

УДК 536.46

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ГРАНУЛ $Ti + C$ НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ В ПОТОКЕ АЗОТА

Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков, Т. Г. Лисина, Н. И. Абзалов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мерджанова РАН
142432 Черноголовка, seplb1@mail.ru

Экспериментально исследована зависимость процесса горения гранулированной шихты $Ti + C$ от размеров гранул. Установлено, что скорость горения гранулированной смеси всех фракций, использованных в работе, выше скорости горения порошковой смеси насыпной плотности. Показано, что при уменьшении размера гранул скорость горения шихты в отсутствие газа снижается из-за увеличения количества границ между гранулами на единицу длины образца. Обнаружено сильное влияние потока азота на скорость горения как крупных, так и мелких гранул. Показано, что, в отличие от мелких гранул, для крупных увеличение расхода азота свыше 600 л/ч приводит к переходу в конвективный режим горения. Выполненные исследования свидетельствуют, что, несмотря на структурную аналогию между механоактивированными и гранулированными смесями, соотношение между временем сгорания и временем перехода фронта в гранулированных смесях совершенно другое. Это означает, что закономерности горения гранулированных смесей даже в отсутствие потока газа невозможно объяснить в рамках микрогетерогенной модели.

Ключевые слова: СВС, $Ti + C$, размер гранул, спутный поток газа, конвективный режим, микрогетерогенная модель.

DOI 10.15372/FGV20210107

ВВЕДЕНИЕ

Для прикладных аспектов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) ключевой проблемой является стабильность свойств полученных материалов, которая зависит от воспроизводимости параметров горения. Такие способы стабилизации СВС, как термовакуумная обработка или механоактивация исходных образцов, представляют собой довольно длительные и дорогостоящие процессы [1–3]. Другой подход заключается в гранулировании исходной порошковой смеси [4]. По сравнению с порошками, в гранулированных смесях изменена структура пористой среды, поэтому течение расплава там ограничено размерами отдельных гранул, а сами гранулированные смеси сохраняют высокую газопроницаемость как в процессе горения, так и после его завершения. Применение данного подхода позволяет стабилизировать процесс и фазовый состав продуктов синтеза [5].

Исследование СВС гранулированных систем $Ti + xC$ показало, что в потоке азота уже

при избыточном давлении 1 атм горение протекает в конвективном режиме, который сменяет кондуктивный, предполагающий полный прогрев смеси в волне горения. В конвективном режиме поток активного газа поджигает гранулы с поверхности, обеспечивая более высокую скорость горения, чем следует из расчетов по теории фильтрационного горения [6] и чем наблюдается в потоке инертного газа. В работе [7] показано, что величина потока азота на границе перехода между режимами горения зависит от скорости горения смесей $Ti + xC$ в отсутствие потока газа. В работе [4] показано, что реализация конвективного режима горения зависит от температуры зажигания, т. е. от соотношения глубины прогрева к моменту зажигания и размера гранул. В соответствии с этим увеличение размера гранул должно способствовать переходу в конвективный режим горения. Однако экспериментальные исследования влияния размера гранул на условия реализации конвективного режима горения не проводились.

В настоящей работе для смеси $Ti + C$ получены ответы на вопросы, зависит ли появление конвективного режима от размеров гранул и как влияет изменение размера гранул на

характеристики процесса горения, а также на фазовый и химический состав продуктов синтеза.

ИСХОДНЫЕ РЕАГЕНТЫ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Используемые в данной работе исходные вещества и их краткие характеристики представлены в табл. 1.

Гранулирование составов проводилось следующим образом. Предварительно исходная порошковая смесь перемешивалась в течение 4 ч в смесителе типа «пьяная бочка». Затем к полученной смеси добавляли 4%-й (мас.) раствор поливинилбутирала в этиловом спирте. Образовавшуюся после смешения пастообразную массу протирали через сито, полученные частицы окатывались на вращающейся горизонтальной поверхности для придания им сферической формы. Затем частицы высушивали на воздухе в течение 10 ч и рассеивали на вибросите. В данной работе использовались гранулы фракций $0.4 \div 0.8$, $0.8 \div 1$, $1.4 \div 2$ мм. Поскольку соотношение масс фракций $(0.4 \div 0.6) : (0.6 \div 0.8)$ и $(1.4 \div 1.6) : (1.6 \div 2)$ было примерно $1 : 1$, средний размер гранул d во фракции можно было взять как среднее значение от наибольшего и наименьшего значений в каждой фракции ($d = 0.6, 0.9$ и 1.7 мм). На рис. 1 приведены фотографии гранул разных фракций.

Изучение закономерностей горения выполнялось на оригинальной экспериментальной установке [4]. Установка позволяет реализовать синтез как без продува, так и при продуве газовым потоком, измерять расход и давление газа в процессе горения, а также получать видеозаписи процесса. На основании кадровой обработки видеозаписей рассчитывалась скорость фронта горения. Для исключе-

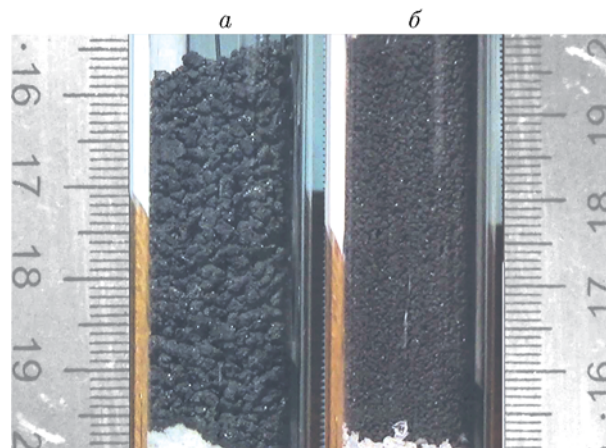


Рис. 1. Фотографии пробирок с гранулами Ti + C различных фракций перед опытами: $a - d = 1.7$ мм, $b - d = 0.6$ мм

ния усадки несгоревшей части засыпки в ходе горения и получения стабильных результатов перед каждым опытом образец продували потоком аргона.

Ряд экспериментов проводился без потока газа, часть опытов — в потоке азота. При синтезе в потоке азота избыточное давление варьировалось от 0.25 до 1 атм с шагом 0.25. При этом расход газа через реактор при 1 атм составлял $\approx 1050 \div 1185$ л/ч в зависимости от размера гранул. Фазовый состав конечного продукта изучали на дифрактометре ДРОН-3М с использованием монохроматического $\text{Cu K}\alpha$ -излучения. Съемку дифрактограмм проводили в режиме шагового сканирования в интервале углов $2\theta = 20 \div 80^\circ$ с шагом съемки 0.2° . Полученные данные анализировали с использованием базы данных PDF-2.

Измерение плотности гранул проводилось объемным способом: в измерительную мензурку засыпали гранулы определенной массы, затем заливали известный объем дистиллированной воды и с помощью вибросита удаляли пузырьки воздуха, что позволяло определить объем гранул и вычислить их плотность. Для исключения возможной погрешности измерений, вызванной проникновением дистиллированной воды внутрь гранул, проводили контрольное измерение, где вместо воды использовался мелкодисперсный (≤ 50 мкм) порошок корунда известного объема. Для полного и равномерного заполнения пор между гранулами порошком корунда измерительную мензурку подвергали вибрации в течение 1 ч. Различие результатов,

Таблица 1
Применяемые вещества и реагенты

Вещество	Марка	Размер частиц, мкм	
		до 50 % (мас.)	до 90 % (мас.)
Титан	ПТМ-1	<34	<54
Сажа	П-803	<2.5	<4
Поливинилбутираль			
Спирт этиловый технический 95 %			

полученных при использовании воды и порошка корунда, находится в пределах погрешности измерений (7 %). Измеренная таким образом плотность составляет 1.9 г/см^3 для гранул всех исследованных фракций. Химический анализ продуктов синтеза проводился методом Кьельдаля.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Скорость горения u смесей с гранулами разных фракций в потоке азота иллюстрирует рис. 2 (кривые 1, 3).

Отметим, что скорости горения гранулированных смесей всех фракций, использованных в работе, выше скорости горения порошковой смеси (11 мм/с), что связано с изменением механизма горения при переходе от порошковой смеси к гранулированной [4]. Эти результаты качественно отличаются от данных работы [8], где при переходе от сплошного образца из $\text{Ti} + 0.6\text{Si}$ к образцу, составленному из пресованных дисков, положенных друг на друга, скорость горения уменьшалась.

Прямыми 2, 4 на рис. 2 показаны результаты расчета скорости горения в потоке азота по теории фильтрационного горения [9], предполагающей полный прогрев гранулированной смеси во фронте горения (кондуктивный режим). В соответствии с этой теорией скорость фронта в спутном потоке газа можно представить в виде

$$u(Q) = u(0) + \Delta u = u(0) + \frac{c_g \rho_g Q}{s c_s \rho_s}. \quad (1)$$

Здесь $u(0)$ — скорость фронта горения в отсутствие потока газа, Q — объемный расход газа через сечение образца s , ρ_g — плотность газа, c_g — удельная теплоемкость втекающего газа, c_s — удельная теплоемкость пористого вещества, ρ_s — насыпная плотность смеси. При расчете скорости горения смесей $\text{Ti} + \text{C}$ в потоке азота использованы следующие данные: $c_g = 1215 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_g = 1.25 \text{ кг/м}^3$, $c_s = 560 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ и экспериментально измеренные параметры $\rho_s = 680 \text{ кг/м}^3$, $s = 2 \text{ см}^2$. Плотность азота и теплоемкость титана взяты при комнатной температуре, поэтому значения скорости, вычисленные по формуле (1), представляют собой оценку сверху. Из рис. 2 видно, что результаты расчета в рамках теории фильтрационного горения дают более низкие скорости горения, чем наблюдались в эксперименте, как для мелкой, так и для крупной фракции гранулированной смеси $\text{Ti}-\text{C}$ в потоке азота. Возможно, как и для ранее исследованной фракции $0.63 \div 1.6 \text{ мм}$, в них происходит переход к конвективному режиму [7].

Как показано на рис. 2, в отсутствие потока газа ($Q = 0$) при увеличении среднего размера гранул с 0.6 до 1.7 мм скорость горения смеси возрастает с 16 до 27 мм/с. Для объяснения этого эффекта будем считать, что полное время прохождения фронта горения по засыпке складывается из времени сгорания вещества гранул и времени передачи горения от гранулы к грануле. Благодаря структуре смеси, конвективный механизм передачи тепла от гранулы к грануле в условиях без потока газа отсутствует [10]. Для дальнейшего анализа важно, что при горении гранулированных смесей, использованных в работе, как без потока, так и в потоке азота гранулы сохраняют свои размеры и не спекаются друг с другом. По аналогии с работой [11], скорость сгорания вещества гранулы примем одной и той же для гранул разных размеров, обозначим ее v_{com} . Сравним глубину зоны прогрева вещества h с размером гранул (табл. 2) трех исследуемых фракций.

Для гранул размером d оценка сверху времени прохождения фронта горения по грануле t (включающего в себя время передачи горения от гранулы к грануле) может быть сделана по экспериментальным значениям скорости горения u :

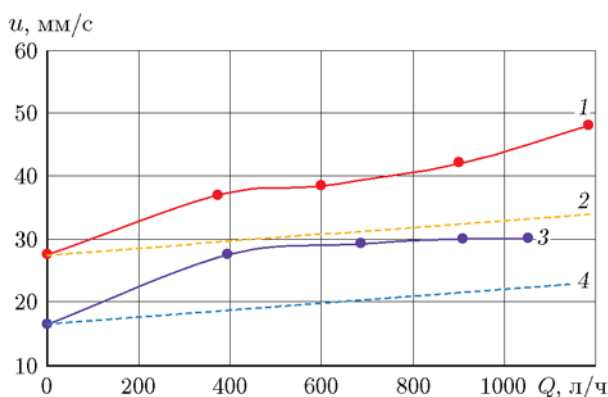


Рис. 2. Скорость горения смеси $\text{Ti} + \text{C}$ в зависимости от расхода газа:

эксперимент, горение в потоке азота: 1 — $d = 1.7 \text{ мм}$, 3 — $d = 0.6 \text{ мм}$; расчет в потоке азота по теории фильтрационного горения: 2 — $d = 1.7 \text{ мм}$, 4 — $d = 0.6 \text{ мм}$

Таблица 2

Параметры горения гранул Ti + C разных фракций в отсутствие потока газа

Номер фракции	d , мм	$u(0)$, мм/с	t , с	h , мм	n	t^* , с	t_{ign} , с
1	0.6	16	0.038	0.19	51	0.0144	0.0236
2	0.9	22	0.041	0.20	34	0.0215	0.0236
3	1.7	27	0.063	0.25	18	0.0406	0.0236

$$t = d/u. \quad (2)$$

Если принять, что время прогрева гранулы порядка t , то можно получить оценку сверху глубины зоны прогрева h :

$$h = \sqrt{at}, \quad (3)$$

где a — температуропроводность смеси. Подставляя в (2), (3) значения d и u из табл. 2 и принимая $a = 10^{-2}$ см²/с [12], получаем, что при изменении размера гранулы от $d_1 = 0.6$ мм до $d_3 = 1.7$ мм глубина прогрева возрастает с $h_1 = 0.19$ мм до $h_3 = 0.24$ мм (табл. 2). Для всех трех фракций $h < d$, следовательно, к моменту зажигания гранула не прогревается полностью. Поэтому время передачи горения от одной гранулы к другой t_{ign} можно положить равным для гранул разных размеров.

На основании имеющихся экспериментальных данных по скорости горения гранул u_1 и u_3 рассчитаем скорость горения вещества гранул v_{com} и время передачи горения t_{ign} . Для удобства вычислений возьмем участок образца длиной $L = 30.6$ мм. На этой длине умещается $n_1 = 51$ гранула размером $d_1 = 0.6$ мм и $n_3 = 18$ гранул размером $d_3 = 1.7$ мм. Количество переходов фронта горения от гранулы к грануле на участке L равно $n - 1$. Выражения для скорости горения фракций 1 и 3 имеют следующий вид:

$$u_1 = L/[t_{com} + (n_1 - 1)t_{ign}] = 16 \text{ мм/с}, \quad (4)$$

$$u_3 = L/[t_{com} + (n_3 - 1)t_{ign}] = 27 \text{ мм/с}, \quad (5)$$

где $t_{com} = L/v_{com}$ — время сгорания вещества гранул (предполагается отсутствие зазора между гранулами). Решив систему уравнений (4), (5), получаем $t_{ign} = 2.36 \cdot 10^{-2}$ с, $t_{com} = 7.3 \cdot 10^{-1}$ с и соответственно $v_{com} = L/t_{com} \approx 42$ мм/с.

Для верификации полученных данных рассчитаем скорость горения u_2^* смеси средней фракции $d_2 = 0.9$ мм, используя полученные

значения t_{ign} и t_{com} . Для этой смеси на длине $L = 30.6$ мм умещается $n_2 = 34$ гранулы. Скорость горения составила

$$u_2^* = L/[t_{com} + (n_2 - 1)t_{ign}] = 20.3 \text{ мм/с}. \quad (6)$$

Это значение отличается от среднего экспериментального $u_2 = 22$ мм/с примерно на 7 %, что меньше экспериментального разброса (10 %). Хорошее количественное совпадение результатов расчета и эксперимента означает справедливость принятых предположений: время воспламенения гранул при контакте не зависит от их размера, скорость горения вещества гранул для всех фракций одинакова.

Сопоставим время передачи горения $t_{ign} = 2.36 \cdot 10^{-2}$ с и расчетное время сгорания одной гранулы $t^* = t_{com}/n$ для разных фракций (см. табл. 2). Для фракции с мелкими гранулами ($d_1 = 0.6$ мм) время передачи горения больше времени сгорания вещества гранулы ($1.44 \cdot 10^{-2}$ с), для крупных гранул ($d_3 = 1.7$ мм) — меньше времени сгорания ($4.06 \cdot 10^{-2}$ с), для средних ($d_2 = 0.9$ мм) время передачи горения и время сгорания вещества гранулы ($2.15 \cdot 10^{-2}$ с) близки.

Сравним закономерности распространения фронта горения в гранулированной смеси и механоактивированной, состоящей из композитных частиц, которые можно считать структурными аналогами гранул. Для композитных частиц (реакционных ячеек), полученных в результате механической активации порошковых смесей Ti + 0.6Si, Ni + Al, экспериментально определенное время сгорания частицы меньше времени передачи горения от частицы к частице на $1 \div 2$ порядка [13, 14]. Этот факт послужил основанием для разработки микрогетерогенной модели горения [15]. Настоящий расчет показал, что, несмотря на аналогию между реакционными ячейками и гранулами, соотношение между временем сгорания гранулы и временем передачи горения в исследованных смесях совершенно другое. Это означает, что законо-

мерности горения гранулированных смесей даже в отсутствие потока газа невозможно объяснить в рамках микрогетерогенной модели, в которой скорость распространения горения определяется временем передачи горения от ячейки к ячейке.

Проанализируем зависимость прибавки скорости горения $\Delta u = u(Q) - u(0)$ для двух фракций в зависимости от расхода спутного потока азота (рис. 3).

На рис. 3 видно, что наиболее резкий прирост скорости горения приходится на область $0 < Q < 350 \div 400$ л/ч (перепад давления 0.25 атм) как для мелких, так и для крупных гранул. Можно предположить, что этот эффект имеет одну и ту же природу и связан с поджатием исходной смеси потоком фильтрующегося газа, в результате которого сокращается время передачи горения от гранулы к грануле. Ранее подобное явление наблюдалось в работах [11, 16].

Для проверки справедливости данного предположения проведем расчет скорости горения в азоте образца длиной $L = 30.6$ мм для фракций 1 и 3 (см. табл. 2), считая, что увеличение скорости горения происходит за счет уменьшения времени передачи горения t_{ign} . Экспериментальное значение скорости горения образца фракции $d_1 = 0.6$ мм в потоке азота с расходом 400 л/ч равно $u_1(Q = 400) = 27$ мм/с. Используя полученное выше значение v_{com} , находим время, затраченное на 50 перехо-

дов фронта горения в гранулах этой фракции:

$$\frac{L}{u_1(Q = 400)} - \frac{L}{v_{com}} = 0.402 \text{ с,}$$

соответственно время одного перехода $t_{ign} = 8.04 \cdot 10^{-3}$ с. Тогда на 17 переходов во фракции d_3 затрачивается 0.14 с, а расчет по формуле (5) дает скорость горения $u_3(Q = 400) = 35.17$ мм/с. Она отличается от экспериментального значения (37 мм/с) примерно на 5%. Как видно из расчетов, время передачи горения от гранулы к грануле уменьшается в три раза (от $2.36 \cdot 10^{-2}$ до $8.04 \cdot 10^{-3}$ с).

Для подтверждения правильности предложенного механизма были проведены эксперименты по горению этих смесей в потоке аргона. Оказалось, что даже при вчетверо больших перепадах давления аргона (расход $900 \div 1000$ л/ч) прибавка скорости горения составляет лишь $6 \div 7$ мм/с (точка 5) для крупной и $4 \div 5$ мм/с для мелкой (точка 6) фракции. Следовательно, механизм наблюдаемого в азоте увеличения скорости нельзя объяснить влиянием поджатия смеси. В рамках фильтрационного (кондуктивного) механизма уменьшение времени передачи горения от гранулы к грануле в азоте можно объяснить понижением температуры воспламенения гранулы за счет реакции взаимодействия титана с азотом [10], которая начинается при температуре фазового перехода в титане (882°C). В потоке аргона реакция начинается при температуре плавления титана (1660°C) [10]. Заметим, что изменение температуры зажигания не влияет на скорость горения вещества гранул, поэтому расчетное время передачи горения остается прежним — $t_{ign}(Q = 400) = 8.04 \cdot 10^{-3}$ с.

Как видно из рис. 3, за область быстрого прироста скорости при низких расходах азота кривые зависимости прироста скорости для мелких и крупных гранул ведут себя по-разному. Прежде чем перейти к анализу зависимости прироста скорости в этой области расходов газа, отметим, что при реализации конвективного режима горения воспламенение гранул во фронте обеспечивается потоком газа, поэтому глубину прогретого слоя h к моменту воспламенения надо сравнивать не с диаметром d , а с радиусом гранулы, не забывая при этом, что значение h само зависит от расхода потока Q . Для кондуктивного режима горения можно по формуле (1) определить, как изменяется прибавка скорости фронта при $Q >$

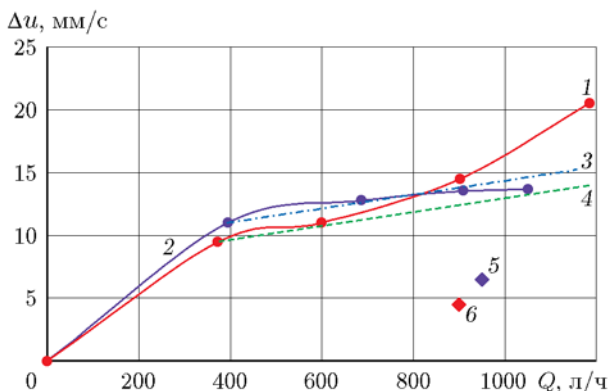


Рис. 3. Прибавка скорости горения смеси Ti + C в зависимости от расхода газа:

эксперимент: горение в потоке азота: 1 — $d = 1.7$ мм, 2 — $d = 0.6$ мм; горение в потоке аргона: 5 — $d = 1.7$ мм, 6 — $d = 0.6$ мм; расчет в потоке азота по формуле (1) при различных начальных значениях прибавки скорости: 3 — $d = 0.6$ мм, 4 — $d = 1.7$ мм

400 л/ч. Для этого надо к экспериментальному значению прибавки скорости при расходе $Q = 400$ л/ч добавить прибавки скорости, рассчитанные по формуле (1). Результаты таких расчетов показаны на рис. 3 кривыми 3 и 4. Для мелких гранул при $Q > 400$ л/ч экспериментальные прибавки скорости хорошо описываются рассчитанными по теории фильтрационного горения (кривые 2, 3 на рис. 3). Это совпадение позволяет сделать вывод о реализации кондуктивного режима горения для мелких гранул.

Для крупных гранул совпадение рассчитанных по формуле (1) и экспериментальных прибавок скорости горения наблюдается при расходах азота до 600 л/ч. При $Q > 600$ л/ч экспериментальные прибавки скорости начинают превышать расчетные. Сильное увеличение скорости горения указывает на реализацию кондуктивного режима горения при больших расходах газа, что подтверждают выводы работы [6]. Обращает на себя внимание близость расходов азота, при которых происходит переход от кондуктивного к конвективному режиму горения смеси Ti + C, в настоящей работе (600 л/ч) и в работе [7] (756 л/ч).

Для оценки скорости горения крупных гранул в области $Q > 600$ л/ч в конвективном режиме формулу (1) можно модифицировать следующим образом:

$$u_{conv} = \frac{c_g \rho_g Q}{s c_s \rho_s K}. \quad (7)$$

Здесь $K = 3h/r$ характеризует отношение объема прогретого слоя толщиной h к полному объему гранулы радиусом $r = d/2$ в волне конвективного горения при $h \leq r$, остальные обозначения те же, что и в формуле (1). Экспериментальная скорость горения смеси с $r = 0.85$ мм при $Q = 1185$ л/ч равна 48 мм/с. Подставляя экспериментальное значение скорости в формулу (7), получаем $h = 0.04$ мм \ll 0.85 мм, что подтверждает конвективный характер горения этой фракции при больших расходах Q . Коэффициент теплообмена между фильтрующимся газом и пористой средой, а значит, и глубина прогрева смеси при одном и том же значении потока не зависят от размера гранул [4]. Поэтому, зная глубину прогрева $h = 0.04$ мм, по формуле (7) можно рассчитать предполагаемую скорость горения мелких гранул радиусом $r = 0.3$ мм в конвективном режиме при том же расходе газа: $u_{conv} =$

16.5 мм/с. Как экстраполированная экспериментальная ($u = 30.1$ мм/с при $Q = 1053$ л/ч), так и рассчитанная по формуле (1) скорость горения намного выше расчетной конвективной. Значит, в мелкой гранулированной смеси реализуется фильтрационный (кондуктивный) режим горения [9]. Аналогичные оценки для порошковой смеси с размерами частиц ≤ 100 мкм показывают невозможность реализации в них конвективного режима горения.

Эксперименты демонстрируют влияние азота как на скорость, так и на механизм горения смеси Ti + C. Однако проведенный рентгенофазовый анализ продуктов горения гранулированных смесей показал независимость фазового состава продуктов горения от размеров гранул для всех исследованных фракций: продукты синтеза содержат одну фазу — TiC. Отсутствие фаз азота по данным рентгенофазового анализа означает, что его количество находится ниже предела чувствительности прибора. Действительно, по данным химического анализа, который проводился методом Кьельдаля, количество азота в смеси зависело от размера гранул, расхода газа и варьировалось от 1.3 до 2.4 % (мас.).

Дополнительным аргументом в пользу низкого содержания азота в продуктах синтеза явились расчеты в программе THERMO (<http://www.ism.ac.ru/thermo/>), которые показали, что азот не вытесняет углерод из соединений с титаном, поэтому взаимодействие азота с частицами титана возможно только на поверхности гранул.

ВЫВОДЫ

Установлено, что скорость горения гранулированной смеси всех фракций, использованных в работе, выше скорости горения порошковой смеси насыпной плотности, что связано с изменением структуры пористой среды и механизма горения.

Обнаружено сильное влияние потока азота на скорость горения как крупных, так и мелких гранул.

Дано объяснение резкому увеличению скорости горения гранул при расходах азота ниже 400 л/ч.

Показано, что в отсутствие потока газа при уменьшении размера гранул скорость горения шихты снижается из-за увеличения количества границ между гранулами на единицу длины образца.

Продемонстрирована применимость модели, в которой как скорость распространения волны горения по веществу гранулы, так и время передачи горения между гранулами не зависят от размера гранул.

Показано, что, в отличие от мелких гранул, для крупных гранул увеличение расхода азота приводит к переходу в конвективный режим горения.

Проведенные экспериментально-теоретические исследования показали, что время сгорания гранулы и время передачи горения между гранулами примерно равны, что указывает на невозможность применения микрогетерогенной модели горения для объяснения закономерностей горения гранулированных смесей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корчагин М. А., Григорьева Т. Ф., Бохонов Б. Б., Шарафутдинов М. Р., Баринова А. П., Ляхов Н. З. Твердофазный режим горения в механически активированных СВС-системах. I. Влияние продолжительности механической активации на характеристики процесса и состав продуктов горения // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 1. — С. 51–59.
2. Кочетов Н. А., Студеникин И. А. Скорость горения и изменение длины образцов в системе $5\text{Ti} + 3\text{Si}$. Влияние механической активации, термовакуумной обработки и давления окружающего газа // Хим. физика. — 2018. — Т. 37, № 1. — С. 43–48. — DOI: 10.7868/S0207401X18010089.
3. Вадченко С. Г. Влияние преграды на прохождение волны фильтрационного горения по пористой титановой ленте // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 3. — С. 43–49. — DOI: 10.15372/FGV20190305.
4. Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А. Исследование закономерностей горения порошковых и гранулированных составов $\text{Ti} + x\text{C}$ ($x > 0.5$) в спутном потоке газа // Хим. физика. — 2017. — Т. 36, № 9. — С. 23–31. — DOI: 10.7868/S0207401X17090126.
5. Seplyarskii B. S., Kochetkov R. A. Granulation as a tool for stabilization of SHS reactions // Int. J. Self-Propag. High-Temp. Synth. — 2017. — V. 26, N 2. — P. 134–136. — DOI: 10.3103/S106138621702011X.
6. Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А., Лисина Т. Г. Конвективный режим горения гранулированной смеси $\text{Ti} + 0.5\text{C}$. Область существования и основные закономерности // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 3. — С. 57–62. — DOI: 10.15372/FGV20190307.
7. Seplyarskii B. S., Kochetkov R. A., Lisina T. G. Theoretical and experimental method for calculating the conditions of the convective mode of combustion // Russ. J. Phys. Chem. B. — 2019. — V. 13, N 2. — P. 267–272. — DOI: 10.1134/S1990793119020064.
8. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором) // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 2. — С. 42–50.
9. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. — Новосибирск: Наука, 1988.
10. Сеплярский Б. С., Тарасов А. Г., Кочетков Р. А. Экспериментальное исследование горения «безгазового» гранулированного состава $\text{Ti} + 0.5\text{C}$ в спутном потоке аргона и азота // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 5. — С. 55–63.
11. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков без зазора) // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 55–60.
12. Зенин А. А., Мержанов А. Г., Нерсисян Г. А. Исследование структуры тепловой волны в СВС-процессах (на примере синтеза боридов) // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 1. — С. 79–90.
13. Рогачев А. С., Мукасян А. С., Варма А. Микроструктура самораспространяющихся волн экзотермических реакций в гетерогенных средах // Докл. АН. — 1999. — Т. 366, № 6. — С. 777–780.
14. Рогачев А. С., Кочетов Н. А., Курбаткина В. В., Левашов Е. А., Гринчук П. С., Рабинович О. С., Сачкова Н. В., Бернар Ф. Микроструктурные аспекты безгазового горения механически активированных смесей. I. Высокоскоростная микровидеосъемка состава $\text{Ni} + \text{Al}$ // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 61–70.
15. Рогачев А. С. О микрогетерогенном механизме безгазового горения // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 2. — С. 38–47.
16. Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А., Лисина Т. Г., Абзалов Н. И. Исследование механизмов увеличения скорости горения разбавленных гранулированных смесей $\text{Ti} + \text{C}$ при варьировании величины спутного потока газа // Хим. физика. — 2020. — Т. 39, № 1. — С. 1–8. — DOI: 10.1134/S0207401X20010136.

Поступила в редакцию 19.12.2019.

После доработки 19.02.2020.

Принята к публикации 27.02.2020.