

КОНДУКТИВНЫЙ И КОНВЕКТИВНЫЙ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ Ti+0.5C В СПУТНОМ ПОТОКЕ АЗОТА

Б.С. Сеплярский, Р.А. Кочетков, Т.Г. Лисина*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А.Г. Мержанова Российской академии наук, Черноголовка, Россия
[*lisina@ism.ac.ru](mailto:lisina@ism.ac.ru)

Полученные ранее результаты по сжиганию смеси Ti+0.5C в спутном потоке азота позволили сделать вывод, что кондуктивный режим, предполагающей полный прогрев смеси в волне горения, уже при перепадах давления меньше 1 атм может смениться другим, которые далее называется конвективным режимом горения [1, 2].

Цель настоящей работы – определить области реализации кондуктивного и конвективного режимов горения гранулированной смеси Ti+0.5C при изменении величины спутного потока азота и разработать приближенный метод расчета параметров газового потока на границе изменения режимов, использующий экспериментальные данные.

Исходные вещества, методика приготовления гранул и экспериментальная установка для сжигания гранулированных смесей описаны в [2]. Для теоретического расчета коэффициента теплообмена необходимо знать массовый расход газа. Поэтому определялась зависимость расхода газа перед сжиганием Q от избыточного давления ΔP на верхнем торце засыпки. Результаты представлены в первых двух столбцах таблицы 1.

Таблица 1. Коэффициенты теплообмена для разных параметров потока азота.

ΔP , атм	Q , л/ч	α_h , Вт/м ² ·К	$\alpha_h^* = F \cdot \alpha_h$, Вт/м ² ·К
0,1	210	66	593
0,25	425	134	1200
0,5	694	219	1990
0,75	890	281	2513
1	1055	333	2979

Затем проводились эксперименты по определению зависимости скорости горения смеси $Ti+0.5C$ от расхода газа. Средние значения скорости горения приведены на рисунке 1, кривая 1. Разброс экспериментальных данных не превышал 10%.

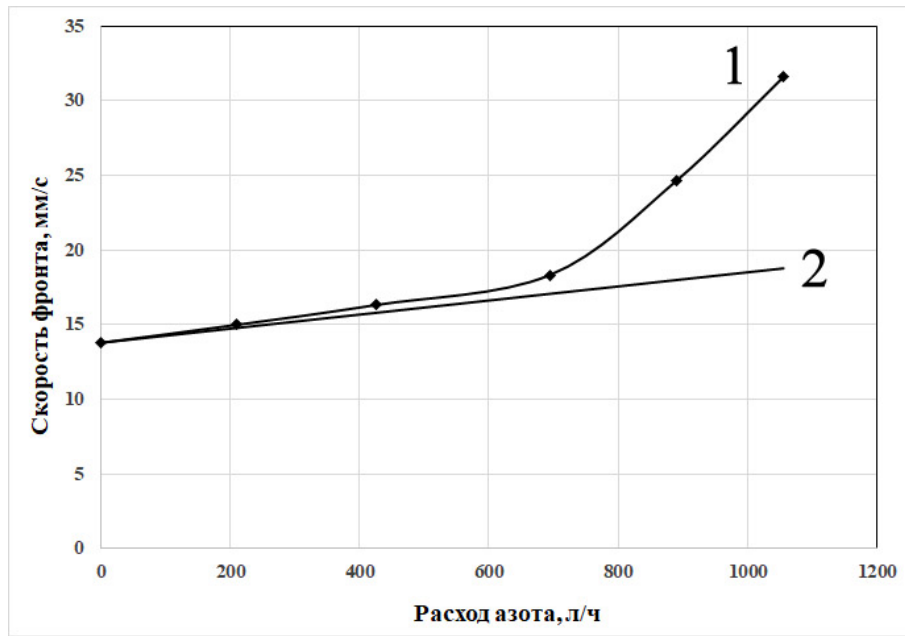


Рисунок 1. Сравнение экспериментальной зависимости скорости горения от объемного расхода азота (кривая 1) с расчетами по теории фильтрационного горения (кривая 2).

Во всем диапазоне изменения расхода газа скорость горения в потоке азота выше, чем без потока (рис. 1). Кроме того, в области расхода вблизи 700 л/ч наблюдается отчетливое изменение характера зависимости, а именно, с увеличением расхода газа имеет место более быстрый рост скорости горения.

Результаты расчета скорости по теории фильтрационного горения [3], предполагающей полный прогрев частиц в волне горения, с учетом экспериментально определенной скорости горения без потока, равной 13,8 мм/с, показаны на рисунке 1 (кривая 2). Отметим, что вычисленные значения дают верхнюю оценку для скорости горения гранулированных смесей, так как при расчетах использовались значения плотности азота и теплоемкости титана при комнатной температуре. Как видно из рисунка, расчетные данные хорошо соответствуют экспериментальным для расхода азота $Q < 600$ л/ч ($\Delta P < 0,5$ атм) и значительно меньше экспериментальных при дальнейшем увеличении

расхода газа. Следовательно, полученные в экспериментах значения прибавки скорости горения при больших значениях потока азота нельзя считать вызванными фильтрующимся потоком азота в предположении о полном прогреве гранулированной смеси. На возможность реализации конвективного режима горения в области $0,5 \text{ атм} \leq \Delta P \leq 1 \text{ атм}$ указывает сравнение времени прохождения фронта по грануле (характерный размер 1 мм), равного $0,055 \div 0,032 \text{ с}$, и времени полного прогрева гранулы 0,25 с.

Расчет коэффициента теплообмена гранулированной смеси с азотом α_h , необходимого для вычисления скорости горения смеси в конвективном режиме, основан на результатах работы [4]. Полученные величины α_h для разных значений потока азота приведены в таблице 1.

С использованием подхода, примененного в работе [2], и на основе экспериментальных данных для горения гранулированной смеси $\text{Ti}+0.5\text{C}$ был определен коэффициент теплообмена α_h^* ($\alpha_h^* = 2979 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$) между фильтрующимся газом и смесью $\text{Ti}+0.5\text{C}$ при расходе, соответствующем перепаду давления $\Delta P = 1 \text{ атм}$.

Видно, что коэффициент теплообмена α_h^* , рассчитанный с учетом экспериментальных данных, примерно на порядок больше теоретического значения α_h . Будем считать, что формулы работы [4] правильно отражают зависимость коэффициента теплообмена от расхода газа. Тогда эффективные коэффициенты теплообмена α_h^* для других расходов, при избыточных давлениях $\Delta P < 1$, можно получить умножением коэффициентов теплообмена α_h на множитель, который равен отношению α_h^*/α_h при $\Delta P=1$. Результаты вычислений α_h^* для каждого значения расхода азота также приведены в таблице 1.

По значениям эффективного коэффициента теплообмена, используя значения температуры воспламенения гранул в азоте и температуры горения смеси $\text{Ti}+0.5\text{C}$ [2], можно определить расчетное время воспламенения гранулы потоком газа для каждого расхода [5]. Важно отметить, что коэффициент теплообмена, и, следовательно, скорость горения в конвективном режиме зависит не только от максимальной температуры горения, как это имеет место в классической теории [3], но и от температуры воспламенения гранулы. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования позволили получить убедительные доказательства существования конвективного режима горения

гранулированной смеси $Ti+0.5C$ при низких давлениях и относительно небольших расходах азота.

Литература

- [1] B.S. Seplyarskii, A.G. Tarasov, R.A. Kochetkov, Combustion, explosion and shock waves, 49 (5), (2013) 555–562.
- [2] Б.С. Сеплярский, Р.А. Кочетков, Химическая физика, 36 (9), (2017) 1-11. (B.S. Seplyarskii, R.A. Kochetkov, Russian Journal of Physical Chemistry B, 11 (5), (2017) 798–807.
- [3] А.П. Алдушин, А.Г. Мержанов, Распространение тепловых волн в гетерогенных средах, Наука, Новосибирск, 1988, С. 9–51.
- [4] М.А. Гольдштик, Процессы переноса в зернистом слое, ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
- [5] Лыков А.В., Теория теплопроводности, Высшая школа, Москва, 1967.