—	0,048	0,667	6,5·10 ⁻⁵
3	0,1	—	—	0,2	0,7	—
3'	0,1	—	—	0,2	0,7	2,6·10 ⁻⁴
4	—	0,1	0,1	0,1	0,7	—
5	0,075	0,225	—	—	0,7	—
6	0,15	0,15	—	—	0,7	—
7	0,075	0,15	0,075	—	0,7	—
8	—	0,2	0,1	—	0,7	—