

ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПОЛОМ ПОРИСТОМ ЦИЛИНДРЕ

Ю. А. Чумаков, А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск
yura014@rambler.ru, anna@ispms.tsc.ru

Предложена и численно проанализирована нестационарная модель сжигания газа в цилиндрическом пористом теплогенераторе с учетом потерь тепла как внутри тела, так и с внешней поверхности. Показано, что режим течения зависит от соотношения внутреннего и внешнего радиусов рабочей области. Найдены критические условия, разделяющие стационарный режим работы и тепловой взрыв.

Ключевые слова: пористая горелка, критические условия, тепловой взрыв, численное решение.

ВВЕДЕНИЕ

Чтобы избежать аварийных ситуаций, при разработке и оптимизации радиационных горелок [1] необходимо определить область допустимых технологических параметров. Одна из проблем, с которой сталкиваются при разработке горелок, связана с определением условий возникновения теплового взрыва, крайне нежелательного в условиях эксплуатации.

В классической теории теплового взрыва требуется определить критическое значение параметра Франк-Каменецкого, разделяющего режим медленного протекания реакции или ее прекращения и режим быстрого (взрывного) роста температуры вследствие тепловыделения в реакции [2]. В условиях фильтрации возможны два типа моделей, где режимы превращения зависят от скорости фильтрации. Первые — это модели, где превращение протекает в твердом каркасе с участием газообразного окислителя [3–6]. В частности, в [4] в рамках однотемпературной модели показано, что критическое значение параметра Франк-Каменецкого разделяет стационарный режим и один из трех нестационарных режимов (пульсационный, фронтальный режимы и тепловой взрыв), осуществимость которых зависит от других параметров модели (числа Зельдовича и числа Пекле). Там же дан обстоятельный обзор работ, посвященных анализу теплового взрыва пористых образцов. В [5] выявлено, что при больших значениях параметра Пекле предел теплового взрыва возрастает практически

линейно с ростом этого параметра. В [6] установлено, что учет различия температур каркаса и газа не влияет на критические условия воспламенения, но изменяет временные характеристики процесса: время воспламенения увеличивается при повышении объемной теплоемкости газовой фазы.

Вторая группа — это модели, где реагентом является сам фильтрующийся газ (или жидкость) [7–9]. В работах [7–9] основным параметром фильтрационного течения — скоростью фильтрации и связанным с ней характером теплообмена — авторы вообще пренебрегают. Наличие пористой среды учитывается как дополнительные потери тепла с заданным значением коэффициента внутреннего теплообмена.

В настоящей работе исследуется условие возникновения теплового взрыва при сжигании газа в пористом полом цилиндре, представляющем собой рабочую часть горелки [1].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В условиях эксперимента [1] во внутреннюю область цилиндра (внутренний (R_1) и внешний (R_2) радиусы и пористость m которого заданы) поступает горючий газ, который затем перераспределяется с помощью специальных устройств так, чтобы скорость v_g его поступления в рабочее тело была одинаковой по всей длине цилиндра. Тепло по пористому слою распространяется за счет теплопроводности твердого каркаса и газа, а также вследствие конвективного переноса тепла движущимся газом. Из-за высокой теплопроводности твердого каркаса температура газа на вхо-

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН «Энергосбережение-2008» (ПСО № 8 от 10.01.2008).

де в пористое тело отлична от температуры холодного газа [10], что можно учесть, принимая, что между поступающим газом и внутренней стенкой происходит теплообмен по закону Ньютона. Считаем, что химические превращения в газе соответствуют суммарной реакционной схеме «реагент — продукт реакции», а межфазный теплообмен (между газом в порах и пористым скелетом) идеальный. В технологических условиях процесс сжигания газа протекает в некотором стационарном (квазистационарном) режиме, который можно характеризовать положением фронта реакции, стационарным распределением температуры и других величин (см., например, [11]). Возникает вопрос, будет ли такой стационарный режим устойчивым. Вследствие флуктуаций скорости газа, перепада давления и т. д. возможны различные ситуации: переход к нестационарному режиму горения, установление нового стационарного состояния, тепловой взрыв. Последнее крайне нежелательно, так как может привести к аварийной ситуации. Возможность именно такой ситуации исследуем далее в рамках задачи о тепловом взрыве газа в полном цилиндрическом теле, в котором установился некоторый стационарный режим. Распределения температуры и концентраций для стационарного режима будем считать начальными условиями для задачи о тепловом взрыве. В простейшем одно-

температурном приближении математическая постановка задачи о тепловом взрыве включает:

$$c_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} + c_g \rho_g v_g m \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_{eff} r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + m Q_0 \varphi(\eta, T), \quad (1)$$

уравнение диффузии в газовой фазе с конвективным слагаемым и стоком массы вследствие химической реакции

$$\rho_g \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + v_g \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_g \rho_g r \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) - \varphi(\eta, T), \quad (2)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + v_g \frac{\partial \rho_g}{\partial r} + \frac{\rho_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_g) = 0, \quad (3)$$

уравнение состояния

$$p = \frac{\rho_g R T}{m_r \eta + (1 - \eta) m_p}, \quad (4)$$

уравнение движения для ползущего течения

$$\rho_g \frac{\partial v_g}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\mu s}{k} v_g. \quad (5)$$

Здесь $\varphi(\eta, T) = \rho_g k_0 \eta^n \exp(-E_a/RT)$ — функция химического тепловыделения; T — температура; η — доля реагента; t — время; r — пространственная координата; p — давление газа; λ_{eff} — эффективный коэффициент теплопроводности, $\lambda_{eff} = \lambda_g m + \lambda_s (1 - m)$; m — пористость; λ_g, λ_s — коэффициенты теплопроводности газа и твердого тела; $c_{eff} = c_g \rho_g m + c_s \rho_s (1 - m)$ — эффективная объемная теплоемкость; c_g, c_s — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме и теплоемкость твердого каркаса; ρ_g, ρ_s — плотность газа и твердого каркаса; Q_0 — тепловой эффект суммарной реакции в газовой фазе; k_0 — константа скорости химической реакции, s^{-1} ; n — порядок реакции; E_a — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; D_g — эффективный коэффициент диффузии в газовой фазе ($D_g \rho_g \approx \text{const}$); s — просветность; μ — коэффициент динамической вязкости; k — коэффициент проницаемости пористого материала.

Начальные распределения концентраций и температуры соответствуют стационарному режиму работы и находятся специальным образом (будет описано далее):

$$t = 0: \quad T(r, 0) = T_i(r), \quad \eta = \eta_i(r), \quad (6)$$

$$u = u_i(r), \quad \rho = \rho_i(r) \quad (R_1 < r \leq R_2).$$

Граничные условия на внутренней поверхности пористого тела запишем в виде:

$$r = R_1: \quad - \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} = c_g \rho_g v_g (T - T_0), \quad (7)$$

$$\eta = 1, \quad p = p_0.$$

Поток тепла на выходе из пористого тела зависит от характера теплообмена с теплообменником и с окружающей горелочное устройство газовой фазой:

$$r = R_2: \quad -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_{eff} (T - T_b) + \\ + (1 - m)\varepsilon_0 \sigma (T^4 - T_h^4) = q_{conv} + q_{rad}. \quad (8)$$

Остальные условия:

$$\eta = \eta_b, \quad p = p_e. \quad (9)$$

Здесь p_e — давление на входе; T_0 — начальная температура; α_{eff} — эффективный коэффициент внешнего теплообмена между эффективной поверхностью горелки и газом и продуктами сгорания; η_b — доля реагента, оставшаяся неизрасходованной; ε_0 — степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_b — температура в окружающей горелочное устройство газовой фазе (в общем случае отличная от адиабатической температуры горения); T_h — температура теплообменника; $q_{conv} = \alpha_{eff} (T - T_b)$ — плотность конвективного потока тепла; $q_{rad} = (1 - m)\varepsilon_0 \sigma (T^4 - T_h^4)$ — плотность потока теплового излучения каркаса.

В случае несжимаемого газа уравнение неразрывности принимает вид:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + v_g \frac{\partial \rho_g}{\partial r} = 0,$$

а уравнение состояния не используется.

Требуется определить критические условия, разделяющие тепловой взрыв и режим медленного (стационарного) протекания реакции.

Для удобства параметрического исследования модели перейдем к безразмерным переменным, типичным для задач о тепловом взрыве:

$$\theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2} E_a, \quad \xi = \frac{r}{R_2}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad (10)$$

$$\pi = \frac{p}{p_*}, \quad u = \frac{v_g}{v_{g*}}, \quad \omega = \frac{\rho_g}{\rho_*},$$

где

$$T_* = T_0 + \frac{Q}{c_g \rho_g (1 - \eta_b)}, \quad t_* = \frac{c_g R T_*^2}{E_a Q k_0} \exp \frac{E_a}{RT_*}, \quad (11)$$

$$v_{g*} = \frac{R_2}{t_*}, \quad \pi_* = \frac{\lambda_{eff}}{c_g t_*}, \quad \rho_* = \frac{p_*}{v_{g*}^2}.$$

Тогда задача (1)–(8) примет вид:

$$(\omega m + K_c (1 - m)) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + m \omega u \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \\ = \delta^{-1} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + m \pi^v \omega \eta^n \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \delta^{-1} \text{Le} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) - \\ - \gamma \eta^n \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \frac{\omega}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} (\xi u) = 0, \quad (14)$$

$$\pi = \frac{\omega (\beta \theta + 1)}{\eta + (1 - \eta) \mu_{pr}}, \quad (15)$$

$$\omega \frac{\partial u}{\partial \tau} = - \frac{\partial \pi}{\partial \xi} - K_f u, \quad (16)$$

$$\tau = 0: \quad \theta = \theta_i(\xi), \quad \eta = \eta_i(\xi), \quad (17)$$

$$u = u_i(\xi), \quad \omega = \omega_i(\xi),$$

$$\xi = \xi_1: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = u \omega (\theta + \theta_0), \quad \eta = 1, \quad \pi = \pi_0, \quad (18)$$

$$\xi = 1: \quad - \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \text{Nu} (\theta + \theta_b) + \\ + (1 - m) \text{Sk} [(\beta \theta + 1)^4 - \theta_h^4], \quad (19)$$

$$\eta = \eta_b, \quad \pi = \pi_e,$$

где

$$\xi_1 = \frac{R_1}{R_2}, \quad \delta = \frac{c_g R_2^2 \rho_*}{\lambda_{eff} t_*}, \quad \gamma = \frac{RT_*^2 c_g \rho_g}{E_a Q},$$

$$\beta = \frac{RT_*}{E_a}, \quad K_c = \frac{c_s \rho_s}{c_g \rho_*}, \quad \text{Le} = \frac{D c_{eff}}{\lambda_{eff}},$$

$$K_f = \frac{t_* \mu_s}{\rho_* k}, \quad \mu_{pr} = \frac{m_p}{m_r}, \quad \text{Nu} = \frac{\alpha_{eff} R_2}{\lambda_{eff}},$$

$$\text{Sk} = \frac{\varepsilon_0 \sigma R_2 T_*^2 E_a}{R \lambda_{eff}}, \quad \theta_0 = \frac{T_* - T_0}{RT_*^2} E_a,$$

$$\theta_b = \frac{T_* - T_b}{RT_*^2} E_a, \quad \theta_h = \frac{T_h}{T_*}.$$

Расчеты проводили для пористой керамики, изготовленной из $Al_2O_3 + Fe + Cr$ (в соотношении Al_2O_3 — 55 %, $Fe + Cr$ — 45 %), и горячего газа, представляющего собой смесь метана с воздухом (10 % — CH_4 , 90 % — воздуха) [12–14]: $c_s = 1250$ Дж/(кг·К); $\rho_s = 3750$ кг/м³; $\lambda_s = 8$ Вт/(м·К); $c_g = 2600$ Дж/(кг·К); $\rho_g = 0.717$ кг/м³; $E_a = 129$ кДж/моль; $k_0 = 5.6 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹; $Q_0 = 3.947$ МДж/кг; $Q = Q_0/\rho_g = 5.505$ МДж/м³. Используя эти данные, а также значения $R_1 = 0.15$ м; $R_2 = 0.18$ м; $T_0 = 300$ К; $T_h = 400$ К; $T_b = 1600$ К; $v_g = 0.05 \div 1$ м/с; $\varepsilon_0 = 0.2$; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12}$ Вт/(см²·К⁴), получили область изменения характерных величин и безразмерных параметров: $t_* = 10^{-2} \div 10^{-5}$ с; $T_* = 1000 \div 2000$ К; $v_{g*} = 20 \div 20000$ м/с; $\rho_* = 1$ кг/м³; $\xi_1 \approx 0.8$; $K_f \approx 1 \div 1000$; $K_c \approx 1800$; $\gamma \approx (0.5 \div 3) \cdot 10^{-3}$; $\theta_0 \approx 6 \div 11$; $\theta_h \approx 0.2 \div 0.4$; $\theta_b \approx -1.2 \div 12$; $\beta \approx 0.06 \div 0.12$; $Le = 0.01 \div 0.2$; $\mu_{pr} \approx 0.99$; $Nu \approx 2 \div 100$; $Sk \approx 32 \div 132$; $\delta \approx 10^3 \div 10^6$; $\pi_0 = 0.245 \div 0.254$; $\pi_e = 0.244 \div 0.0244$.

АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве начального условия к задаче о тепловом взрыве используем решение стационарной задачи без химического тепловыделения, следующей из (12)–(19) при условии, что все производные по времени равны нулю и $u\omega\xi_1 = Pe = \text{const}$:

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{B}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad (20)$$

$$\xi = \xi_1: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = Pe(\theta + \theta_0), \quad (21)$$

$$\xi = 1: \quad -\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = Nu(\theta + \theta_b), \quad (22)$$

где $B = mPe\delta$.

Решение задачи (20), (21) имеет вид:

$$\theta(\xi) = [(\xi^B - 1)Nu - B] \times \\ \times \frac{Pe(\theta_0 - \theta_b)}{B(Nu\xi_1^{B-1} + 1) + PeNu(1 - \xi_1^B)} - \theta_b. \quad (23)$$

Зная распределение температуры, найдем начальное распределение плотности:

$$\omega(\xi, 0) = \frac{\pi_0}{\beta\theta_0 + 1}. \quad (24)$$

Далее решаем задачу численно. Дифференциальные уравнения, входящие в систему (12)–(19), аппроксимируем разностными уравнениями; полученную систему линейных алгебраических уравнений решаем методами прогонки. В расчетах определяли распределения температуры и концентрации в теле в различные моменты времени, а также распределения плотности, скорости и давления.

При заданном давлении на входе π_e и заданном расходе Pe последовательность расчета следующая: рассчитываем плотность газа из (24), затем находим скорость газа в точке $u(0, x) = Pe/(w(0, \tau)\xi_1)$ и начальный профиль температуры (23), далее алгоритм решения аналогичен предыдущему.

В пределе $\xi_1 \rightarrow 0$, $\omega = \text{const}$, $Sk = 0$, $m\omega\eta^n = 1$ и $u = 0$ приходим к классической задаче о тепловом взрыве [2] для газа в цилиндре, решение которой без учета выгорания реагента можно представить в виде

$$\delta_{*0} = \frac{\delta_0}{1 + e/Nu},$$

где $e = 2.718281828$, $\delta_0 = 2$ — решение этой задачи для $Nu \rightarrow \infty$.

В классической модели при $\delta \geq \delta_{*0}$ происходит взрыв, температура в теле резко возрастает. При $\delta < \delta_{*0}$ реакция прекращается, едва начавшись, из-за больших теплопотерь. Выгорание не вносит существенных изменений в результат. В этой области параметров модели наши результаты согласуются с известными представлениями.

Далее в расчетах зафиксированы следующие параметры: $\theta_0 = 10$; $\theta_b = 0.1$; $\theta_h = 0.4$; $Nu = 100$; $\beta = 0.01$; $\gamma = 0.001$; $K_f = 8$; $K_c = 100$; $\mu_{pr} = 0.99$; $Le = 0.01$; $\eta_b = 0$; $Sk = 40$; $\pi_e = 2.44$. Остальные параметры (δ , π_0 , ξ_1 , Nu , Pe) варьировались.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предложенная модель отличается от классической тем, что здесь имеются потери тепла как внутри тела (вследствие непрерывной подачи холодного газа), так и с внешней поверхности горелки (излучением). Конвективное слагаемое в (19) обеспечивает теплообмен с продуктами сгорания, покидающими рабочее тело. Особенность описанной задачи заключается в том, что при $\delta < \delta_{*0}$ наблюдаются либо

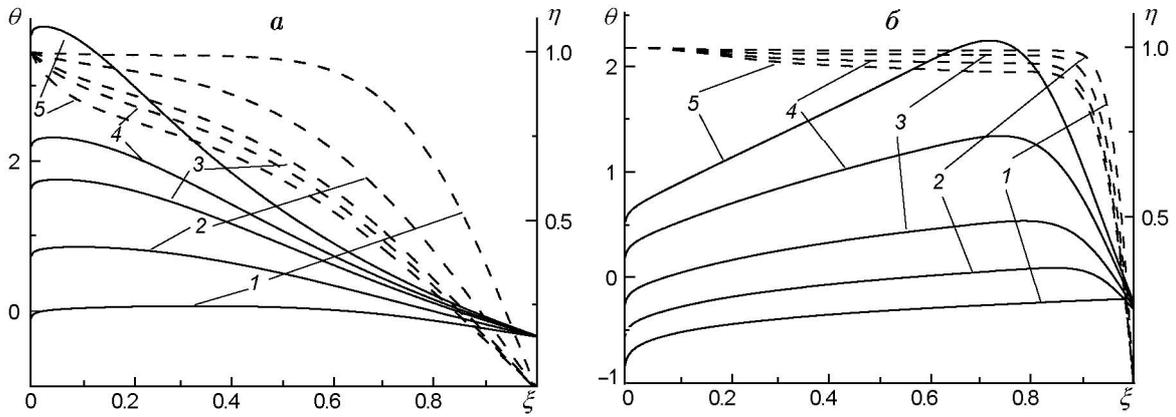


Рис. 1. Распределение температуры (сплошные кривые) и концентрации (штриховые) по радиусу пористого тела при различных значениях δ и τ :

$\xi_1 = 0.001$, $Nu = 100$, $\pi_0 = 2.45$; a — $\delta = 5$, $\tau = 15$ (1), 30 (2), 45 (3), 50 (4), 55 (5); b — $\delta = 100$, $\tau = 0.02$ (1), 15 (2), 25 (3), 35 (4), 40 (5)

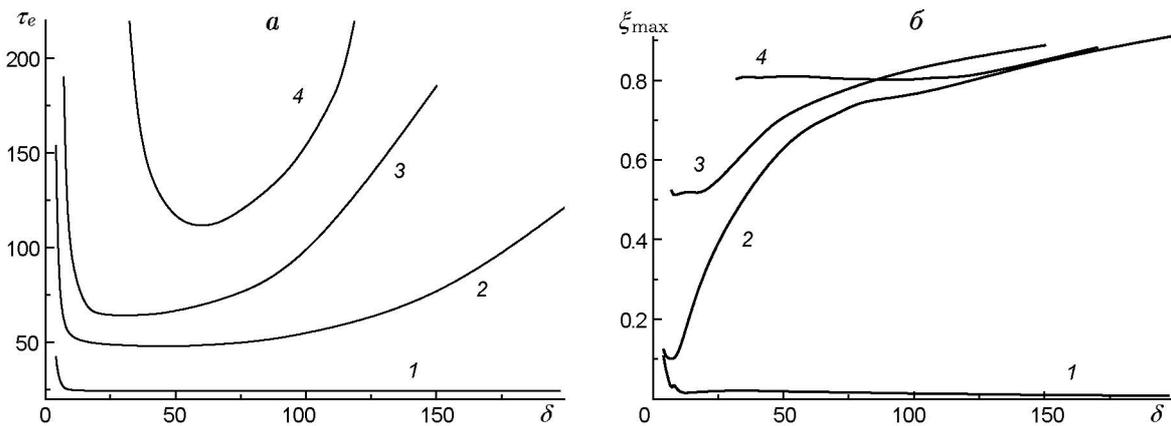


Рис. 2. Зависимость времени воспламенения (а) и координаты максимальной температуры (б) от параметра Франк-Каменецкого при различных значениях ξ_1 :

$Nu = 100$, $\pi_0 = 2.45$; $\xi_1 = 0$ (1), 0.1 (2), 0.5 (3), 0.8 (4)

переход к стационарному режиму, либо прекращение реакции. Если $\delta \geq \delta_{*0}$, стационарный режим невозможен. Резкое повышение температуры, типичное для области теплового взрыва, не позволяет считать такой вариант развития событий рабочим.

Расчеты показали, что в нашей модели с $\xi_1 \neq 0$ потенциально взрыв возможен при любых значениях параметров: при параметре Франк-Каменецкого $\delta \geq \delta_{*0}$ температура в теле возрастает (рис. 1), а меньшие значения δ не имеют отношения к рассматриваемой ситуации [7]. За время воспламенения в расчетах принято время, по истечении которого максимальная температура в теле превышала неко-

торое критическое значение θ_* . Варьирование θ_* в пределах $20 \div 200$ не приводило к изменению оценки времени воспламенения τ_e .

Вследствие сильной зависимости времени воспламенения (взрыва) от параметров модели при $\xi_1 \neq 0$ требуются уточнения понятия критических условий воспламенения. В расчетах обнаружено, что на зависимости $\tau_e(\delta)$ при $\xi_1 \neq 0$ имеется минимум, глубина и положение δ_{\min} зависят от других параметров. Это иллюстрирует рис. 2, а. Так как при удалении δ от δ_{\min} время τ_e резко возрастает, то логично предположить, что в рассматриваемой ситуации условия воспламенения при $\xi_1 \neq 0$ и $\delta \gg \delta_{\min}$ или $\delta \ll \delta_{\min}$ не реализуются. Поэто-

му в качестве критического условия выбираем минимальное значение δ_{\min} на зависимости $\tau_e(\delta)$.

Если $\delta < \delta_{\min}$ и $\xi_1 \ll 1$, но $\xi_1 \neq 0$, то максимум температуры перед воспламенением перемещается к внутренней поверхности цилиндра (см. рис. 1,а). Зоной химической реакции при этом является вся область пористого тела. Если $\delta > \delta_{\min}$, максимум температуры располагается ближе к внешней поверхности, а зона химической реакции является узкой (см. рис. 1,б). Это связано с тем, что в первом случае основные потери тепла обеспечиваются излучением, а во втором — связаны с обменом теплом пористого тела и холодного газа на внутренней поверхности.

Зависимость координаты максимальной температуры от параметра Франк-Каменецкого показана на рис. 2,б, откуда видно, что чем уже область, занятая пористым телом, и чем больше δ , тем ближе ξ_{\max} к внешней поверхности цилиндра. При этом $\tau_e \rightarrow \infty$. Если $\xi_1 = 0.8$, то область максимального тепловыделения и координата максимальной температуры близки к внешней поверхности при $\delta > 120$. Чем больше ξ_1 , т. е. чем уже рабочая область по сравнению с внешним радиусом горелки, тем в меньшем диапазоне параметра Франк-Каменецкого время τ_e конечно.

Обнаруженное явление представляет существенный интерес для разработки горелочных устройств с пористым рабочим телом. Так, для горелки, описанной в [11], характерны значения $\xi_1 \approx 0.83$, $\delta \geq 10^3$, что на основе предыдущего позволяет заключить, что в реальных условиях работы пористого горелочного устройства в виде полого цилиндра тепловой взрыв не реализуется, а эволюция возмущения, приводящего к распределению температуры в горелке с максимумом в объеме, всегда завершается переходом к профилю с максимумом, близким к внешней поверхности, что получается в модели [15].

Очевидно, что $\delta_* = \delta_{\min} = \delta_*(\theta_0, \xi_1, Le, \Delta\pi, \dots)$. Для нас наибольший интерес представляет влияние на критические условия геометрических параметров (через ξ_1) и технологических условий, например давления на входе, от величины которого зависят характер течения газа и теплообмен на входе в пористое тело.

Оказалось, что зависимость $\delta_*(\xi_1)$ имеет минимум, глубина и положение которого при постоянстве других параметров зависят

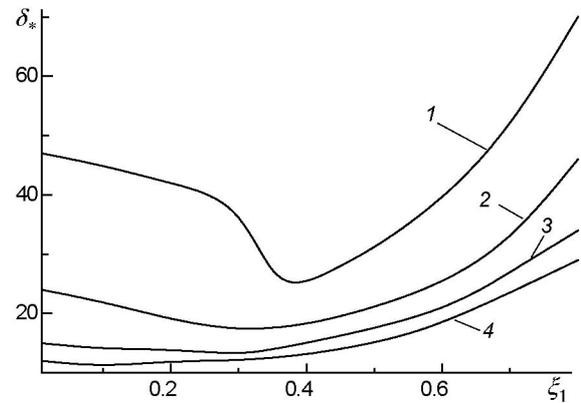


Рис. 3. Зависимость критического значения параметра Франк-Каменецкого от внутреннего радиуса горелки ξ_1 при $Nu = 100$:

$$\pi_0 = 2.45 \text{ (1)}, 2.46 \text{ (2)}, 2.47 \text{ (3)}, 2.48 \text{ (4)}$$

от давления на входе π_0 (рис. 3). Рис. 3 нужно интерпретировать следующим образом: если $\delta \gg \delta_{\min}$ и $\delta \ll \delta_{\min}$, горелка будет работать стабильно. Для заданных значений ξ_1 и π_0 более стабильную работу горелочного устройства следует ожидать для значений δ вне области, ограниченной кривой $\tau_e(\delta)$ (см. рис. 2,а). Чем выше $\Delta\pi$, тем уже область параметров, где можно ожидать тепловой взрыв. Для условий работы горелочного устройства [1] $\Delta\pi = 0.01 \div 0.1$, $\xi_1 \approx 0.83$, $\delta > 10^3$, так что для него тепловой взрыв практически невозможен.

При увеличении π_0 иные явления могут приводить к нарушению стабильности работы. Например, недогорание реагента, выход зоны реакции за пределы пористого тела, что также представляет интерес для технологии, но выходит за рамки сформулированной здесь модели.

Заметим, что в режиме теплового взрыва кроме локального повышения температуры наблюдаются высокие градиенты температуры, которые в соответствии с [15] приводят к термическим напряжениям, превышающим пределы прочности керамик. Температура $\theta_{\max}(\xi, \tau \rightarrow \tau_e) > 20$ в размерных переменных существенно больше температуры плавления (1950°C) керамики на основе оксида алюминия (Al_2O_3) и тем более температуры 1250°C , которую выдерживает керамика, изготовленная из интерметаллида (NiAl_{20}) [1]. В соответствии с данными [13] температура продуктов взрыва метановоздушной смеси в замкнутом объеме составляет $2420 \div 2920\text{ K}$. Следовательно, такой тепловой удар никакая ке-

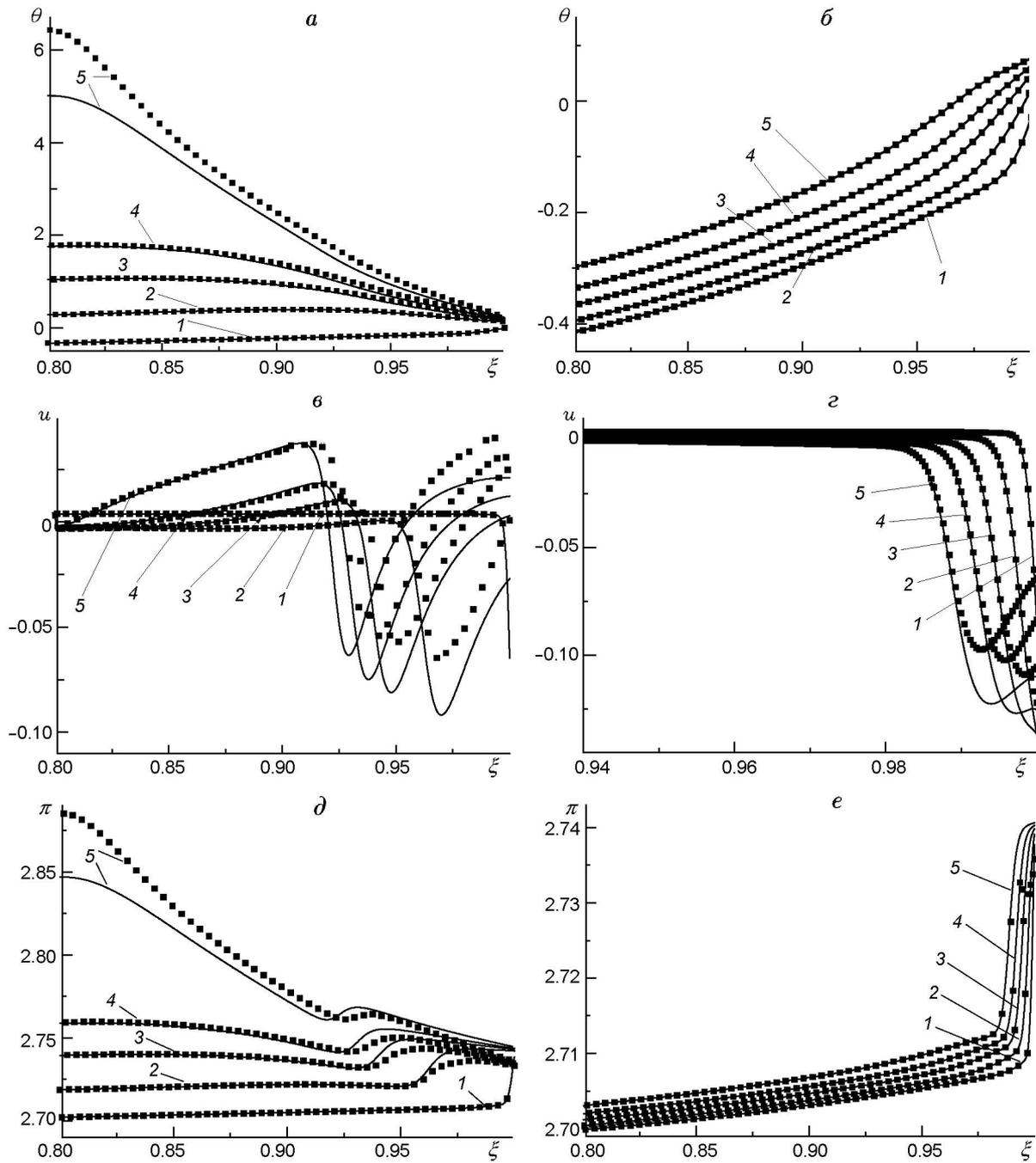


Рис. 4. Распределение температуры (*a*, *б*), скорости (*в*, *г*) и давления (*д*, *е*) газа по радиусу цилиндрического пористого тела в различные моменты времени для различных вариантов развития теплового взрыва:

сплошные линии — несжимаемый газ, символы — сжимаемый газ; $\beta = 0.01$, $\gamma = 0.001$, $\xi_1 = 0.8$, $Nu = 100$, $\pi_0 = 2.45$, $K_f = 8$, $Le = 0.01$; *a*, *в*, *д*: $\delta = 100$, $\tau = 0.01$ (1), 0.04 (2), 0.08 (3), 0.12 (4), 0.17 (5); *б*, *г*, *е*: $\delta = 50$, $\tau = 0.01$ (1), 0.6 (2), 1.0 (3), 1.2 (4), 1.4 (5)

рамка не выдержит: произойдет полное разрушение горелочного устройства, и говорить о режимах превращения после теплового взрыва смысла не имеет.

Оказалось, что для данной задачи влияние сжимаемости газа непринципиально. Это иллюстрирует, например, рис. 4, где представлены распределения температуры, скорости газа и давления газа в пористой горелке, типичные для теплового взрыва в области параметров δ , ξ_1 , находящейся на рис. 2, *a* справа и слева от минимума. Несмотря на то, что численные значения скорости и давления (а также плотности и степени превращения) различны для приближений сжимаемого и несжимаемого газа, на температуре и критических условиях сжимаемость сказывается слабо: заметно различие в температуре лишь для кривой, соответствующей началу взрывного превращения. Тем не менее сжимаемость может оказаться существенной для процесса установления стационарного режима работы горелки после зажигания, что в настоящей работе не исследовано. Нельзя исключать и возможность колебательного режима горения, изучение которого также выходит за рамки данной работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе проанализированы условия возникновения теплового взрыва в цилиндрической пористой горелке при фильтрации газа. Показано, что при непрерывной подаче в пористое рабочее тело свежей горючей смеси в технологических условиях тепловой взрыв практически невозможен. Исследовано влияние технологических параметров на критические условия, разделяющие тепловой взрыв и стабильную работу горелочного устройства. Тем не менее вопрос о возможности теплового воспламенения на стадии зажигания газа и в процессе уменьшения скорости его подачи остается пока открытым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кирдяшкин А. И., Максимов Ю. М. Инфракрасная горелка на основе пористой керамики // Энергосбережение и энергоэффективность: матер. докл. VIII Междунар. выставки-конгресса. — Томск, 2005. — С. 24–25.
2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
3. Дик И. Г. Стационарные режимы неизотермических химических реакций в пористом слое // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 6. — С. 63–66.
4. Буркина Р. С., Прокофьев В. Г. Критические условия теплового взрыва пористого слоя // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 50–60.
5. Еремин Е. А., Колесников А. К. К стационарной теории теплового взрыва // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 5. — С. 131–135.
6. Буркина Р. С., Рогачева Е. Г. Особенности теплового взрыва в пористом слое при диффузии газообразного реагента // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 2. — С. 100–107.
7. Бабушок В. И., Гольдштейн В. М., Романов А. С., Бабкин В. С. Тепловое воспламенение в инертной пористой среде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 3–10.
8. Щепаккина Е. А. Критические условия самовоспламенения в пористой среде // Хим. физика. — 2001. — Т. 20, № 7. — С. 3–9.
9. Щепаккина Е. А. Условия безопасности воспламенения горючей жидкости в пористом изоляционном материале // Сиб. журн. индустриал. математики. — 2002. — Т. 5, № 3. — С. 162–169.
10. Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1988.
11. Чумаков Ю. А., Князева А. Г. Режимы сжигания газа в пористом теле теплогенератора цилиндрической формы // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 1. — С. 18–29.
12. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. Иссерлин А. С. Основы сжигания газового топлива: справочное пособие. — Л.: Недра, 1987.
14. Ксандопуло Г. И. Химия пламени. — М.: Химия, 1980.
15. Князева А. Г., Чумаков Ю. А. Распределение температуры и термических напряжений в пористом теле цилиндрической радиационной горелки, работающей в стационарном режиме // Изв. ТПУ. — 2008. — Т. 312, № 4. — С. 28–36.

*Поступила в редакцию 3/VI 2009 г.,
в окончательном варианте — 4/II 2010 г.*