

4. Скорород В. В. Реологические основы теории спекания.— Киев: Наук. думка, 1972.— 149 с.
5. Смоляков В. К. Горение гетерогенных систем, образующих конденсированные продукты, в условиях макроструктурных превращений.— Тюмень, 1990.— 44 с.— Деп. в ВИНТИ 27.06.1990, № 3672-В90.
6. Алдушин А. П., Ивлева Т. П. и др. Распространение фронта горения в пористых металлических образцах при фильтрации окислителя // Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.— С. 245—252.
7. Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984.— 163 с.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.— 492 с.
9. Смоляков В. К. Влияние структурных изменений на горение прессовок металлических порошков в газе // ФГВ.— 1988.— 24, № 3.— С. 18—26.
10. Филоенко А. К., Бунин В. А., Вершинников В. И. Особенность зависимости скорости горения от диаметра для некоторых безгазовых составов // Хим. физика.— 1982.— № 2.— С. 260—264.

г. Новокузнецк

Поступила в редакцию 16/IV 1991,
после доработки — 8/VIII 1991

УДК 536.46 : 532.5 : 621.762

Л. М. Буцацкий, С. И. Худяев, Г. В. Шкадинская

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОШКОВОГО МАТЕРИАЛА В УСЛОВИЯХ ПРЕССОВАНИЯ

Численно решается сформулированная задача о распространении волны горения по пористому порошковому материалу, находящемуся под внешним механическим давлением. Показаны возможности существования различных типов волны изменения пористости, распространяющейся вслед за волной горения. Пористость в такой волне в зависимости от отношения характерных времен реакции и уплотнения может возрастать, уменьшаться, иметь один или два экстремума, поэтому возможны различные типы структуры волны изменения вязкости. При малых давлениях наблюдается режим «отрыва» в пространстве процесса уплотнения от быстро бегущей тепловой волны. Установлен факт стабилизации неустойчивого горения приложением внешнего постоянного во времени давления.

Настоящая работа посвящена численному исследованию задачи о распространении волны горения по порошковому материалу, находящемуся под внешним давлением. Подробно описанная в [1] формулировка модели учитывает наиболее существенные черты изучаемого процесса: изменение реологического поведения исходной шихты и продуктов реакции в различных температурных зонах, зависимость этих свойств, а также теплопроводности λ и плотности ρ образца от пористости, малость критериев Le и Re . С учетом сделанных предположений и допущений система уравнений для расчетов выглядит следующим образом:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - c\rho v \frac{\partial T}{\partial z} + Q\Phi(a, T), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (a\rho) + \frac{\partial}{\partial z} (a\rho v) = -\Phi(a, T) = -k_0 \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \varphi(a), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\sigma_z = \eta(a, T) \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\rho = (1 - \Pi) [a/R_1 + (1 - a)/R_2]^{-1}, \quad (6)$$

$$\lambda = \lambda_0 \psi(\Pi); \quad \psi(\Pi) = (1 - \Pi + \Pi_0)^\alpha - \Pi_0, \quad (7)$$

$$\eta = \eta_0 \exp\left(\frac{E_2}{RT}\right) f(\Pi), \quad f(\Pi) = \frac{(1 - \Pi + \Pi_0)^m - \Pi_0}{(1 - \Pi) (\Pi/\Pi_0)^k}$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} t = 0 : H = H_0, \Pi = \Pi_0, a = 1, T = T_0, \\ z = 0 : a = 1, T = T_0, v = 0, \\ z = H : a = 0, \partial T / \partial z = 0, \sigma_z = -N. \end{aligned} \quad (8)$$

В (1)–(8) T — температура; τ — время; c — теплоемкость; Q — тепловой эффект реакции; E_1 — энергия активации; k_0 — предэкспонент; \bar{k} — универсальная газовая постоянная; λ_0 — теплопроводность материала в беспористом состоянии; η_0 — константа; H, H_0 — начальная и текущая высота образца; E_2 — энергия активации высокотемпературного деформирования. Константы α, m, k полагаем целыми числами, нулевые значения какой-либо из них означают отсутствие зависимости от пористости. Выражения (7) подобраны так, чтобы λ и η не зависели от значений α, m, k при начальной пористости $\Pi = \Pi_0$; σ_z — осяевая компонента тензора напряжений; η — некоторая эффективная величина (вязкость), характеризующая способность образовавшейся пористой массы сопротивляться изменениям объема и формы. Величина η зависит от концентрации, температуры и пористости, однако в настоящем рассмотрении, как и в [1], учитываются наиболее сильные из этих зависимостей: экспоненциальное падение с ростом температуры и резкое возрастание при приближении к беспористому состоянию.

В задачи численного анализа исходной системы (1)–(8) входило выявление нестационарных особенностей распространения волны уплотнения как в условиях устойчивого, так и неустойчивого горения, оценка влияния на этот процесс отношения энергий активации реакции и высокотемпературного деформирования $\delta = E_2/E_1$, порядка реакции n , степени зависимости реологических свойств от пористости (m, k) и других, а также проверка результатов квазистационарного приближения [1].

Для численного решения системы (1)–(8) вводили следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\begin{aligned} \Theta = \frac{T_* - T}{T_* - T_0}, \quad x = \frac{z}{H_0}, \quad \omega = \frac{vN}{H_0 \eta_*}, \quad \beta = \frac{RT_*}{E_2}, \\ \gamma = \frac{RT_*^2}{(T_* - T_0) E_2}, \quad \alpha = \frac{c f_0 w^2}{\gamma \lambda_0 k_*}, \quad \kappa = \frac{N \rho_0}{\eta_* k_*}, \\ \mu = \rho_2 / \rho_1 - 1, \quad \eta_* = \eta_0 \exp(E_1 / RT_*), \quad k_* = k_0 \exp(-E_2 / RT_*). \end{aligned}$$

Параметр α выбирался равным 0 или 1, $k = 1$; m варьировали от 0 до 3.

При расчетах использована методика, изложенная в [2]. Поскольку в данной задаче имеются существенные различные характерные размеры (длина образца, ширина фронта горения и др.), применялась программа INDEX [3], реализующая алгоритм адаптирующейся к решению переменной пространственной сетки. Схема решения следующая: в начальный момент времени $\tau = 0$ выбирается равномерная по пространству сетка с узлами x_1, x_2, \dots, x_n , в которых задаются начальные величины $\rho^0(x_i), a^0(x_i), \Theta^0(x_i), \Pi^0(x_i)$ и по ним определяются $\eta^0(x_i), (\partial u / \partial x)^0(x_i), u^0(x_i)$. Переход от k -го временного слоя к $(k+1)$ -му осуществляется по разностным уравнениям и формулам, аппроксимирующим систему дифференциальных уравнений и запись которых не представляет особых трудностей. Шаг по времени выбирался из условия малости изменения быстро меняющихся от слоя к слою функций a_i и ρ_i . Сначала решается уравнение для ρ , в котором η берется с нижнего k -го слоя, затем для a , где Θ берется также с нижнего слоя, после этого находят пористость Π и подвижная координата x на $(k+1)$ -м слое, затем вычисляются температура Θ_i^{k+1} , вязкость η_i^{k+1} , градиент скорости $(\partial u / \partial x)_i^{k+1}$ и скорость u_i^{k+1} .

Отметим прежде всего, что численные расчеты в широком диапазоне значений параметров модели подтвердили основные результаты качественного анализа квазистационарного приближения, проведенного в [1].

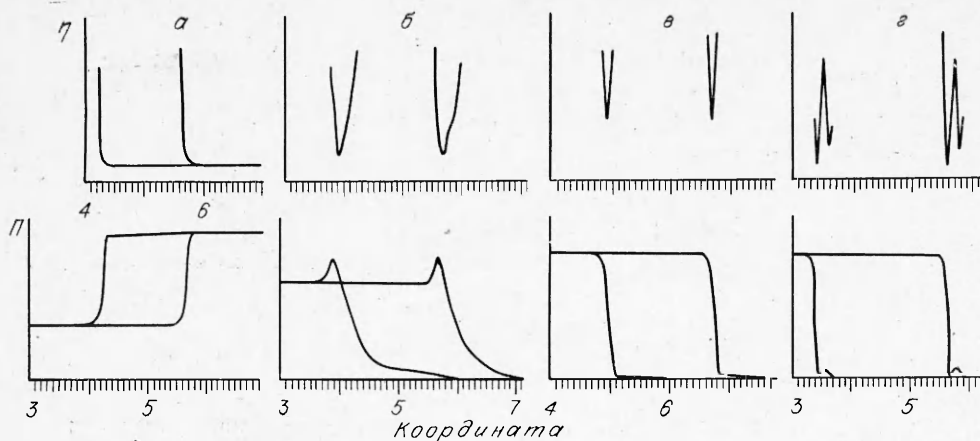


Рис. 1. Пространственные профили пористости и вязкости для двух моментов времени при различном внешнем давлении в режиме «управления»; $\kappa = 0$ (а), 0,1 (б), 1,0 (в), 10 (г).

Описанные структуры волны изменения пористости (с возрастанием, убыванием или с экстремумом) нашли подтверждение в расчетах при не очень больших и не очень малых значениях κ . Причем тип волны точно определяется соотношением (23) из [1] между κ и μ :

$$\kappa < \mu / (\mu + 1).$$

Вместе с тем расчеты позволили дополнить картину, поскольку значения пористости не были ограничены только зоной горения, а рассчитывались по всей длине образца.

На рис. 1 для двух соседних моментов времени приведены различные типы структур волны изменения пористости, распространяющейся вдали от границ образца с постоянной скоростью. С увеличением приложенного давления возрастающая в зоне реакции пористость приобретает сначала максимум (рис. 1, б), затем переходит в монотонно убывающую (рис. 1, в) и при больших κ при выходе из зоны горения отмечается очень небольшой локальный максимум (рис. 1, г). Появление последнего объясняется, по-видимому, тем, что большое давление очень быстро «задавливает» образующуюся в результате реакции пористость (напомним, что рассматривается случай более плотных продуктов реакции по сравнению с исходной шихтой: $\mu > 0$). Однако этот процесс замедляется вследствие очень сильного возрастания сопротивления сжатию (объемной вязкости) при малых значениях пористости. В этот момент и происходит ее незначительное возрастание. За зоной реакции, когда источник образования пористости отсутствует, она вновь уменьшается.

На рис. 1 показаны возможные пространственные профили значений эффективной вязкости η . Левая ветвь кривой отвечает падению сопротивления деформированию в силу резкого возрастания температуры. Правая ветвь относится к практически изотермическому процессу и отражает зависимость реологических свойств от пористости Π . Если она увеличивается, то вязкость продолжает падать, но уже не так резко (см. рис. 1, а). Уменьшение Π приводит к возрастанию η , причем чем сильнее падение, тем резче рост (см. рис. 1, б, в). Локальный максимум вязкости (см. рис. 1, г) обусловлен описанным выше небольшим возрастанием пористости и последующим ее падением за зоной реакции.

Во всех приведенных на рис. 1 случаях волна изменения пористости перемещается справа налево со скоростью, равной скорости горения образца, последняя же зависит от величины κ . По аналогии с распространением зоны горения двух последовательных реакций [4, 5] такой режим можно назвать режимом управления, понимая при этом, что скорость уплотнения определяется скоростью горения, которая, в свою очередь, зависит от величины приложенного давления.

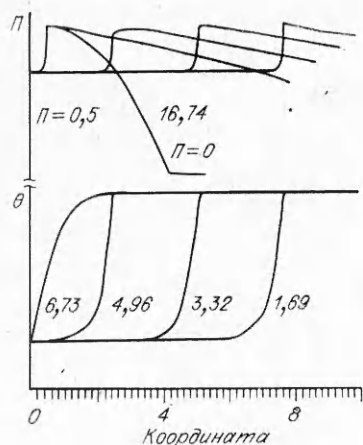


Рис. 2. Пространственные профили температуры и пористости в режиме отрыва. Цифры у кривых — безразмерное время. Дополнительный профиль пористости отвечает времени и состоянию окончания процесса.

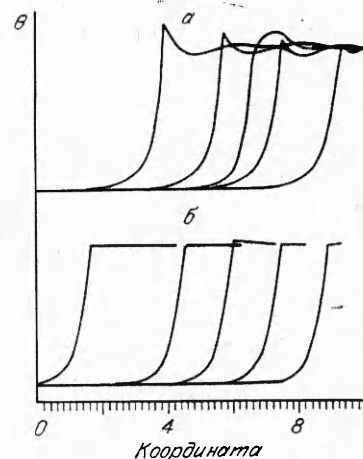


Рис. 3. Стабилизация неустойчивых режимов горения (а) приложением внешнего давления (б).

Однако при достаточно малых κ наблюдается режим, изображенный на рис. 2 и по аналогии с [4, 5] названный режимом отрыва. Для него характерно быстрое прохождение по образцу фронта горения и медленное уплотнение продуктов горения. К такому режиму начиная с некоторого момента времени могут быть применены ранее полученные результаты по изотермическому горячему прессованию с однородной [6] или неоднородной пористостью [2].

Один из интересных вопросов, ответ на который находится только в результате численных экспериментов, — расчет скорости распространения пространственных профилей температуры, пористости, вязкости и сопоставления их со скоростью перемещения верхнего торца образца и скоростью предельно уплотненного слоя.

Многочисленные расчеты показали, что координата минимума вязкости совпадает с координатой температурного фронта и перемещается с ней с одинаковой скоростью. В то же время координата верхнего края образца отстает от них по скорости. Наибольшая величина отставания наблюдается при малых κ , с его ростом эти значения сближаются. Отставание уплотнения материала по сравнению с его горением означает, что процесс прессования горячей порошковой заготовки всегда нестационарен: если начало координат поместить на ее верхний торец, то фронт горения всегда будет «убегать» от него.

В [1] в рамках квазистационарного подхода показано, что один из механизмов повышения скорости горения в условиях прессования можно записать в виде $N \rightarrow \Pi \rightarrow \lambda - \omega$ (давление вызывает уменьшение пористости, что влечет за собой рост коэффициента теплопроводности и соответствующий рост скорости горения). Однако там же показано, что этот механизм не единственный, о чем свидетельствовало расхождение при больших κ теоретической и расчетной зависимости $\Omega(\kappa)$ в отсутствие зависимости $\lambda(\Pi)$ (см. [1], рис. 3).

Неединственность описанного механизма влияния давления на скорость горения подтверждается и другими расчетами, в частности, обнаружением факта стабилизации неустойчивых режимов горения приложением внешнего давления. На рис. 3 приведены расчеты температурных профилей для $\beta = 0,15$ и $\gamma = 0,17$ из области неустойчивого горения. Для данных значений параметров условие устойчивости [5]

$$9,1\gamma - 2,5\beta > 1$$

не выполняется. Приложение внешнего давления $\kappa = 0,4$ приводит к

сглаживанию не только амплитуды колебаний, но и их частоты.

Возможно, что предполагаемый механизм связан с нестационарными особенностями протекания процесса и здесь приложение внешнего постоянного во времени давления играет свою стабилизирующую роль, сначала в отношении гидродинамических переменных u , ρ , а затем и остальных. Расчеты показали слабое влияние таких факторов, как δ , n , m и k . Они лишь незначительно изменяют полученные результаты. Тем самым сформулированная модель (1)–(8) и ее квазистационарное приближение учитывают наиболее важные факторы рассматриваемого процесса, что позволило проанализировать условия существования и распространения различных типов волны изменения пористости и нестационарные особенности взаимного влияния волн горения и уплотнения.

Отметим, что сама задача родилась как попытка выявить причину повышения скорости горения нагруженных внешним давлением таблеток, состоящих в основном из порошков молибдена и кремния [8]. Приятной неожиданностью было появление в одном сборнике работ [9] и [10]. В последней опубликованы не только количественные экспериментальные данные по зависимости скорости горения системы $Mo + Si$ от внешнего давления, но и эксперименты по стабилизации неустойчивого горения приложением внешнего давления. Результаты настоящей работы находят тем самым свое экспериментальное подтверждение.

Независимо от указанных работ и практически в то же самое время интерес к данной проблеме проявлен авторами [11–13], которые получили интересные результаты по поведению скорости стационарного горения при макроструктурных превращениях в реакционной смеси и различных механизмах реологического поведения продуктов горения в реакционной зоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бучацкий Л. М., Худяев С. И., Шкадинская Г. В. Распространение волны горения по порошковому материалу в условиях прессования // ФГВ.— 1992.— 28, № 1.— С. 58.
2. Бучацкий Л. М., Столин А. М., Худяев С. И. Кинетика изменения распределения плотности при горячем прессовании вязкого пористого тела // Порошковая металлургия.— 1986.— № 9.— С. 37–42.
3. Ивлиева Т. П., Шкадинский К. Г. Алгоритмы построения неравномерной адаптирующейся к решению расчетной сетки // Информационный бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР.— 1979.— № 1.— С. 18–19.
4. Хайкин Б. И., Филоенко А. К., Худяев С. И. Распространение пламени при протекании в газе двух последовательных реакций // ФГВ.— 1968.— 4, № 4.— С. 591–599.
5. Merzhanov A. G., Khaikin V. I. Theory of combustion waves in homogeneous media // Prog. Energy Combust.— 1988.— 14.— P. 1–98.
6. Ковальченко М. С. Теоретические основы горячей обработки пористых материалов давлением.— Киев: Наук. думка, 1980.— 240 с.
7. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // ФГВ.— 1971.— 7, № 1.— С. 19–28.
8. Булаев А. М., Веденеев С. В., Бучацкий Л. М. и др. О механизме структурных превращений в многокомпонентной системе при гетерогенном горении // Там же.— 1990.— 26, № 3.— С. 79–83.
9. Бучацкий Л. М., Худяев С. И., Шкадинская Г. В. Распространение фронта горения и уплотнения в порошковом материале в условиях прессования // Химическая физика горения и взрыва. Проблемы горения и взрыва: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1989.— С. 15–18.
10. Саркисян А. Р., Саркисян М. М., Харатян С. Л. и др. Особенности горения смесей порошков молибдена с кремнием при приложении давления // Там же.— С. 14–15.
11. Смоляков В. К. К теории горения безгазовых систем в условиях действия постоянной нагрузки // ФГВ.— 1989.— 25, № 5.— С. 69–74.
12. Смоляков В. К. О макроструктурных изменениях при горении безгазовых смесей в пресс-формах // Там же.— 1990.— 26, № 2.— С. 73–79.
13. Смоляков В. К. Макроструктурные превращения в процессах безгазового горения // Там же.— № 3.— С. 55–61.

п. Чернооголовка

*Поступила в редакцию 23/IV 1991,
после доработки — 28/VIII 1991*