

В. К. Смоляков

### О МАКРОСТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ ПРИ ГОРЕНИИ БЕЗГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ В ПРЕСС-ФОРМАХ

Совмещение синтеза тугоплавких соединений с прессованием — перспективный прием управления параметрами волны химической реакции и структурными характеристиками продукта. В настоящей работе рассматривается твердофазное горение безгазовой смеси в абсолютно гладкой жесткой пресс-форме под действием постоянной нагрузки. Исходная предварительно спрессованная в холодном состоянии смесь разнородных порошков предполагается абсолютно жесткой, а продукты реакции после уплотнения — несжимаемыми. Принятые допущения и сильная (экспоненциальная) зависимость текучести твердых веществ от температуры позволяют сформулировать стационарную модель процесса. Волна горения, распространяясь от пуансона (спутный режим) или навстречу ему (встречный режим), инициирует уплотнение, которое проходит в нагретой области, перемещающейся по прессовке со скоростью фронта.

Для описания движения вещества в пресс-форме используется широко применяемая в теории горячего прессования модель вязкой сжимаемой жидкости [1—3]

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial z} &= 0, \\ \rho \rho_1 \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \\ \sigma &= \left( \frac{4}{3} \eta + \xi \right) \frac{\partial v}{\partial z},\end{aligned}\quad (1)$$

где  $\eta = \eta_1 \rho^2$ ,  $\xi = 4\eta_1 \rho^3 / 3(1 - \rho)$  — коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости;  $\rho_1$ ,  $\eta_1$  — плотность и вязкость несжимаемой основы;  $\rho$  — относительная плотность;  $v$  — скорость;  $\sigma$  — осевая компонента тензора напряжений.

Уравнение теплопроводности прессовки без учета теплотерь в стенке пресс-формы

$$c \rho \rho_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) - c \rho \rho_1 v \frac{\partial T}{\partial z} + \rho \rho_1 Q \Phi + \sigma \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2)$$

включает кондуктивную и конвективную составляющие, химическое и диссипативное тепловыделение<sup>1</sup>. В (2) приняты следующие обозначения:  $c$  — теплоемкость;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $T$  — температура;  $\lambda = \lambda_0 \psi(\rho)$  — коэффициент теплопроводности образца, значение которого зависит от плотности;  $\lambda_0$  — константа. Скорость химической реакции

$$\Phi = k_* \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) F(\alpha) = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + v \frac{\partial \alpha}{\partial z}, \quad (3)$$

где  $F(\alpha)$  — кинетический закон взаимодействия;  $k(T) = k_* \exp(-E/RT)$ ,  $k_*$ ,  $E$  — константа, предэкспонент и энергия активации химической реакции;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\alpha$  — глубина превращения.

В системе координат, движущейся со скоростью горения смеси в направлении  $-z$ , задача (1) — (3) и граничные условия к ней для спутного

<sup>1</sup> Выражение для диссипативного тепловыделения приближенное. Его вывод [4] основан на допущении, что термодинамические параметры среды связаны соотношением Гиббса и не зависят от вязкости. По форме диссипативный член такой же, как и для несжимаемой жидкости, однако отличается видом тензора вязких напряжений.

режима примут вид

$$\frac{d[\rho(u+v)]}{dz} = 0, \quad (4)$$

$$\rho\rho_1(u+v)\frac{dv}{dz} = \frac{d\sigma}{dz}, \quad (5)$$

$$\sigma = \frac{4}{3} \eta_1 \frac{\rho^2}{1-\rho} \frac{dv}{dz}, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \lambda \frac{dT}{dz} \right) - c\rho\rho_1(u+v) \frac{dT}{dz} + \rho\rho_1 Q \Phi + \sigma \frac{dv}{dz} = 0, \quad (7)$$

$$(u+v) \frac{d\alpha}{dz} = k(T) F(\alpha), \quad (8)$$

$$z = -\infty: T = T_0, \alpha = 0, v = 0, \rho = \rho_0, \quad (9)$$

$$z = \infty: dT/dz = 0, \alpha = 1, \sigma = -N,$$

где  $\rho_0, T_0$  — начальные плотность и температура;  $N$  — усилие прессования в направлении  $-z$ . Неизвестными величинами, подлежащими определению, являются нормальная скорость горения и конечная плотность  $\rho_k$ .

Вязкость конденсированных систем велика, поэтому с точностью до величины  $\lambda_0/c\eta_1(T_r)$  ( $T_r$  — температура горения) уравнение движения (5) можно заменить уравнением равновесия

$$d\sigma/dz = 0. \quad (10)$$

Подобное допущение справедливо для  $\eta_1(T_r) > a\rho_1$ . Так как коэффициент температуропроводности  $a = \lambda_0/c\rho_1 \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\rho_1 \approx 10^4 \text{ кг/м}^3$ , то коэффициент вязкости должен быть больше  $0,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$ . Указанная оценка получается при переходе к характерным для задачи безразмерным переменным  $\xi = z/c\rho_1/\lambda_0$ ,  $\omega^2 = u^2 c\rho_1/(\lambda_0 k(T_r))$ ,  $s = 3\sigma/(4\eta_1(T_r)k(T_r))$ . В соответствии с (9) решение (10) дает  $\sigma = -N$ . Уравнение химической реакции и реологическое соотношение с использованием интеграла уравнения неразрывности

$$\rho(u+v) = \rho_0 u = \rho_k(u+v_n), \quad (11)$$

где  $v_n$  — скорость пуансона;  $\rho_k$  — конечная плотность, примут вид

$$\frac{d\alpha}{dz} = \frac{k(T) T(\alpha) \rho}{\rho_0 u}, \quad (12)$$

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{3N(1-\rho)}{4\eta_1(T)k(T)F(\alpha)\rho}. \quad (13)$$

Поделив (13) на (12), получим уравнение, связывающее локальную плотность прессовки во фронте с глубиной превращения:

$$\frac{d\rho}{d\alpha} = \frac{3N(1-\rho)}{4\eta_1(T)k(T)F(\alpha)\rho}. \quad (14)$$

Чтобы проинтегрировать (14), необходимо определить вязкость, которая для твердых веществ является структурно-чувствительной характеристикой.

Горячее деформирование кристаллических веществ происходит в результате ползучести — процесса, обусловленного движением дислокаций или диффузионным течением. Первый механизм имеет пороговый характер и реализуется при напряжениях больше критического. Диффузионная ползучесть — процесс медленный, имеет непороговый характер, наблюдается в основном при малых нагрузках. В дальнейшем рассматривается более интенсивный дислокационный механизм течения.

При дислокационной ползучести текучесть гетерогенной среды (сuspензии), состоящей из частиц металла и тугоплавких частиц другого реагента и продукта, определяется текучестью металла. Для тугоплавких веществ критическое напряжение сдвига превосходит соответствующую

щее значение для металлов на 2—3 порядка [5]. Для рассматриваемого механизма зависимость между напряжением  $\sigma$  и деформацией  $\varepsilon$  нелинейна. Поэтому при применении модели (1) такие зависимости либо линеаризуют, вводя эффективный коэффициент вязкости [6], либо используют квазилинейное уравнение Хайдука [7], параметры которого найдены из исследований по сопротивлению материалов деформации [8]. Ограничиваясь качественными оценками, рассмотрим кубическую зависимость между напряжением и деформацией [5]

$$\dot{\varepsilon} = \frac{D}{L^2} \left( \frac{\sigma}{G} \right)^2 \frac{\sigma \Omega}{kT},$$

где  $K$  — постоянная Больцмана;  $L$  — характерный размер между источниками и стоками вакансий;  $\Omega$  — атомный объем;  $G$  — модуль сдвига;  $D = D_* \exp(-E_*/RT)$ ,  $D_*$ ,  $E_*$  — коэффициент, предэкспонент и энергия активации объемной самодиффузии. Введем подобно [6] эффективную вязкость

$$\bar{\eta} = \frac{L^2 kT}{\Omega D_*} \left( \frac{G}{\sigma} \right)^2 \exp\left(\frac{E_*}{RT}\right), \quad (15)$$

$\bar{\sigma}$  — среднеквадратичное напряжение, которое при отсутствии трения о стенки пресс-формы, т. е. для однородного напряженного состояния, зависит только от пористости [1]:

$$\bar{\sigma} = \frac{3N}{2\rho} \sqrt{\frac{1-\rho}{\rho}}.$$

Пренебрегая в (15) линейной зависимостью вязкости от температуры по сравнению с экспоненциальной и зависимостью модуля сдвига от температуры<sup>2</sup>, представим вязкость суспензии в следующем виде:

$$\eta_1(T) = \eta_* \exp(E_*/RT) f(\varphi), \quad (16)$$

$$\eta_* = \frac{4L^2 kT_r G_r^2 \rho^3}{9\Omega N^2 (1-\rho)^2} \quad (17)$$

где  $G_r$  — модуль сдвига при температуре горения;  $f(\varphi)$  — функция стесненности, отражающая влияние объемной доли непластичной составляющей  $\varphi$ , которая, в свою очередь, меняется в ходе химического взаимодействия от начального  $\varphi_0$  до конечного  $\varphi_k$  значения:

$$\varphi = \varphi_0(1-\alpha) + \varphi_k \alpha. \quad (18)$$

Для малых коэффициентов наполнения ( $\varphi < 0,4$ ) или качественного анализа функцию стесненности удобно взять в виде [1]

$$f(\varphi) = \frac{1}{1-5\varphi/2}.$$

В процессах технологического горения объемная доля тугоплавкой составляющей изменяется обычно в пределах  $0,3 \leq \varphi \leq 1$ . В этом случае для получения количественных оценок более приемлем другой вид [9]:

$$f(\varphi) = 1 + \frac{3}{1/\varphi - 1/0,52}. \quad (19)$$

Выражение (19) справедливо при  $\varphi < 0,52$ . Начиная с  $\varphi \approx 0,52$ , что соответствует кубической упаковке сфер одного размера, частицы твердой фазы приходят в непосредственное соприкосновение и текучесть суспензии резко уменьшается.

Энергия активации объемной самодиффузии во многих случаях близка к энергии активации химического взаимодействия, лимитируемого гетеродиффузией. Например, для тантала  $E_* = 413,6$  Дж/моль [10],

<sup>2</sup> Произведение  $TC^2$  в (15), рассчитанное для тантала по данным [8], уменьшается с повышением температуры от 1000 до 2700 К в 5,4 раза (соответственно  $G = 2,1 \cdot 10^8$  и  $5,5 \cdot 10^7$  Па).

а энергия активации роста слоя карбида тантала  $E = 418,4$  Дж/моль [11]. Поэтому для простоты вычислений в дальнейшем считаем  $\bar{E}_* = E$ . Наиболее распространенный кинетический закон для твердофазных реакций — параболический ( $F(\alpha) = 1/\alpha$ ) — характеризует диффузионное взаимодействие через слой образующегося продукта. В диффузионном приближении  $k_* = D_0/r_0^2$ , где  $D_0$  — предэкспонент коэффициента гетеродиффузии;  $r_0$  — диффузионный масштаб.

Интегрируя (14) с использованием соотношений (16)–(19) и принятых допущений, получим

$$\begin{aligned} & \frac{(1-\rho)^3}{3} - 2(1-\rho)^2 + 6(1-\rho) - 4 \ln(1-\rho) - \frac{1}{1-\rho} + A = \\ & = \frac{\kappa}{(\varphi_K - \varphi_0)} \left[ 1,52\alpha - (\varphi_K - \varphi_0) \frac{\alpha^2}{2} - \frac{1,52(1+\varphi_0)}{(\varphi_K - \varphi_0)} \ln \left( \frac{1+\varphi_0 + \alpha\varphi_K - \alpha\varphi_0}{\varphi_K - \varphi_0} \right) \right], \\ & \quad \varphi_K \neq \varphi_0, \\ & (1-\rho)^3 - 2(1-\rho)^2 + 6(1-\rho) - 4 \ln(1-\rho) - \frac{1}{1-\rho} + A = \\ & \quad \approx \kappa \left( \frac{0,52 - \varphi_0}{1 + \varphi_0} \right) \frac{\alpha^2}{2}, \quad \varphi_K = \varphi_0, \\ & \quad \kappa = \frac{27\Omega N^3 D_* r_0^2}{16KT_\Gamma G^2 D_0 L^2}. \end{aligned}$$

Эти выражения приближенно можно представить в виде

$$\begin{aligned} & 12(\rho - \rho_0) - (\rho^2 - \rho_0^2) - (\rho^3 - \rho_0^3) \approx \\ & \approx \frac{3\kappa}{(\varphi_K - \varphi_0)} \left[ 1,52\alpha - (\varphi_K - \varphi_0) \frac{\alpha^2}{2} - \frac{1,52(1+\varphi_0)}{(\varphi_K - \varphi_0)} \ln \left( \frac{1+\varphi_0 + \alpha\varphi_K - \alpha\varphi_0}{1+\varphi_0} \right) \right], \quad (20) \end{aligned}$$

$$12(\rho - \rho_0) - (\rho^2 - \rho_0^2) - (\rho^3 - \rho_0^3) \approx \frac{3\kappa}{2} \left( \frac{0,52 - \varphi_0}{1 + \varphi_0} \right) \alpha^2, \quad (21)$$

где постоянная интегрирования  $A$  найдена из условия  $\alpha = 0$ :  $\rho = \rho_0$ . Если при заданных  $\varphi_0$ ,  $\varphi_K$  неравенство

$$0,52 - \varphi_0 - \alpha(\varphi_K - \varphi_0) > 0 \quad (22)$$

справедливо для всех  $0 \leq \alpha \leq 1$ , то  $\rho_K \approx 1^3$ . В зависимости от кинетических параметров и нагрузки компактирование смеси заканчивается в зоне химического превращения или за фронтом горения (в реальных условиях проведения экспериментов при наличии определенного уровня теплопотерь максимального уплотнения может не произойти).

В первом случае глубина превращения  $\alpha_K$ , при которой заканчивается уплотнение, определяется уравнениями (20), (21), в которых нужно положить  $\rho \approx 1$ ,  $\alpha = \alpha_K$ . Во втором — кинетика уплотнения за фронтом описывается следующим из (13) выражением:

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{N(1-\rho)(0,52 - \varphi_K)}{2,08\mu\rho_0(1+\varphi_K)\eta_*} \exp\left(-\frac{E_*}{RT_\Gamma}\right), \quad (23)$$

которое подобно полученному в [1] для одностороннего прессования в изотермических условиях и решается так:

$$\rho \approx \rho_* + \frac{N(0,52 - \varphi_K)z}{2\mu\rho_0(1+\varphi_K)\eta_*} \exp\left(-\frac{E_*}{RT_\Gamma}\right),$$

где  $\rho_*$  — плотность, достигнутая к моменту завершения химического превращения ( $z = 0$ ). Она находится из (20) или (21) при подстановке  $\rho =$

<sup>3</sup> Модель (1) несправедлива при  $\rho = 1$ , поэтому здесь и в дальнейшем при анализе максимальных уплотнений равенств  $\rho_K \approx 1$  носит приближенный характер.

$= \rho_*$ ,  $\alpha = 1$ . В рассматриваемом случае размер области структурных изменений превосходит ширину фронта.

Если, начиная с некоторой глубины превращения  $\alpha_*$ , условие (22) не выполняется, суспензия теряет текучесть. Соответствующая критическому значению глубины превращения

$$\alpha_* = \frac{0,52 - \varphi_0}{\varphi_k - \varphi_0}$$

плотность  $\rho_k$  определяется уравнением

$$12(\rho_k - \rho_0) - (\rho_k^2 - \rho_0^2) - (\rho_k^3 - \rho_0^3) = 3\kappa f_1,$$

$$f_1 = \left[ \frac{(0,52 - \varphi_0)(2,52 + \varphi_0)}{2} - 1,52(1 + \varphi_0) \ln \left( \frac{1,52}{1 + \varphi_0} \right) \right] (\varphi_k - \varphi_0)^{-2}.$$

Максимальная плотность ( $\rho_k \approx 1$ ) достигается при

$$N^3 \geq \frac{96KT_\Gamma L^2 G (10 - 12\rho_0 + \rho_0^2 + \rho_0^3) D_0}{27\Omega D_* r_0^2 f_1}. \quad (24)$$

Выражение (24) можно рассматривать как соотношение между характерными временами химической реакции  $\tau_x = r_0^2/D_0$  и вязкого течения под нагрузкой

$$\tau_v = \frac{96KT_\Gamma L^2 G^2 (10 - 12\rho_0 + \rho_0^2 + \rho_0^3)}{27\Omega D_* N^3 f_1}.$$

Условию компактирования отвечает  $\tau_x \geq \tau_v$ . В этом случае уплотнение завершается в зоне малых глубин превращения; область макроструктурных изменений меньше ширины фронта.

В качестве иллюстрации использования полученного соотношения оценим величину нагрузки, при которой уплотняется горящая в пресс-форме смесь тантала с углеродом. Принимая  $\varphi \approx 0,3$ ,  $\varphi_k = 1$ ,  $\Omega = 1,34 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$  [10],  $T_\Gamma = 2700 \text{ К}$  [12],  $D_* = 1,24 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$  [10],  $D_0 = 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  [11],  $G_\Gamma = 5,5 \cdot 10^7 \text{ Па}$  [8],  $\rho_0 = 0,6$ ,  $L \approx r_0$ , из (24) получим, что уплотнение возможно для  $N \geq 8,4 \cdot 10^8 \text{ Па}$ . Учет стесненности дает при оценке усилия прессования порядок  $f_1 \approx 1,26 \cdot 10^{-3}$ . Эффективная вязкость при температуре горения и найденной нагрузке для частиц тантала  $L = 10^{-5} \div 10^{-6} \text{ м}$  и  $\rho = 0,6$  составляет  $2,4 \cdot 10^4 \text{ Па} \cdot \text{с}$ . Полученная оценка апостериори подтверждает справедливость пренебрежения инерционным членом в (5).

Значение  $N$  в некоторых случаях может превосходить критическое напряжение сдвига тугоплавкого продукта, поэтому уплотнение возможно и для  $\varphi \geq 0,52$ . Однако скорость такого процесса в силу того, что модуль сдвига тугоплавких соединений значительно больше, чем металлов, и  $\eta \sim G^2$  (см. (17)), существенно меньше, чем при  $\varphi < 0,52$ , когда текучесть суспензии определяется вязкостью металла.

Отметим еще одно обстоятельство. Величина  $N$ , как в рассмотренном примере, может превышать критическое напряжение сдвига металла при низких температурах и приводить к структурным изменениям в холодной смеси. В силу экспоненциальной зависимости вязкости от температуры (16) такие изменения пренебрежимо малы. Стационарное горение в пресс-форме подобно обычному горению следует рассматривать как «промежуточную асимптотику» [13], когда, с одной стороны, длина прессовки достаточно велика для формирования стационарной структуры, а с другой — достаточно мала, чтобы на процесс не успевали существенно влиять химическое взаимодействие и структурные изменения при низких температурах.

Интегрируя уравнение теплового баланса от  $x$  до  $\infty$ , имеем

$$\lambda_0 \psi(\rho) \frac{dT}{dz} = -c\rho_1 \rho_0 u (T_\Gamma - T) + \rho_1 \rho_0 u Q (1 - \alpha) + \frac{u_0 N(\rho_0 - \rho)}{\rho_K \rho}, \quad (25)$$

$$T_\Gamma = T_0 + \frac{Q}{c} + \frac{N(\rho_K - \rho_0)}{c\rho_0 \rho_1 \rho_K}.$$

Доля диссипативного тепла по отношению к химическому характеризуется величиной  $N(\rho_K - \rho_0)/\rho_0 \rho_1 \rho_K Q$ , которая при нагрузке  $< 10^5$  кг и диаметре образца  $> 0,02$  м не превышает нескольких процентов. (Для системы Та — С при  $\dot{N} = 8,4 \cdot 10^8$  Па эта величина  $\sim 5\%$ .)

Пренебрегая теплом вязкой диссипации и используя представления [14] об узости зоны химической реакции, из (12) и (25) получим скорость горения

$$u^2 = B \left[ \int_0^1 \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha) \rho \psi(\rho)} \right]^{-1}, \quad B = \frac{\lambda_0 R T_\Gamma^2 k(T_\Gamma)}{\rho_1 \rho_0^2 Q E}. \quad (26)$$

В случае потери текучести интеграл в (26) необходимо разбить на два:

$$u^2 = B \left[ \int_0^{\alpha_*} \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha) \rho \psi(\rho)} + \frac{1}{\rho_K \psi(\rho_K)} \int_{\alpha_*}^1 \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha)} \right]^{-1},$$

а в случае полного компактирования во фронте

$$u^2 = B \left[ \int_0^{\alpha_K} \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha) \rho \psi(\rho)} + \frac{1}{\psi(1)} \int_{\alpha_K}^1 \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha)} \right]^{-1}.$$

Максимальная поправка в скорости горения, обусловленная изменением плотности, определяется величиной

$$u/u_0 = \sqrt{\rho_K \psi(\rho_K) / \rho \psi(\rho)},$$

где  $u_0$  — скорость горения в отсутствии структурных изменений.

Рассмотренная задача соответствует совпадающему с направлением прессования горению, спутному. При движении фронта навстречу пуансону (встречному горению) в задаче (1) — (3) необходимо перейти в систему координат, движущуюся со скоростью горения смеси  $u_*$  в направлении  $z$ . Граничные условия имеют вид

$$z = -\infty: \frac{dT}{dz} = 0, \quad v = 0, \quad \rho = \rho_K, \quad \alpha = 1,$$

$$z = \infty: T = T_0, \quad \rho = \rho_0, \quad \alpha = 0, \quad \sigma = -N.$$

Закономерности уплотнения вещества остаются прежними. Скорость горения во встречном режиме

$$u_*^2 = \frac{\lambda_0 R T_\Gamma^2 k(T_\Gamma)}{\rho_1 \rho_K^2 Q E} \left[ \int_0^1 \frac{(1-\alpha) d\alpha}{F(\alpha) \rho \psi(\rho)} \right]^{-1}$$

меньше, чем в спутном, в  $\rho_0/\rho_K$  раз.

В экспериментальной практике измерение скорости горения удобно проводить по скорости движения пуансона. В спутном режиме  $u = v_{\text{п}} \rho_K / (\rho_K - \rho_0)$ , во встречном  $u_* = v_{\text{п}} \rho_0 / (\rho_K - \rho_0)$ .

Таким образом, плотность продуктов и скорость горения можно эффективно регулировать, меняя величину нагрузки. Важное значение при этом имеет объемная доля твердой составляющей и ее изменение в ходе реакции. Скорость горения зависит и от направления нагружения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Скороход В. В. Реологические основы теории спекания.— Киев: Наук. думка, 1972.
2. Ковальченко М. С. Теоретические основы горячей обработки пористых материалов давлением.— Киев: Наук. думка, 1980.
3. Буцацкий Л. М., Столин А. М., Худяев С. И. Уплотнение порошкового материала при неоднородном распределении плотности для различных режимов горячего прессования/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1986.
4. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1983.— Т. 1.
5. Андриевский Р. А. Введение в порошковую металлургию.— Фрунзе: Илим, 1988.
6. Денисенко Э. Т., Май В. К. Порошковая металлургия, 1968, 11, 25.
7. Горохов В. М., Дорошкевич Е. А., Звонарев В. И. и др. Порошковая металлургия, 1987, 2, 34.
8. Хензель А., Шпиттель Т. Расчет энергосиловых параметров в процессах обработки металлов давлением.— М.: Металлургия, 1982.
9. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
10. Смитлз К. Дж. Металлы: Справочник.— М.: Металлургия, 1980.
11. Дергунова В. С., Левинский Ю. В., Шуршаков А. П. и др. Взаимодействие углерода с тугоплавкими металлами.— М.: Металлургия, 1974.
12. Новиков Н. П., Боровинская И. П., Мержанов А. Г./Процессы горения в химической технологии и металлургии.— Черноголовка, 1975.
13. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика.— Л.: Гидрометеиздат, 1982.
14. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

г. Тюмень

Поступила в редакцию 3/VIII 1988,  
после доработки — 24/XI 1988

УДК 621.365.4 : 621.7.011

А. М. Булаев, С. В. Веденеев, Л. М. Буцацкий,  
Ю. А. Гальченко

### СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ГЕТЕРОГЕННОМ ГОРЕНИИ

Материалы на основе дисилицида молибдена широко применяются в качестве защитных покрытий от высокотемпературного окисления и как основа нагревателей, способных длительное время работать при высокой температуре в окислительной среде [1, 2]. Один из наиболее эффективных способов их получения — самораспространяющийся высокотемпературный синтез [3]. К настоящему времени подробно изучены процессы горения, приводящие к синтезу молибдена [4—6], и свойства материалов на его основе с добавками алюминия и его соединений [7]. Однако вопросы формирования конечной структуры целевого продукта, структурных превращений в волне синтеза изучены недостаточно. Актуальность этих исследований возрастает при использовании СВС-технологий прямого получения изделий [8].

Настоящая работа посвящена изучению процесса структурных превращений при горении многокомпонентной системы, первоначально состоящей из порошков молибдена, его триоксида, алюминия и кремния.

Исследование качественных особенностей горения сочетали с изучением используемых смесей по методике остановленных фронтов горения (ОФГ) в клинообразных медных обоймах. Анализ образцов вблизи точки затухания реакции позволил проследить динамику превращений исходного порошка в конечные продукты. Исходную шихту готовили из порошков молибдена МПЧ, кремния Кр-0, триоксида молибдена ЧДА, алюминия АСД-1 и ПА-1. В зависимости от задач порошки Мо и Si исполь-