

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 544.452:544.427

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯЧЕИСТЫХ РЕЖИМОВ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

© 2019 г. П. М. Кришеник^{1,*}, С. В. Костин¹, Н. И. Озерковская¹, К. Г. Шкадинский²

¹Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
им. А.Г. Мерджанова Российской академии наук, Черноголовка, Россия

²Институт проблем химической физики Российской академии наук, Черноголовка, Россия

*E-mail: petr@ism.ac.ru

Поступила в редакцию 06.06.2018;

после доработки 06.06.2018;

принята к публикации 20.09.2018

Экспериментально и теоретически (методами математического моделирования) исследовано горение недеформируемой пористой матрицы цилиндрически-симметричной формы, в которую активный газовый реагент поступает извне через проникаемую часть поверхности за счет перепада внешнего и внутрисредового давлений в зоне реакции. Показано, что в условиях неустойчивости многомерного фильтрационного фронта горения формируются отдельные ячейки экзотермического химического превращения, распространяющиеся в самоподдерживающем режиме. Структура ячеистых волн, динамика распространения и направление движения определяются совокупностью факторов — полем температур, градиентами давления газа, интенсивностью экзотермического тепловыделения, геометрическими характеристиками пористого слоя, величиной теплопотерь. Экспериментально исследованы ячеистые режимы горения порошка слоя титана в круговой кювете в форме плоской чаши. Представлен сравнительный анализ теоретических и экспериментальных результатов динамики горения цилиндрического образца в ячеистом режиме.

Ключевые слова: фильтрационное горение, ячеистые режимы, устойчивость горения пористые среды.

DOI: 10.1134/S0207401X19020092

ВВЕДЕНИЕ

Ряд фундаментальных с теоретической и практической точек зрения возможностей открывается при анализе неоднородных пространственных структур, формирующихся при фильтрационном горении реакционноспособных пористых сред. При анализе горения целлюлозы в спутном потоке газа обнаружены так называемые ячеистые режимы, когда продукты горения имеют пальцеобразную конфигурацию [1, 2]. Гипотеза о гидродинамической природе формирования ячеистых структур в условиях вынужденной фильтрации газа развивалась в экспериментальных и теоретических исследованиях [3, 4]. Было показано, что одним из условий формирования ячеистых структур при горении таких систем является изменение пористости смеси в процессе горения: пористость продуктов существенно меньше пористости исходной системы. В работе [5] предложена двумерная теплодиффузионная модель горения свободной поверхности конденсированной фазы во встречном потоке газа. Из-за упрощенного описания процесса задача о структурированности фронта горения гете-

рогенных систем свелась к анализу теплодиффузионной устойчивости волны горения.

Как правило, при горении порошков металлов пористость смеси в процессе горения изменяется незначительно, что затрудняет применение описанных выше подходов для получения условий структурированности фронта. Содержание активного газа при обычных давлениях в таких системах недостаточно для реализации полноты химического превращения [6, 7], и процессы горения существенно зависят от фильтрационного массопереноса газа в зону реакции. В работах [8, 9] предполагалось, что конвективный (фильтрационный) перенос газа обусловлен не продувом, а естественным перепадом давления газа между внешней средой и зоной химической реакции. С помощью методов математического моделирования впервые изучены процессы формирования и распространения ячеистых волновых структур при горении пористых сред в этих условиях переноса газа. В работах [9–11] представлены результаты экспериментального исследования ячеистых режимов горения слоя порошка титана в кю-

вете прямоугольной формы, где установлено, что при квазиизобарическом подводе газа в зону реакции в условиях потери устойчивости плоского фронта формируются ячеистые режимы горения. Ячеистые волны имеют сложную пространственную структуру и распространяются в автоколебательном режиме. Показано, что процессы иницирования и горения таких систем в ячеистом режиме определяются макрокинетикой химического взаимодействия активного газа с конденсированной фазой, механизмами тепло- и массообмена с внешней средой, геометрическими характеристиками пористых систем.

В представленной работе теоретически и экспериментально изучается горение образцов цилиндрической формы. С помощью трехмерной математической модели, описывающей горение пористого образца, доказываем факт образования ячеистых структур при потере устойчивости плоского фронта горения в условиях дефицита активного газа в зоне реакции. Исследуется нестационарный процесс формирования, погасания и распространения волновых ячеистых структур. На примере горения порошка слоя титана в круговой кювете в форме плоской чаши экспериментально исследованы ячеистые режимы фильтрационного горения. Дана трактовка полученных результатов в рамках модели тепло-фильтрационной устойчивости горения пористых сред.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Процесс химического взаимодействия пористого конденсированного образца с газом и образования твердого продукта происходит по схеме



где μ_g , μ_c , и μ_p — стехиометрические коэффициенты; R_g , R_c и R_p — газовый, конденсированный реагенты и продукт. В математической модели используется безразмерные переменные:

Закон сохранения массы:

$$\frac{\partial(\rho m)}{\partial \tau} + \text{div}(\rho m \mathbf{V}) = -\mu_\eta \rho_\eta \frac{\partial \eta}{\partial \tau}. \quad (1)$$

Уравнение Дарси, определяющее скорость движения газа:

$$\mathbf{V} = -K_f(m) \text{grad} P. \quad (2)$$

Уравнение состояния газа:

$$P = \rho(1 + \beta\theta). \quad (3)$$

Закон сохранения энергии (энтальпии):

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial \tau} &= \text{div} \left(\lambda(m) \nabla \theta - c_p \rho m \mathbf{V} \frac{1 + \beta\theta}{\beta} \right), \\ H &= [c_g \rho m + c_\eta \rho_\eta (1 + \mu_\eta \eta)] \frac{1 + \beta\theta}{\beta} + \rho_\eta \frac{1 - \eta}{\gamma}, \\ \rho_\eta &= (1 - m)v. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения макрокинетики химического взаимодействия:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma(1 - \eta) \exp \left(\frac{\theta}{1 + \beta\theta} \right) \frac{P}{P + \delta}, \quad (5)$$

где δ — малый параметр, характеризующий слабую зависимость скорости реакции от давления газа за исключением области низких давлений. Граничные условия определяют условия тепло- и массообмена образца с внешней средой. На разных частях боковой поверхности ∂S_{bn} или на всей поверхности S_{bn} образца могут задаваться граничные условия вида

$$\begin{aligned} \tau > 0, \quad A \in S_{bn}: \quad \theta(A, \tau) &= \theta_w, \\ P(A, \tau) &= P_{bn}, \quad \frac{\partial \theta(A, \tau)}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial P(A, \tau)}{\partial n} = 0; \\ \tau > 0, \quad A \in \partial S_{bn}: \quad \lambda(m) \frac{\partial \theta(A, \tau)}{\partial n} &= \\ &= \begin{cases} c_g \rho \mathbf{V} [\theta(A, \tau) - \theta_{bn}] & \text{для } P_{\partial S} < P_{bn}, \\ 0 & \text{иначе,} \end{cases} \\ \tau > 0, \quad A \in \partial S_{bn}: \\ \lambda(m) \frac{\partial \theta(A, \tau)}{\partial n} &= \alpha_{\partial S} [\theta(A, \tau) - \theta_{bn}]. \end{aligned} \quad (6)$$

Состояние физических полей внутри образца (температура, давление, глубина превращения, плотности газа) в начальный момент времени определяют следующие условия:

$$\theta = \theta_0, \quad P = P_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \rho = \rho_0(1 + \beta\theta_0).$$

Безразмерные переменные: $c_g = c_{g0}/c_*$, $c_\eta = c_{c0}/c_*$,

$$\rho = \rho_g/\rho_*, \quad \gamma = c_* RT_*^2/E, \quad \rho_\eta = \rho_{c0}v(1 - m)/\rho_*,$$

$$\lambda_\eta = \lambda_{c0}/\lambda_*, \quad \lambda_g = \lambda_{g0}/\lambda_*, \quad \lambda_m = m\lambda_g + (1 - m)v\lambda_\eta,$$

$$K_f(m) = \frac{k_f P_*}{a}, \quad \mu_\eta = \frac{\mu_g M_g}{\mu_c M_c}, \quad \alpha_{\partial S} = \frac{\alpha x_*}{\lambda_*}, \quad a = \frac{\lambda_*}{c_* \rho_*},$$

$$\theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2/E}, \quad \gamma = \frac{c_* RT_*^2}{EQ}, \quad \beta = \frac{RT_*}{E}, \quad \eta = \frac{C_0 - C}{C_0},$$

$$P = \frac{p}{P_*}, \quad \mathbf{V} = \frac{u t_*}{x_*}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \text{где } x_*^2 = a t_*, \quad t_* =$$

$$= \frac{\gamma}{k_0 \exp(-E/RT_*)}, \quad P_* = \frac{RT_* \rho_*}{M_g}, \quad c_* = c_{c0}, \quad \lambda_* = \lambda_{c0},$$

$$\rho_* = \rho_{c0}, \quad c_* = c_{c0}.$$

В приведенных выше уравнениях C — концентрация конденсированного реагента, u — вектор скорости движения газа, k_f — коэффициент фильтрации, a — температуропроводность. Используются следующие безразмерные переменные величины: θ — температура; p — давление газа; η — глубина превращения; X, Y, Z — пространственные координаты, нормированные на x_* ; μ_η — стехиометрический коэффициент; v — доля конденсированной

фазы в единице объема среды; m — пористость среды (доля газовой фазы в единице объема среды). Индекс “0” — значение в начальный момент времени; индекс “*” — значение, используемое при обезразмеривании, индексами “ g ”, “ c_0 ” и “ b_n ” отмечены величины, относящиеся соответственно к газу, конденсированной среде, конденсированной непористой среде и внешней среде; индекс η — соответствует безразмерным плотностям и теплопроводности конденсированной пористой среды; t_* — характерное время горения, x_* — характерный размер зоны химической реакции, $t_* \sim \alpha \gamma^2 / u^2$ и $x_* \sim \alpha \gamma / u$ (u — скорость горения). В качестве характерной температуры T^* в задачах горения обычно используют температуру, при которой достигается максимальная скорость горения: $T^* = T_0 + Q/c$. В данном случае из-за неполноты превращения выбирается более низкая температура.

При горении недеформируемой пористой матрицы цилиндрически симметричной формы активный газовый реагент поступает извне через боковую проницаемую поверхность за счет перепада внешнего давления и внутрипорового давления в зоне реакции. Теплообмен через боковую поверхность обусловлен массообменом с внешней газовой средой, имеющей постоянную температуру. Теплообмен пористого слоя с непроницаемой подложкой задает некоторый уровень теплопотерь (параметр задачи). Верхняя поверхность цилиндра предполагалась теплоизолированной и непроницаемой. Через нижнюю газонепроницаемую поверхность осуществляется теплообмен по закону Ньютона с коэффициентом $\alpha_{\partial s}$. При численном анализе задачи использовалась неявная трехточечная аппроксимация вторых производных, позволяющая регулировать шаг по времени с учетом точности расчета. Предложенная численная схема позволила сохранить балансность (соблюдение законов сохранения) и устойчивость разностной схемы. В рассматриваемой модельной системе высота цилиндра $h = 0.02$, его радиус $r = 1430$. Теплофизические характеристики среды в процессе горения: $c_g = 0.5$, $\lambda_g = 5.0 \cdot 10^{-3}$, $\mu_\eta = 0.3$, $m = 0.5$, $c_\eta = 1.0$, $\lambda = 0.5$, $\nu = 0.3$, $c_p = 0.5$. Параметры: $\gamma = 0.06$, $\beta = 0.11$, $P_0 = P_{bn} = 10^{-2}$, $\theta_0 = -8.0$; коэффициент фильтрации $K_f = 2 \cdot 10^4$, $\theta_w = 1.0$, начальная плотность конденсированной фазы $\rho_{c0} = 0.5$. Внешнее давление P_{bn} меньше стехиометрического, при котором внутрипорового активного газа достаточно для стехиометрического превращения пористой среды.

Процесс горения инициируется в центре высокотемпературным цилиндром радиусом $r_0 = 50$,

высота которого совпадает с высотой образца $h = 0.02$, и температурой $\theta_w = 1$. После зажигания формируется квазистационарный фильтрационный фронт, который “забывает” флуктуации инициирования, а его структура и скорость горения медленно изменяются в зависимости от расстояния до газопроницаемой поверхности. Для визуализации поля температур выделяли плоское сечение расчетной области задачи, на котором отражалась динамика изолиний полей температур, глубины превращения и давления газа в окрестности зоны реакции. При распространении устойчивого фронта в рассматриваемой системе полная глубина превращения конденсированной компоненты может достигаться при интенсивной фильтрации газового реагента, а именно после инициирования горения и при его приближении к открытой поверхности пористого образца. В промежуточном положении возможно формирование режима неполного превращения, когда скорость фронта горения определяется как тепловыми, так фильтрационными факторами. При недостатке газа в зоне реакции и потере устойчивости плоского фронта нестационарный процесс горения усложняется.

При коэффициенте теплопотерь $\alpha_{\partial s} = 2.5 \cdot 10^{-5}$ после инициирования горения формируется устойчивая плоская волна горения (рис. 1а). Из-за большой кривизны поверхности фронта фильтрационный поток газа обеспечивает большую полноту химического тепловыделения и, соответственно, в зоне реакции достигаются высокие температуры. Направление движения фронта определяется благоприятными условиями подвода газового реагента через боковую поверхность и наличием исходного непрореагировавшего конденсированного вещества. Изотермы, представленные на рис. 1а, соответствуют значениям температур $\theta = 3.5$, $\theta = 2.5$, $\theta = 1.5$, $\theta = 0.9$. В условиях теплопотерь и относительно слабой фильтрации газа плоский при удалении от центра образца фронт теряет устойчивость. Неустойчивость фронта к искривлениям приводит к формированию практически симметрично расположенных высокотемпературных ячеек. Последние, “отрываются” от зоны прогрева и движутся в направлении источника фильтрационного подвода газового реагента, т.е. в направлении газопроницаемой поверхности. Из-за развивающегося дефицита газа вскоре симметричное положение ячеек нарушается. Температура в зоне реакции и фильтрационный массоперенос в одну из ячеек падают, что в условиях теплопотерь приводит к срыву горения. После гибели ячейки поле давления перестраивается, поток газа в оставшуюся ячейку усиливается, что повышает в ней скорость химической реакции (рис. 1б). Анализ полей давления и температур по-

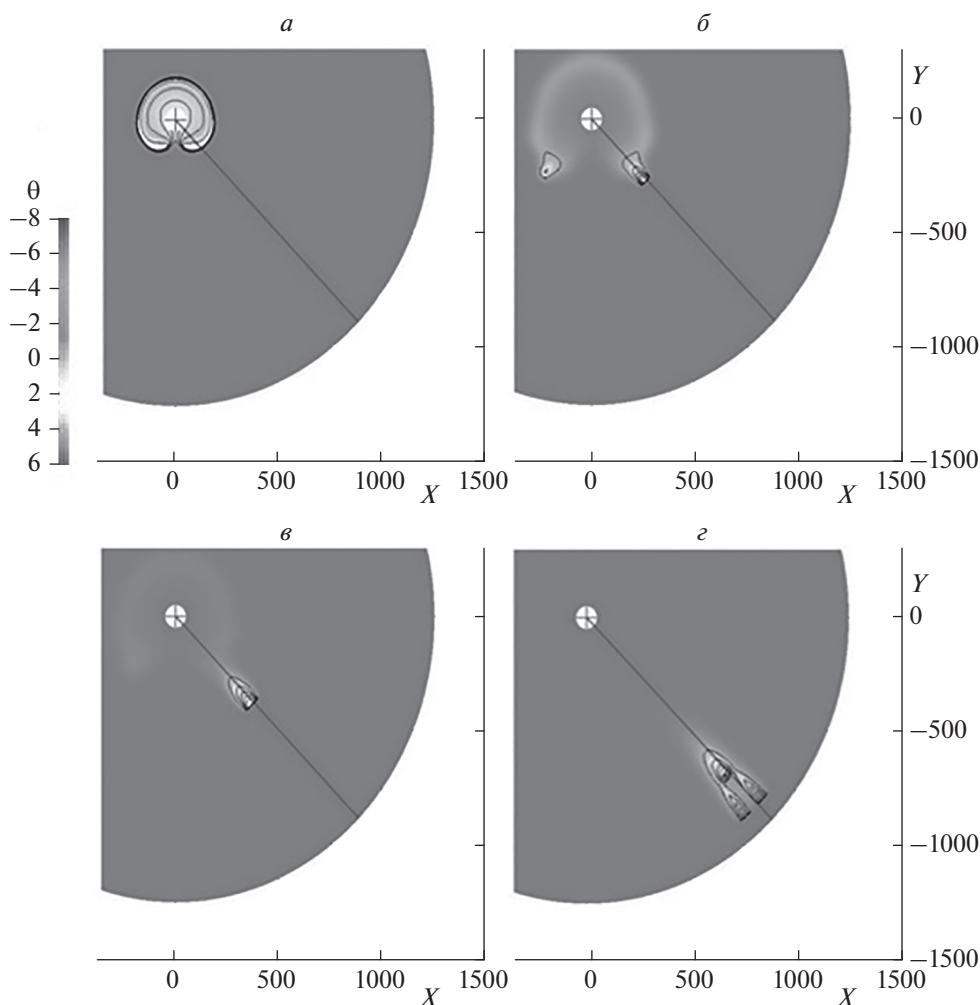


Рис. 1. Инициирование и эволюция ячейистой структуры в процессе горения. Поле и изотермы температур.

казывает, что горение характеризуется ростом встречного и спутного потоков газа в зону реакции.

На рис. 1б–г изотермы соответствуют значениям температур $\theta = 4.5$, $\theta = 3.5$, $\theta = 2.5$, $\theta = 1.5$, $\theta = 0.9$. Движение центральной части ячейки практически стационарно, вне ячейки отсутствует химическое превращение конденсированного слоя. В тоже время боковая часть поверхности ячейки пульсирует. В сформировавшихся условиях фильтрации газа растут размеры ячейки, нарушается однородность структуры фронта. В зоне реакции формируются два высокотемпературных очага. С дальнейшим движением горения в направлении газопроницаемой границы и улучшением фильтрационного переноса газа в высокотемпературную зону происходит деление ячейки на две. Сформировавшаяся двойная ячейистая структура распространяется в условиях теплового взаимодействия между высокотемпературными зонами (рис. 1в). Ячейки разделены между собой областью, где глубина превращения конденсиро-

ванной среды близка к нулю, так как здесь мало активного газа. В процессе движения горения к открытой поверхности создаются условия для рождения третьей ячейки (рис. 1г). Сформировавшаяся третья ячейка распространяется по частично прогретому слою, устойчивость ее горения обеспечивается спутным потоком газа (в дополнение к усредненному встречному потоку). При подходе тройной структуры к боковой поверхности происходит объединение ячеек в высокотемпературный очаг. Из-за теплотерь во время перестройки тепловых и массовых потоков газа происходит срыв горения.

При уменьшении теплотерь до $\alpha_{\partial S} = 2 \cdot 10^{-5}$ в процессе инициирования горения формировались две ячейистые структуры. Несмотря на теплотери и нехватку газа “выживали” обе ячейки. При перемещении ячеек к газопроницаемой границе происходят их распад и образование двух тройных ячейистых структур. Динамика их распространения аналогична описанной выше. При

подходе тройных структур к газопроницаемой границе происходят слияние ячеек в высокотемпературный очаг и погасание горения.

При $\alpha_{\partial S} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ после инициирования горения формировался плоский фронт, который распадался на две отдаленные друг от друга ячейки, что исключало взаимный теплообмен в процессе горения. Рост фильтрации газа в процессе их движения к боковой поверхности приводил к росту размера ячеек и формированию неоднородной структуры зон реакций. В каждой ячейке формировались несколько подвижных высокотемпературных очагов. По мере движения к газопроницаемой границе наблюдалось их объединение в очаги более крупных размеров. При приближении к границе формировалась ячейка, которая состояла из двух высокотемпературных очагов (рис. 2). Из-за сильного теплового взаимодействия очагов деления ячеек на две ячейчатые структуры не происходило. На рис. 3 представлены изотермы температуры после достижения ячейчатым фронтом газопроницаемой границы: 1 – $\theta = 4.5$, 2 – $\theta = 3.5$, 3 – $\theta = 2.5$, 4 – $\theta = 1.5$, 5 – $\theta = 0.9$. Границей продукта горения, отделяющей прореагировавшее вещество от исходной смеси, является изолиния 6 глубины превращения $\eta = 0.5$. Минимальный размер ячейки достигался в момент ее отрыва от высокотемпературной области в центральной части цилиндра (рис. 3). По мере приближения ячейки к газопроницаемой поверхности ее поперечные размеры увеличивались. Из-за хорошего обеспечения газовым реагентом создавались условия для интенсивного протекания реакции с большой глубиной превращения. После достижения ячейкой границы образца формировалась зона реакции на боковых поверхностях ячеек. Горение распространялось вдоль газопроницаемой границы (стрелками на рис. 3 указано направление движения горения). При столкновении двух фронтов формировалась ячейчатая волна, которая двигалась к центру образца по непрореагировавшему веществу за счет встречного и спутного потоков газа. Ячейка перемещалась по пористому слою в автоколебательном режиме.

На границе следа прохождения ячейки от центра к газопроницаемой границе (так называемого “фингера” [1–3]) образовались “наросты” рис. 3. Это связано с периодическим характером горения ячейки. Кромка правой части зоны реакции характеризовалась большой кривизной, что обеспечивало интенсивный подвод газа в процессе горения и формирование высокотемпературного очага. Последний периодически “отрывался” от родительской ячейки, но его размеры были столь малы, что в условиях теплопотерь и дефицита газа он погибал. Это отразилось на структуре границы, которая отделяет продукты горения от исходного состава (рис. 3). Гладкая структура границы

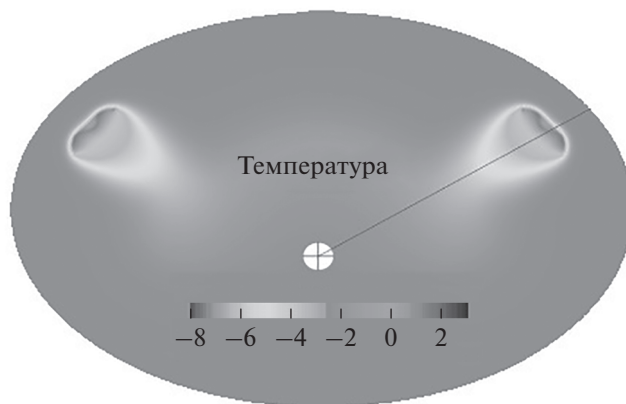


Рис. 2. Поле температур при распространении ячейчатого фронта при коэффициенте теплопотерь $\alpha_{\partial S} = 1.5 \cdot 10^{-5}$.

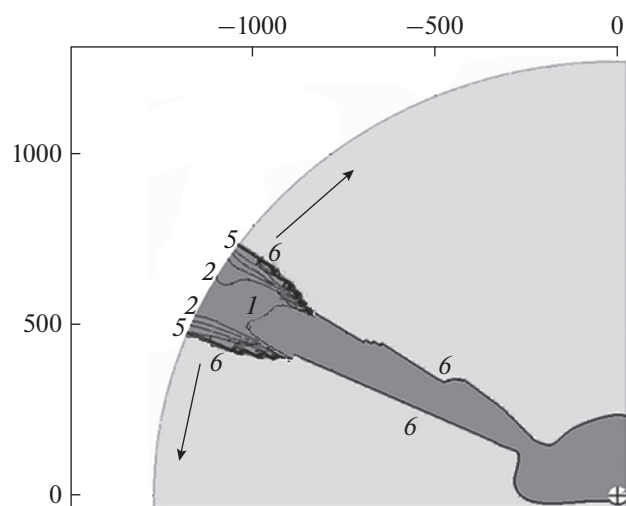


Рис. 3. Ячейчатая структура при достижении фронта газопроницаемой границы. Изолинии температур и поле полноты превращения пористого реагента.

с левой стороны связана с несимметричностью формы ячейчатого фронта.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для анализа горения слоя цилиндрической формы использовался образец в форме дюралевого блюда (как чашка Петри) с внутренним диаметром 70 мм. Высота бортиков от доньшка равна 9 мм. На дно чашки насыпался слой порошка окиси титана TiO_2 толщиной ~7 мм, который используется в качестве инертной теплоизолирующей подложки. Затем на теплоизолирующий слой насыпался порошок титана марки ПТМ (размер частиц менее ~100 мкм) слоем толщиной 2 мм, вес слоя титана ~11.2 г. Массовое содержание водорода в исходном титане составляет 0.1%, высота двухслойной засыпки равна высоте

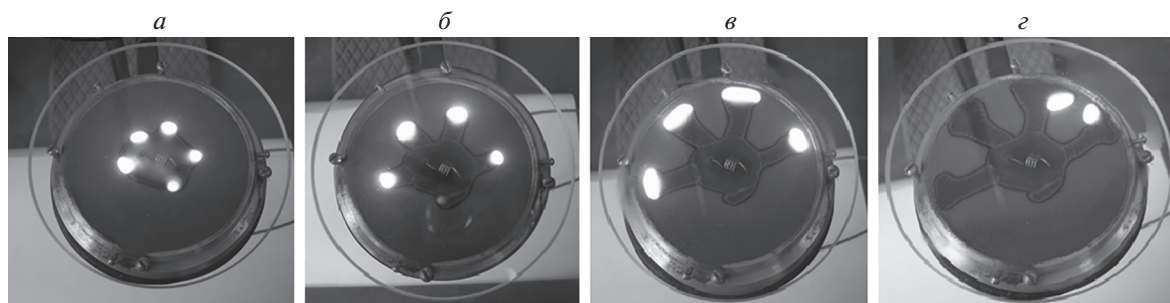


Рис. 4. Горение слоя порошка титана в круговой кювете: диаметр кюветы — 70 мм, высота подложки (слоя окиси титана) — 7 мм, толщина слоя титана — 2 мм, высота воздушного зазора — 2 мм. Время от начала горения (BC): 14 (а), 30 (б), 46 (в), 72 (г).

бортика дюралевого “блюдца”. Поверхность прикрывается кварцевым стеклом после установки в центре блюдца спирального элемента, с помощью которого инициируется процесс горения порошка. Зазор для подвода газового реагента находился на его периферии, так как стекло приподнималось над ванночкой с помощью винтиков. В процессе горения фильтрация активного газового реагента реализовывалась через щель между слоем пористого конденсированного реагента и прозрачной плоской стенкой, расположенной параллельно пористому слою. Формирование и распространение волны горения происходит в условиях фильтрации воздуха вдоль щели между пористой гетерогенной средой и плоской стенкой. Высокая проницаемость гетерогенной среды регулируется высотой зазора. На фильтрационный перенос воздушной смеси в зону реакции влияли примесные и инертные газы, которые аккумулировались за фронтом горения. Доказательство соответствия предложенной экспериментальной и математической модели подробно изложено в работах [6, 7]. Роль примесных и инертных газов при горении слоя порошка титана в таких системах изучалась в работах [11–13].

На рис. 4 представлен процесс горения слоя титана в дюралюминиевом блюдце. Спираль, которая нагревалась электрическим током, инициировала однородный плоский фронт горения. Отдаляясь от центра чашки, горение распространялось в условиях дефицита газа, что привело к потере устойчивости фронта. В результате фронт распадался на отдельные ячейки (рис. 4а), которые распространялись в автоколебательном режиме. Развивающаяся нехватка газа и тепла привела к гибели одной из ячеек в период депрессии, характеризующийся низкотемпературным экзотермическим превращением конденсированной фазы. Из-за периодического изменения температуры в зоне реакции формировались поперечные “полосы” в следе движения (рис. 4б, 4в). В момент погасания ячейки достигалась максимальная частота колебаний оставшихся ячеек к

$\sim 0.35/\text{с}$. Средний размер ячеек горения в центре кюветы в этот момент не превышал 5–6 мм. При движении ячеек к зазору их размеры увеличивались до 10–12 мм (рис. 4в), а частота их колебаний уменьшалась до 0.22/с. С улучшением фильтрации газа в каждой из ячеек формировались два высокотемпературных очага. Они распространялись в условиях теплового взаимодействия через раскаленные конденсированные продукты реакции. Часть ячеек по достижению бортика кюветы погасли (см. рис. 4г), а оставшиеся ячейки инициировали поверхностный волновой режим. Фронт горения распространялся вдоль боковой границы образца (рис. 4г), и после его столкновения со встречным фронтом наблюдалось обратное горение по несгоревшему слою титана в ячейистом режиме. Характер распространения обратной волны пульсирующий, перенос газа в зону реакции реализуется в условиях спутной и встречной фильтрации газа.

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов показывает, что на качественном уровне они совпадают. Относительно простым экспериментальным методом исследования фильтрационного горения в средах с регулируемой проницаемостью среды изучены закономерности распространения ячейистого фронта. Динамика перестройки структуры фронта определяется не только фильтрацией газа, тепло- и массообменом с внешней средой, но также геометрическими характеристиками образца. Представленное исследование важно для понимания нелинейной динамики фронта горения гетерогенных систем с целью для исследования критических условий существования горения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически показано, что в условиях неустойчивости фильтрационного фронта горения пористых сред цилиндрической формы при дефиците фильтрующего реагента возможно формирование ячейистых волновых режи-

мов, а также формирование различных по структуре и динамике распространения неоднородных режимов горения, в том числе многоячеистых. Ячеистый фронт распространяется в условиях конкурирующих механизмов фильтрации — спутного и встречного. Тепловое и массовое взаимодействие с внешней средой может вызвать критические явления распространения ячеистого фронта — погасание, формирование поверхностного фронта и обратное горение. Различные формы фронтальных ячеистых режимов горения чувствительны к тепловым возмущениям и зависят от геометрических характеристик реагирующих образцов. Возможны перестройка ячеистого фронта в поверхностный фронт горения и формирование обратной ячеистой волны горения. Анализ колебательных характеристик распространения фронта горения показал, что максимальной частоте колебаний соответствуют минимальные размеры ячеек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 16-03-00874).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zik O., Olami Z., Mozes E.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 18. P. 3868.
2. *Zik O., Moses E.* // Proc. Combust. Inst. 1998. V. 27. P. 2525.
3. *Алдушин А.П., Браверман Б.Ш.* // Хим. физика. 2010. Т. 29. № 10. С. 47.
4. *Алдушин А.П., Ивлева Т.П.* // ДАН. 2013. Т. 451. № 2. С. 176.
5. *Kagan L., Sivashinsky G.* // Combust. Theory and Modelling. 2008. V. 12. № 2. P. 269.
6. *Мержанов А.Г., Боровинская И.П.* // ДАН СССР. 1972. Т. 204. № 2. С. 366.
7. *Алдушин А.П., Мержанов А.Г.* Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9.
8. *Озерковская Н.И., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г.* // Физика горения и взрыва. 2010. Т. 46. № 5. С. 28.
9. *Костин С.В., Шкадинский К.Г.* // ДАН. 2010. Т. 435. № 2. С. 182.
10. *Костин С.В., Кришеник П.М., Озерковская Н.И., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г.* // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 1. С. 3.
11. *Костин С.В., Кришеник П.М., Шкадинский К.Г.* // Там же. 2014. Т. 50. № 5. С. 58.
12. *Костин С.В., Кришеник П.М., Шкадинский К.Г.* // Хим. физика. 2015. Т. 34. № 5. С. 58.
13. *Кришеник П.М., Рогачев С.А., Шкадинский К.Г.* // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 3. С. 52.