

ДВУМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ

В. В. Грачев, Т. П. Ивлева

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черногловка

Выполнен теоретический анализ возможных режимов фильтрационного горения и исследованы закономерности перехода между режимами при изменении параметров системы. Построено разбиение плоскости параметров «начальное давление — коэффициент фильтрации» на области существования различных режимов. Показано, что при сверхстехиометрических начальных давлениях, когда в порах достаточно газа для полного превращения твердого реагента, существует область параметров, в которой горение происходит в поверхностном режиме. При еще более высоких начальных давлениях обнаружен новый режим горения — бимодальный, который сочетает в себе черты послойного и поверхностного режимов.

ВВЕДЕНИЕ

Системы газ — твердое относятся к большому классу систем, в которых наблюдается процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. В механизме горения таких систем важную роль играет фильтрация газообразного реагента через пористое вещество к фронту реакции. Такой тип горения назван фильтрационным [1].

Уже в первых экспериментах [2, 3] по горению в атмосфере газообразного азота образцов, прессованных из порошков металлов, были обнаружены два качественно различных режима горения: послойный и поверхностный. В послойном режиме фронт горения плоский и охватывает всё сечение образца подобно тому, как это происходит при горении систем с твердофазными реагентами. В поверхностном режиме фронт горения сильно искривлен, распространение ведущей части фронта реакции с полным превращением твердого реагента локализовано в поверхностных областях образца, в то время как в центральной его части полнота превращения либо вовсе не достигается, либо достигается на значительном удалении от лидирующей части фронта.

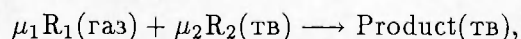
Послойные режимы горения можно описывать в рамках одномерных моделей, и теория одномерных режимов достаточно полно разработана [4]. Описание поверхностных режимов горения — более сложная проблема, поскольку эта задача является принципиально двумерной. Из немногих известных публикаций, в которых рассматривались двумерные модели, именно поверхностному режиму посвящена работа [5]. Закономерности перехода от послойного к поверхностному режиму горения при

изменении параметров системы в литературе не рассматривались. Этот вопрос был выделен А. Г. Мержановым в числе нерешенных задач, представляющих значительный интерес [6]. Данная проблема является предметом предлагаемой статьи.

Основная цель работы — определение границ областей существования различных режимов горения в пространстве контролируемых параметров системы. Будем рассматривать только режимы естественной фильтрации газа, когда перепад давления, управляющий фильтрацией газа, возникает самопроизвольно за счет физико-химических процессов в образце. Основная масса газа подводится к фронту реакции через боковую поверхность образца, поэтому поле течения газа существенно двумерно.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается слой шихты (смесь порошков твердого реагента и разбавителя), находящийся в атмосфере газообразного реагента. Шихта зажигается на левом торце образца ($x = 0$) кратковременным тепловым импульсом, который инициирует распространение волны горения вдоль оси Ox за счет тепла, выделяющегося при экзотермической реакции газ — твердый реагент с образованием твердого продукта:



где μ_1 и μ_2 — стехиометрические коэффициенты.

Для описания процессов тепло- и массопереноса в образце при фильтрационном горении используется традиционная система урав-

нений [4], отражающая законы сохранения массы твердого и газообразного реагентов, энергии (рассматривается однотемпературная модель, т. е. предполагается тепловая гомогенность системы «газ — твердое тело»), уравнение состояния идеального газа и закон Дарси. В безразмерных переменных двумерная система уравнений принимает вид:

$$\frac{\partial[(1 + C\rho + \mu C\eta + C_d)\theta]}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{\partial(C\rho v_x \theta)}{\partial x} - \frac{\partial(C\rho v_y \theta)}{\partial y} + \frac{C_\mu}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} = -\mu \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma f(\eta)g(P) \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta}, \quad (3)$$

$$v_x = -K_f \frac{\partial P}{\partial x}, \quad v_y = -K_f \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (4)$$

$$P = \frac{\rho(1 + \beta\theta)}{\mu(1 + \beta\theta_0)}, \quad (5)$$

где

$$C = \frac{c_g}{c_s}, \quad \mu = \frac{\mu_1 M_g}{\mu_2 M_s}, \quad \rho = \frac{\rho_g}{\rho_{s,0}},$$

$$C_d = \frac{(1 + \mu C)\rho_d}{(1 + \mu)\rho_{s,0}}, \quad \eta = 1 - \frac{\rho_s}{\rho_{s,0}}, \quad \theta = \frac{E(T - T_b)}{RT_b^2},$$

$$T_b = T_0 + \frac{Q}{c_s C_s}, \quad C_u = 1 + \mu C + C_d, \quad P = \frac{p}{p_*},$$

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad t_* = \frac{\gamma}{k_0} \exp \frac{E}{RT_b}, \quad \gamma = \frac{RT_b^2}{E(T_b - T_0)},$$

$$\beta = \frac{RT_b}{E}, \quad a = \frac{\lambda}{c_s \rho_{s,0}}, \quad K_f = \frac{k_f p_*}{a},$$

$$p_* = \frac{\mu}{M_g} \rho_{s,0} R_1 T_0, \quad x = \frac{X}{x_*}, \quad y = \frac{Y}{x_*}, \quad x_*^2 = at_*.$$

Здесь ρ_g, ρ_s, ρ_d — массы газа, твердого реагента и разбавителя в единице объема шихты; η — глубина превращения; c_g, c_s — теплоемкости газа и твердого реагента; M_g, M_s — молекулярные массы соответствующих реагентов; T — текущая температура; T_b — температура горения; t — время; a — температуропроводность; k_0 — предэкспоненциальный множитель; E — энергия активации; R_1 — универсальная газовая постоянная R , деленная на пористость; Q — теплота реакции; p — давление; k_f — коэффициент фильтрации; v_x, v_y — компоненты безразмерной скорости фильтрации газа вдоль

осей Ox, Oy ; λ — эффективная теплопроводность. Индексом нуль обозначены начальные значения соответствующих величин, а звездочкой — масштабные величины. В качестве масштаба давления p_* выбрано значение, соответствующее стехиометрическому содержанию газообразного реагента в порах образца, т. е. при значении безразмерного начального давления $P_0 = 1$ в порах образца содержится необходимое количество газа для полного превращения твердого реагента. В качестве масштаба температуры T_b выбрана адиабатическая температура горения стехиометрической смеси. При определяющей экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры вид функций $f(\eta), g(P)$, учитывающих зависимость скорости реакции соответственно от глубины превращения и давления, не имеет принципиального значения. Для определенности в дальнейшем будем предполагать, что имеет место реакция первого порядка по глубине превращения и нулевого порядка по давлению:

$$f(\eta) = 1 - \eta, \quad (6)$$

$$g(P) = \begin{cases} 1 & \text{при } P > 0, \\ 0 & \text{при } P = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Распределения температуры, плотности и глубины превращения предполагаются симметричными относительно плоскости $y = 0$ и являются функциями только пространственных координат x и y . Газообмен образца с окружающей средой происходит через боковую поверхность $y = \pm h$ (поперечный размер образца — $2h$). Температура и давление газа окружающей среды предполагаются постоянными в процессе горения и равными соответственно θ_0, P_0 . Поскольку нас в первую очередь интересуют установившиеся режимы распространения волны горения, длина образца l предполагается достаточно большой, много больше характерных масштабов фронта горения и зоны фильтрации ($l \gg h$).

С учетом сделанных допущений граничные условия для уравнений (1), (2) и (4), отражающие условия иницирования горения и тепло- и массообмен образца с окружающей газом, можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad & \theta = \theta_{ign} \quad (0 < \tau \leq \tau_{ign}), \\ & \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \quad (\tau > \tau_{ign}), \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\ x = l: \quad & \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$y = 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial y} = 0,$$

$$y = h:$$

$$-\frac{\partial \theta}{\partial y} + C\rho v_y(\theta - \theta_0) = 0, \quad v_y < 0, \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad v_y \geq 0, \quad P = P_0,$$

где θ_{ign} — температура инициирования горения, τ_{ign} — время действия теплового импульса. Начальные условия предполагают равномерное распределение температуры и давления в образце:

$$\tau = 0: \quad \theta = \theta_0 \equiv -1/\gamma, \quad P = P_0, \quad \eta = 0. \quad (9)$$

Уравнения (1)–(9) представляют собой замкнутую систему, позволяющую рассчитать двумерные профили температуры, давления, глубины превращения и проанализировать зависимость режимов горения от параметров. Помимо хорошо известных в теории горения безразмерных параметров β и γ важными параметрами, определяющими режим горения, являются коэффициент фильтрации K_f , начальное давление P_0 , поперечный размер образца $2h$ и скорость горения ω , определяемая в процессе решения задачи. В дальнейшем анализе будем использовать адиабатическую скорость послойного горения с полным превращением твердого компонента, значение которой определяется выражением [7]

$$\omega = \frac{\gamma}{\sqrt{C_\mu}} \exp \frac{\theta_b}{2}, \\ \theta_b = \begin{cases} 0, & P_0 \leq 1, \\ \theta_0 + C_\mu/\gamma C_0, & P_0 > 1, \end{cases} \quad (10) \\ C_0 = 1 + C\rho_0 + C_d.$$

ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Критерий Π , определяющий режим распространения фронта горения (послойный или поверхностный), впервые был введен в [2], а его теоретический вывод представлен в [8]. При выводе критерия Π сделаны следующие допущения:

1) зона реакции рассматривается как поверхность, отделяющая область продуктов от области исходных реагентов и движущаяся с постоянной скоростью ω ;

2) начальное давление предполагается много меньше «стехиометрического» ($P_0 \ll 1$),

т. е. в порах шихты в начальном состоянии содержится незначительное количество газа, много меньше необходимого для полного превращения твердого реагента;

3) зона прогрева перед фронтом считается узкой по сравнению с зоной фильтрации, что позволяет свести задачу к рассмотрению изотермической ($\theta = \text{const}$) фильтрации газа через исходную смесь навстречу фронту.

При этих предположениях для послойного режима горения минимальное давление, достигаемое во фронте реакции на оси образца, вычисляется по формуле

$$P_{\min} = P(0, 0) = P_0 \sqrt{1 - \Pi}, \\ \Pi = \frac{16G}{\pi^2} \frac{\omega h}{K_f P_0^2}. \quad (11)$$

Здесь константа G является суммой ряда [9]:

$$G = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \approx 0,916.$$

Поскольку физический смысл имеют значения $P > 0$, из (11) следует, что послойный режим горения (предполагаемый изначально) имеет место только при $\Pi < 1$. В случае $\Pi > 1$ возникает поверхностный режим горения. Согласно [8] границу между послойным и поверхностным режимами горения будем определять из условия обращения в нуль давления на оси образца:

$$P(0, 0) = 0. \quad (12)$$

Выясним физический смысл критерия Π и покажем, что качественно его можно получить из следующих простых соображений. Для осуществления послойного режима горения поток окислителя к фронту горения ($-\rho_0 v_f$), обеспечиваемый фильтрацией для данных условий синтеза, должен быть не меньше массовой скорости потребления окислителя во фронте реакции ($\mu\omega$), необходимой для полного превращения твердого реагента:

$$\mu\omega \leq -\rho_0 v_f. \quad (13)$$

На пределе послойного горения, когда во фронте реакции на оси образца давление падает до нуля, согласно закону Дарси (4) скорость фильтрации (по порядку величины) определяется по формуле

$$v_f \sim -K_f P_0/h. \quad (14)$$

Из уравнения состояния (5) следует

$$\rho_0 = \mu P_0. \quad (15)$$

Подставляя (14), (15) в (13), получаем

$$\omega h / K_f P_0 \leq 1. \quad (16)$$

Сравнивая (16) и (11), замечаем, что (16) отличается от (11) только численным множителем порядка единицы ($N \equiv 16G/\pi^2 \approx 1,485$). Таким образом, по физическому смыслу критерий П представляет собой отношение стехиометрической массовой скорости потребления окислителя во фронте реакции к массовой скорости подвода окислителя, обеспечиваемой фильтрацией для данных условий синтеза.

Используем такой же подход для анализа неизотермической фильтрации при достаточно высоком начальном давлении газа, т. е. откажемся от предположений $P_0 \ll 1$ и $\theta = \text{const}$, сделанных при выводе критерия П. Повышение температуры газа в зоне прогрева волны горения приводит к уменьшению массового потока газа к фронту реакции. При большой проницаемости образца влияние зоны прогрева на режим горения несущественно. При малой проницаемости прогрев газа приводит к возникновению максимума давления ($P_{\text{max}} > P_0$) перед фронтом горения, что оказывает решающее влияние на течение газа в образце. Одномерные режимы послойного горения при наличии максимума давления рассмотрены в [10]. В одномерном приближении, когда отсутствует газообмен с окружающей средой, в системе координат, связанной с волной горения, поток газа всегда направлен к фронту горения, несмотря на наличие максимума давления. И как следствие этого, при $P_0 > 1$ всегда реализуется послойный режим горения с полным превращением твердого реагента. В рассматриваемом двумерном приближении ситуация принципиально другая. Рост давления перед фронтом горения выше начального приводит к истечению газа через боковую поверхность образца. Поэтому условие $P_0 > 1$ не является достаточным для послойного горения. Поток газа $\mu\omega$, необходимый для полного превращения твердого реагента во фронте горения, достигается за счет потока оставшейся части газа, изначально содержащегося в порах образца $\omega\rho_0$, после отвода другой его части через боковую поверхность образца фильтрационным потоком $\rho_0 v_f$:

$$\mu\omega \sim \rho_0\omega - \rho_0 v_f. \quad (17)$$

При этом скорость фильтрации газа из образца (по порядку величины) определяется по формуле

$$v_f \sim K_f \frac{P_b - P_0}{h}, \quad (18)$$

где P_b — давление в зоне прогрева на оси образца. В качестве выражения для P_b можно использовать приближенное решение, приведенное в [10] для оценки максимального давления. Основной член этого решения (с точки зрения значений параметров, представляющих физический интерес) в наших обозначениях имеет вид

$$P_b = \gamma \sqrt{\frac{P_0}{K_f C_\mu \beta (\gamma - \beta)}}. \quad (19)$$

Подставляя (18), (15) в (17), имеем соотношение, определяющее границу, разделяющую области существования послойного и поверхностного режимов горения:

$$\frac{\omega h (1 - P_0)}{K_f P_0 (P_0 - P_b)} \approx 1. \quad (20)$$

При $K_f \gg 1$ и $P_0 \ll 1$ левая часть соотношения (20) с точностью до численного множителя N совпадает с выражением (11) для П. Для сопоставления с численными расчетами учтем численный множитель N , а значение ω получим согласно (10). Окончательно общее выражение для критерия, определяющего режим горения (поверхностный или послойный), запишем в следующем виде:

$$SL = \frac{16G}{\pi^2} \frac{\omega h (1 - P_0)}{K_f P_0 (P_0 - P_b)}. \quad (21)$$

(Название критерия SL образовано из первых букв английского названия режимов горения surface or layer-by-layer mode). Поверхностный режим реализуется при $SL > 1$, послойный режим — при $SL < 1$. Из вывода критерия SL следует, что область применения ранее известного критерия П ограничена неравенствами $P_0 \ll 1$, $K_f \gg 1$, в то время как критерий SL можно использовать при произвольных значениях начального давления и коэффициента фильтрации.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Определение границ областей существования различных режимов горения в пространстве контролирующих параметров системы обусловило необходимость усовершенствования расчетного алгоритма по сравнению с использованным ранее в [5]. Дифференциальные уравнения аппроксимировали сеточными функциями с помощью конечных разностей и решали методом перекрестной прогонки. В качестве пространственной сетки брали описанную в [11] неравномерную, адаптирующуюся к



Рис. 1. Области существования послойного и поверхностного режимов горения:

штриховые линии — численный расчет из условия (12), сплошные — аналитическое решение (SL = 1)

характеру решения двумерную сетку с переменным числом узлов. Удобная при аналитическом решении зависимость с нулевым порядком скорости реакции от давления (7) вызывает определенные трудности при численном анализе. Чтобы обеспечить балансность и согласование источников во всех уравнениях, и в то же время вычислить глубину превращения по неявной схеме, использовали выражение

$$\bar{\eta} - \eta = \frac{F(1 - \eta)}{1 + F}, \quad F = \Delta\tau\gamma \exp \frac{\theta}{1 + \beta\theta},$$

которое следует из (3) и (6). Здесь $\bar{\eta}$ — глубина превращения на верхнем расчетном слое, $\Delta\tau$ — шаг по времени. При прямой прогонке находим три прогоночных коэффициента, два из которых традиционны для уравнения неразрывности без источника, а третий включает в себя источник. При обратной прогонке величина третьего прогоночного коэффициента ограничивалась условием $P > 0$, которое позволяло «подрезать» соответствующим образом функцию тепловыделения. Программа удовлетворяла условиям балансности и обеспечивала учет изменения массы газа в образце (связанного и свободного). Тестирование численных «экспериментов» показало, что для получения физически достоверного решения недостаточно сгущения узлов только в области фронта. Поэтому в критерий, определяющий условия введения или выбрасывания узлов сетки, добавлено требование учета градиента давления.

Основные численные расчеты проведены для следующих значений безразмерных параметров: $\beta = 0,14$; $\gamma = 0,168$; $C = C_d = 1$; $\mu = 0,67$.

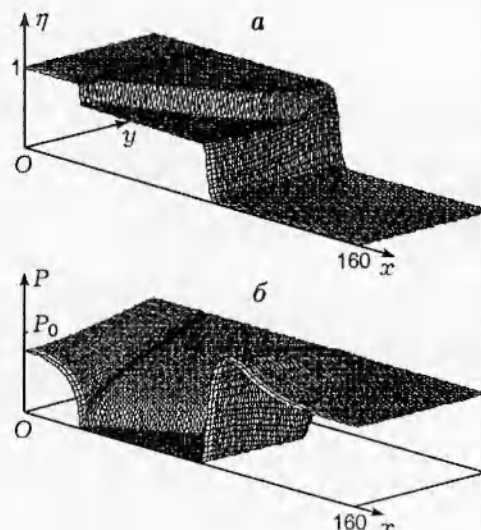


Рис. 2. Профили глубины превращения (а) и давления (б) для поверхностного режима горения при сверхстехиометрическом давлении ($K_f = 0,69$, $P_0 = 1,02$, $h = 20$)

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 представлено разбиение плоскости (K_f , P_0) на области существования послойного и поверхностного режимов горения. Видно удовлетворительное согласие между результатами численных расчетов и приближенного аналитического решения. В области параметров, лежащей справа от кривой, реализуется послойный режим горения, слева от кривой — поверхностный. Напомним, что значение $P_0 = 1$ соответствует «стехиометрическому начальному давлению». Тем не менее существует область сверхстехиометрических давлений, в которой горение происходит в поверхностном режиме, т. е. с неполным превращением реагента во фронте горения в центре образца (рис. 2, а). Это несколько неожиданный результат, поскольку широко распространено мнение, что достижение начального стехиометрического давления однозначно обеспечивает послойный режим горения. Это мнение основано на результатах одномерного анализа, выполненного в [10], где показано, что при сверхстехиометрических давлениях всегда имеет место полное превращение во фронте горения. Другими словами, существование такой области — чисто двумерный эффект. Дело в том, что в этой области параметров перед фронтом горения возникает пик давления (рис. 2, б). Рост давления выше начального приводит к исте-

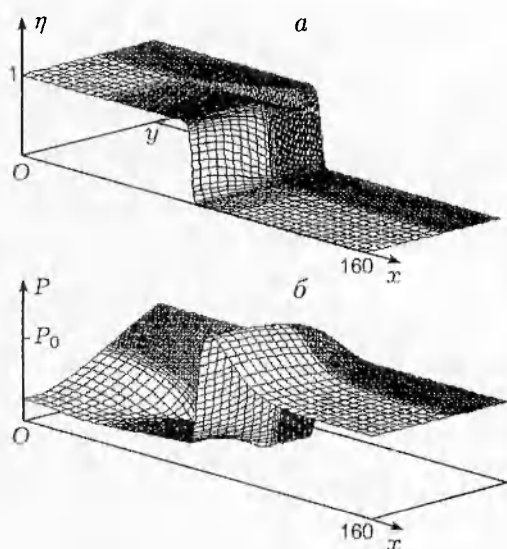


Рис. 3. Профили глубины превращения (а) и давления (б) для бимодального режима горения ($K_f = 0,69$, $P_0 = 1,16$, $h = 40$)

чению газа через боковую поверхность образца. Максимум давления расположен в зоне прогрева и практически полностью блокирует возможность подвода газа извне к фронту реакции в центральной части образца. В результате содержание газа здесь падает ниже стехиометрического и имеет место неполнота превращения реагента, т. е. горение происходит в поверхностном режиме.

В области сверхстехиометрических давлений обнаружен неизвестный ранее режим горения, который мы назвали бимодальным, поскольку он сочетает в себе черты послойного и поверхностного режимов: центральная часть образца горит в послойном режиме, а внешние слои — в поверхностном. Другими словами, неполное превращение во фронте горения наблюдается не в центре образца, как при поверхностном режиме, а в некотором интервале промежуточных значений поперечной координаты (рис. 3,а). Наличие максимума давления (рис. 3,б) здесь также приводит к истечению газа из образца. Но при этом во внешних слоях содержание газа в порах падает ниже стехиометрического, а давление — до нуля, в то время как в центральной области остается достаточное количество газа для полного превращения твердого реагента и давление больше нуля, поскольку путь фильтрации газа из центральной области длиннее. Границу области суще-



Рис. 4. Область существования бимодального режима горения ($h = 40$)

ствования бимодального режима (рис. 4) определяли численно из условия обращения в нуль давления при каком-либо значении поперечной координаты, при этом исключали ось образца ($y = 0$), где давление должно быть больше нуля. Область бимодальных режимов слева примыкает к области поверхностных режимов и занимает как бы часть области послойных режимов (по сравнению с рис. 1). Существует диапазон значений коэффициентов фильтрации (или начальных давлений), при которых могут быть реализованы все три режима горения. Например, для $K_f = 1$ при увеличении начального давления наблюдается последовательная смена режимов: поверхностный — бимодальный — послойный.

Оценим область значений физических параметров, в которой могут наблюдаться бимодальные режимы горения. Стехиометрическое содержание газа в порах образца достигается при давлениях порядка сотен и тысяч атмосфер. Как видно из рис. 4, бимодальные режимы реализуются при сверхстехиометрических давлениях ($P_0 > 1$). При этом значение коэффициента проницаемости образца k_p должно быть достаточно малым, чтобы обеспечить $K_f \approx 1$. Экспериментально измеренные значения k_p для различных СВС-систем лежат в достаточно широком интервале — от 10^{-14} [3] до $10^{-16} \div 10^{-19} \text{ м}^2$ [12]. Используя характерные значения стехиометрического давления $p_* \approx 10^8 \text{ Па}$, а также значения температуропроводности $a \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и вязкости газа $\nu \approx 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, находим, что интервалу $k_p \approx 10^{-14} \div 10^{-19} \text{ м}^2$ соответствует диапа-

зон $K_f \sim 10^{-1} \div 10^4$. Эти оценки показывают принципиальную возможность реализации бимодальных режимов, а также поверхностных режимов горения при сверхстехиометрических давлениях. По-видимому, эти эффекты могут представлять интерес для практики получения плотных материалов с малой пористостью (или беспористых) в газостатах высокого давления.

ВЫВОДЫ

В работе проведен теоретический анализ возможных двумерных режимов фильтрационного горения.

Приближенными аналитическими методами получен новый критерий SL, определяющий режим горения (послойный или поверхностный), который применим в более широкой области параметров, чем ранее известный критерий П. Результаты приближенного аналитического и численного решений удовлетворительно согласуются.

Показано, что при сверхстехиометрических начальных давлениях, т. е. когда в порах образца достаточно газа для полного превращения твердого реагента, существует область параметров, в которой горение происходит в поверхностном режиме.

При численном анализе исходной системы уравнений обнаружен ранее неизвестный режим горения — бимодальный, сочетающий черты послойного и поверхностного режимов.

Построено разбиение плоскости параметров (начальное давление — коэффициент фильтрации) на области существования различных режимов.

Авторы благодарят А. Г. Мержанова за привлечение их внимания к данной проблеме и полезные дискуссии, а также выражают признательность И. П. Боровинской за интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-32574).

ЛИТЕРАТУРА

1. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. Режимы послойного фильтрацион-

- ного горения пористых металлов // Докл. АН СССР. 1974. Т. 215, № 3. С. 612–615.
2. Мержанов А. Г., Боровинская И. П., Володин Ю. Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. 1972. Т. 206, № 4. С. 905–908.
3. Боровинская И. П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез нитридов: Дис. ... канд. хим. наук. Черногловка, 1972.
4. Алдушин А. П. Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах / Под ред. Ю. Ш. Матроса. Новосибирск: Наука, 1988. С. 52–71.
5. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г., Шкадинский К. Г. Поверхностное горение пористых конденсированных веществ с конденсированными продуктами // Химическая физика процессов горения. Горение конденсированных и гетерогенных систем: Материалы VI Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черногловка, 1980. С. 99–103.
6. Merzhanov A. G. Ten research direction in the future of SHS // Intern. J. SHS. 1995. V. 4, N 4. P. 323–350.
7. Грачев В. В., Ивлева Т. П. Фильтрационное горение в замкнутом объеме реактора // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 34–43.
8. Алдушин А. П. Теоретическое исследование горения гетерогенных систем с твердофазными продуктами реакции: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Черногловка, 1974.
9. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981.
10. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Сеплярский Б. С. К теории фильтрационного горения металлов // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 3. С. 323–332.
11. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Алгоритм построения подвижной, неравномерной, адаптирующейся к решению расчетной сетки // Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР. 1979. № 1(27). С. 18–19.
12. Мукасян А. С. Закономерности и механизм горения кремния и бора в газообразном азоте: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Черногловка, 1985.

Поступила в редакцию 29/1 1998 г.