

БЕЗГАЗОВОЕ ГОРЕНИЕ МОДЕЛЬНОЙ МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ (ГОРЕНИЕ ДИСКОВ С ЗАЗОРОМ)

С. Г. Вадченко

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка

Экспериментально исследован механизм горения в многослойной системе $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ при укладке дисков с зазором. Обнаружено существование сверхадиабатического режима горения. Показано, что при всех исследованных параметрах процесса реализуется только эстафетный режим горения.

В работе [1] при исследовании горения в азоте тонких дисков, спрессованных из порошка ниобия, были обнаружены два различных режима распространения процесса: квазигомогенный, когда в различных стадиях нагрева и реагирования находятся одновременно несколько дисков, и гетерогенный или эстафетный режим, когда к моменту окончания горения предыдущего диска последующий еще не успевает прогреться и воспламеняется после некоторого индукционного периода. В [2] сформулирована математическая модель, описывающая распространение горения в многослойной системе, и показана возможность осуществления двух предельных режимов горения — квазигомогенного и эстафетного. В работе [3] проведено численное исследование модели [2] и закономерностей перехода от одного предельного режима к другому. Теоретический анализ эстафетного механизма горения выполнен также в [4], где рассмотрена упрощенная модель, в которой вместо кинетического уравнения вводится время реакции t_p , причем реакция «включается» сразу же по достижении ячейкой температуры воспламенения T_* . В работе [5] проведен математический анализ эстафетного механизма горения для случая преимущественно лучистого теплообмена между дисками.

В данной работе предпринята попытка экспериментально обнаружить подобные режимы распространения пламени в безгазовой системе ($5\text{Ti} + 3\text{Si}$). Выбор этой системы обусловлен отсутствием необходимости транспорта реагирующего газа к поверхности дисков, что ограничивало возможности применения модели к системе $\text{Nb} + \text{N}_2$.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Из смеси порошков состава $5\text{Ti} + 3\text{Si}$, увлажненной 1%-м спиртовым раствором поливинилбутирала, прессовали диски диаметром $D = 6, 10, 12$ и 16 мм и толщиной $h \geq 80$ мкм. После прессования диски высушивали в воздушном сушильном шкафу при температуре 150°C не менее 1 ч, а для некоторых экспериментов их отжигали в вакууме (10^{-1} Па) при температуре до 600°C в течение 24 ч.

Схема эксперимента показана на рис. 1 и аналогична приведенной в работе [1]: диски укладывали на одинаковом расстоянии друг от друга в каркасе, состоящем из П-образного держателя из нитрида бора и из закрепленных на нем с двух сторон вольфрамовых проволок диаметром 100 мкм, образующих полочки. Таким образом, каждый диск лежал на двух проволоках и не контактировал с другими. После воспламенения первого диска от электриче-

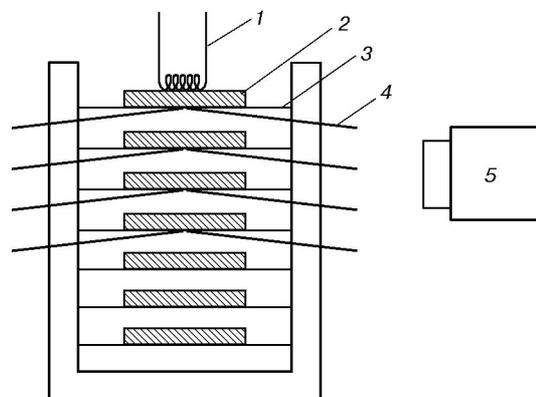


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — иницирующая спираль, 2 — реагирующий диск, 3 — провололочные полочки, 4 — термопары, 5 — видеокamera

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-03-32392).

ской спирали горение благодаря теплопередаче последовательно передавалось другим дискам. Их температуру в процессе горения измеряли с помощью вольфрамрениевых термопар с толщиной спая меньше 25 мкм, контактирующих с тыльной поверхностью дисков.

В одном эксперименте использовалось 12 ÷ 20 дисков.

Процесс горения снимался на видеокамеру с частотой съемки 25 кадр/с, после чего при покадровом просмотре контролировали скорость горения и измеряли (когда это возможно) времена индукции при передаче горения от одного диска к другому.

В экспериментах использовали порошки кремния дисперсностью 20 ÷ 80 мкм и порошки титана марки ПТОМ различной дисперсности: < 25 мкм, < 45 мкм и 20 ÷ 80 мкм.

Основную часть экспериментов проводили при атмосферном давлении аргона. Для выяснения механизма теплопередачи по газовой прослойке ряд экспериментов был выполнен при атмосферном давлении гелия и в вакууме.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Критические условия передачи горения

Возможность распространения пламени и скорость горения в системе дисков с заданным зазором зависят от многих факторов: диаметра D , толщины h и плотности ρ дисков, ширины зазора между ними (δ), природы и давления газовой среды, размера r частиц и наличия газифицирующихся примесей в исходных порошках.

При горении сплошных образцов или образцов, сложенных из дисков без зазора между ними, при прочих равных условиях максимальная температура горения T_f растет от 1700 до 1900 °С с увеличением диаметра дисков (рис. 2). При горении образцов, сложенных из дисков диаметром $D = 16$ мм, после выхода на режим наблюдается практически полное плавление продукта, что свидетельствует о достижении сверхадиабатических условий.

В связи с плавлением продуктов горения на образцах, сложенных из дисков диаметром 16 мм, невозможно было делать измерения и эксперименты проводили в основном с дисками диаметром 12 мм, когда условия близки к адиабатическим, а образцы сохраняют свою форму и размеры. Для образцов этого диаметра была

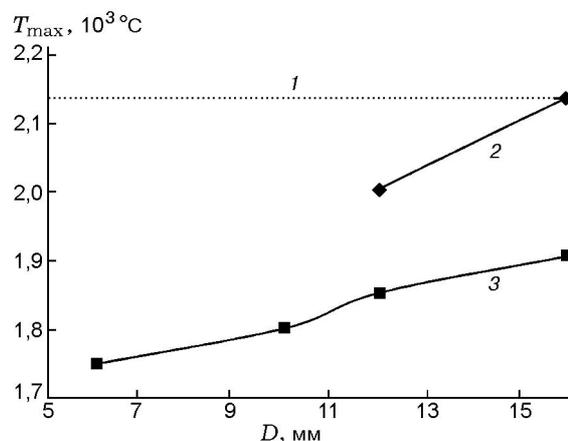


Рис. 2. Зависимость температуры горения от диаметра:

1 — адиабатическая температура горения, 2 — многослойные образцы ($h = 0,38$ мм, $\delta = 0,2$ мм), 3 — сплошные образцы

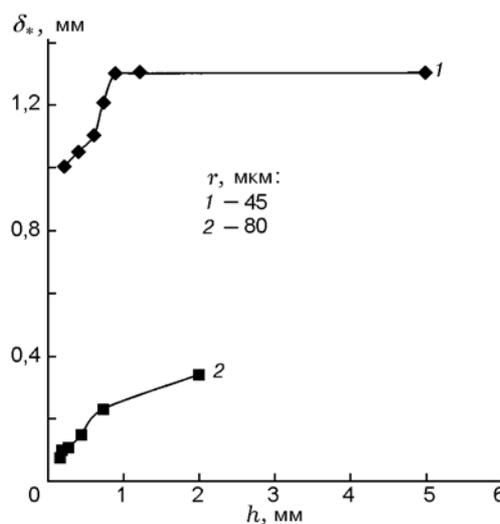


Рис. 3. Зависимость критической ширины зазора от толщины дисков для различных размеров частиц порошков

построена зависимость критического зазора δ_* (максимальная ширина зазора между дисками, при которой еще возможен процесс передачи горения) от толщины дисков (рис. 3). Значения δ_* , как видно из рисунка, зависят также и от размера частиц порошка титана.

2.2. Термограммы горения

Эксперименты показали, что, как и в случае системы Nb + N₂ [1], горение быстро выходит на регулярный режим и начиная с третьего-четвертого диска каждый последую-

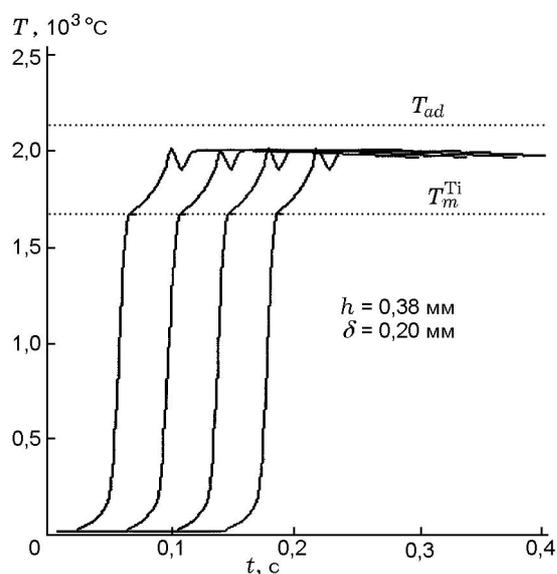


Рис. 4. Характерная термограмма горения дисков при наличии зазора между ними

щий в своем поведении повторяет предыдущий с некоторым сдвигом по времени t_{sh} . Характер изменения температур дисков во времени показан на рис. 4. Обращают на себя внимание следующие факты:

— в процессе горения реализуется только один режим — эстафетный, когда нарастание температуры предыдущего диска происходит резко (скорости нагрева дисков на участке

500 ÷ 1400 °C достигают 10^5 °C/c), а последующий диск воспламеняется только после сгорания предыдущего;

— на термограммах процесса проявляется перегиб, обусловленный плавлением титана;

— обнаруживается наличие по крайней мере двух максимумов температуры дисков. После достижения первого максимума температура резко снижается, а затем снова растет.

2.3. Скорость горения и время сдвига

Наблюдаемая скорость горения \bar{U} при эстафетном режиме процесса является функцией истинной скорости горения U исследуемой системы (в данном случае 5Ti + 3Si) и времени передачи горения от диска к диску (t_i). Скорость горения образца, состоящего из n дисков толщиной h и расстоянием между ними δ , определяется выражением

$$\bar{U} = \frac{n(h + \delta)}{t_{\Sigma}} = \frac{h + \delta}{t_{sh}}, \quad (1)$$

где t_{Σ} — время горения n дисков, а время сдвига t_{sh} представляет собой разницу во времени достижения одинаковой температуры двумя соседними дисками. Время сдвига можно также представить как сумму времени сгорания одного диска (t_f) и времени передачи горения к следующему (t_i):

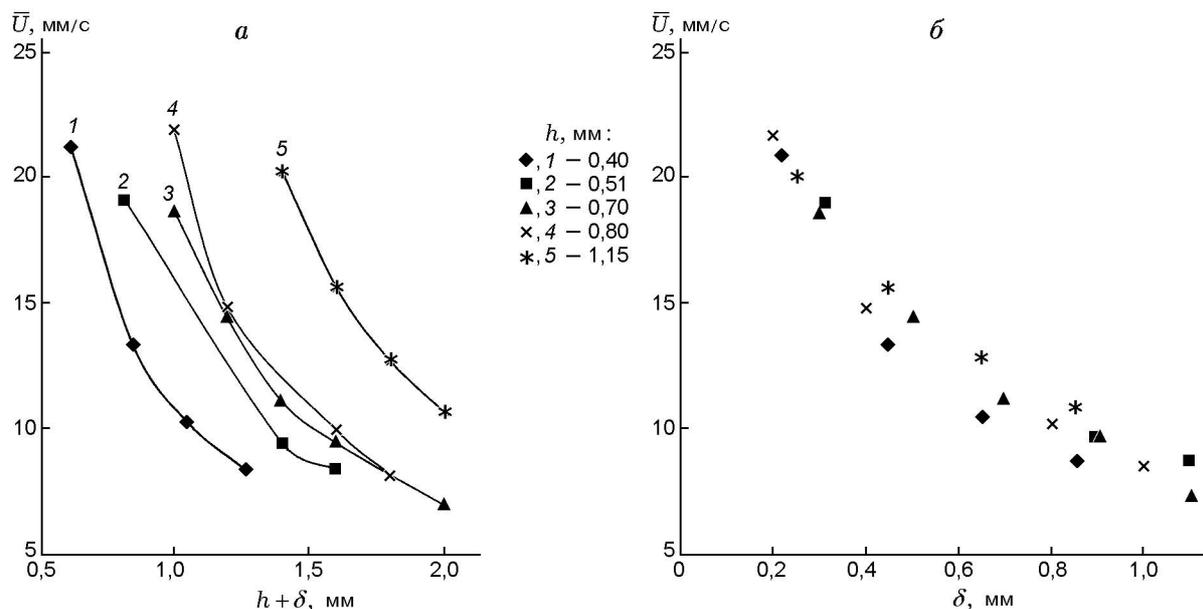


Рис. 5. Зависимость наблюдаемой скорости горения от толщины элементарной ячейки (а) и толщины зазора между дисками (б)

Таблица 1
 Параметры процесса горения дисков при $h = 0,4$ мм

δ , мм		0,2	0,45	0,65	0,85
\bar{U} , мм/с	видео	20,7	13,3	10,3	8,5
	термопары	20,6	13,2	10,4	8,5
t_{sh} , с, расчет		0,029	0,064	0,102	0,147
t_i , с	эксперимент	—	0,04	0,08	0,12
	расчет	0,007	0,042	0,081	0,125

$$t_{sh} = t_f + t_i = \frac{h}{\bar{U}} + t_i. \quad (2)$$

Из выражений (1), (2) вытекает соотношение между наблюдаемой и истинной скоростями горения:

$$\bar{U} = \frac{h + \delta}{h/\bar{U} + t_i}. \quad (3)$$

При $\delta = 0$ и $t_i = 0$ (сплошной образец) $\bar{U} = U$.

Скорость горения в экспериментах измерялась двумя способами — термопарным (по времени прохождения процесса горения между термопарами, расположенными между несколькими дисками) и по видеозаписи. При использовании достаточно толстых дисков ($h > 0,3$ мм) с зазорами между ними $\delta > 0,2$ мм скорости измеряли обоими методами и резуль-

таты были практически одинаковыми, что обусловлено фиксированной величиной расстояния $h + \delta$ и независимостью измерений от изменения толщины дисков в ходе горения. При этом по видеозаписи можно было непосредственно определить время t_i (табл. 1), однако, поскольку при видеосъемке минимальное время прохождения одного кадра составляло 0,04 с, предпочтение отдавалось расчетному определению времени t_i .

Характерные зависимости наблюдаемой скорости горения от ширины элементарной ячейки $h + \delta$ и зазора δ показаны на рис. 5.

2.4. Зависимость t_{sh} и t_i от параметров системы

Зависимость времени сдвига от ширины элементарной ячейки и зазора между дисками показана на рис. 6. Время сдвига увеличивается с ростом $h + \delta$ и δ и, как видно из рис. 6, слабо зависит от толщины дисков. Последнее обусловлено тем, что время горения диска, как правило (при $\delta > 0,3$ мм), значительно меньше времени передачи горения от диска к диску. Время задержки при передаче горения от диска к диску зависит от расстояния между ними (рис. 7) и практически не зависит от толщины дисков, что может быть обусловлено их малой теплопроводностью и прогревом до температуры воспламенения относительно тонкого поверхностного слоя.

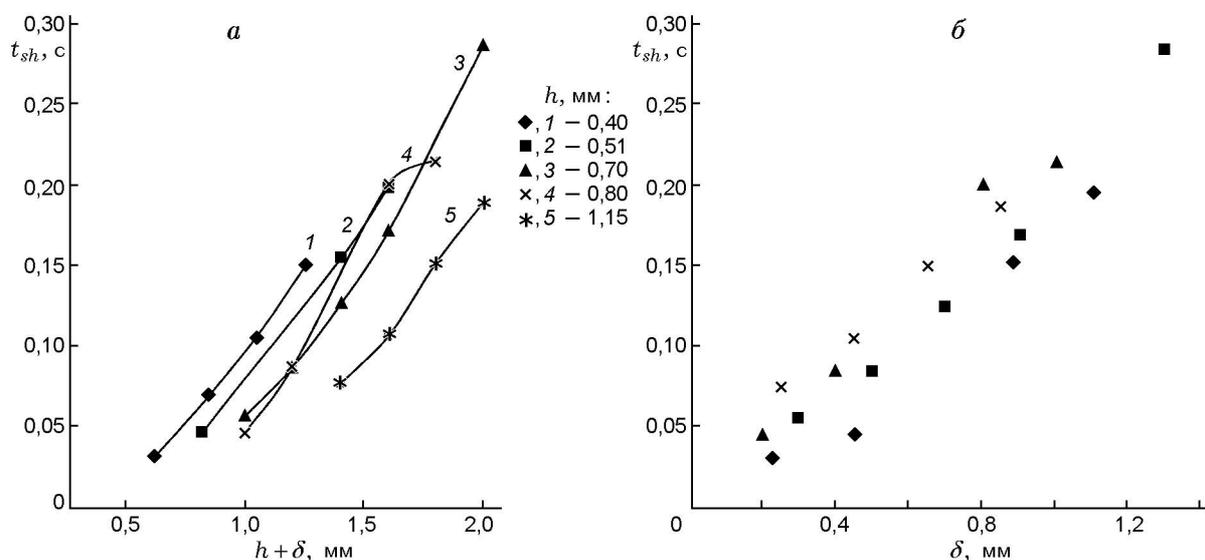


Рис. 6. Зависимость времени сдвига от толщины элементарной ячейки (а) и ширины зазора между дисками (б)

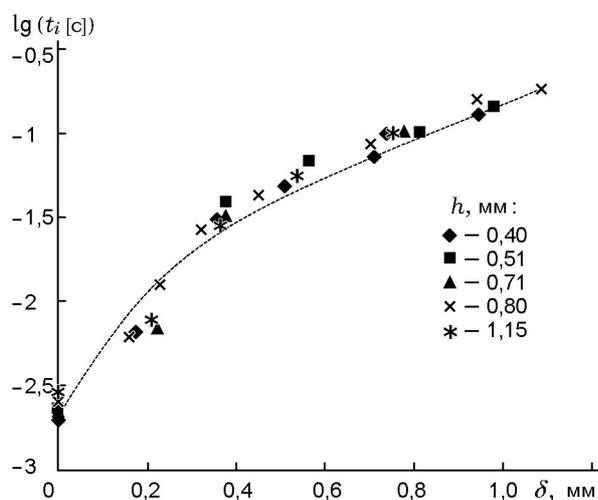


Рис. 7. Зависимость времени передачи горения между дисками от ширины зазора

2.5. Зависимость скорости горения от приведенной плотности

При определении скорости горения в системе, состоящей из набора дисков, по формуле (1) с некоторым приближением можно предположить, что $\bar{U} \rightarrow U$ при $\delta \rightarrow 0$, а систему дисков можно представить как сплошную среду с относительной плотностью $\Delta = \frac{h\rho}{(h+\delta)\rho^0}$, где ρ и ρ^0 — плотность диска и теоретическая плотность смеси соответственно. В этом приближении (в случае достаточно тонких дисков и небольших расстояний между ними) можно построить зависимость $\bar{U}(\Delta)$. Такая зависимость для различных значений h и δ представлена на рис. 8. Здесь же приведены данные по зависимости скорости горения системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ от эффективной плотности образца в зоне горения, полученные на сплошных и насыпных образцах из тех же порошков, что и в данной работе, и с малыми добавками терморасширяющегося графита [6]. Наблюдается неплохая корреляция между этими данными, но говорить об универсальности данной зависимости можно только после теоретического обоснования.

2.6. Влияние окружающей среды

Влияние теплопередачи теплопроводностью и излучением через газовую прослойку на скорость горения можно установить, изменяя давление газа или его природу. Очевидно, что в

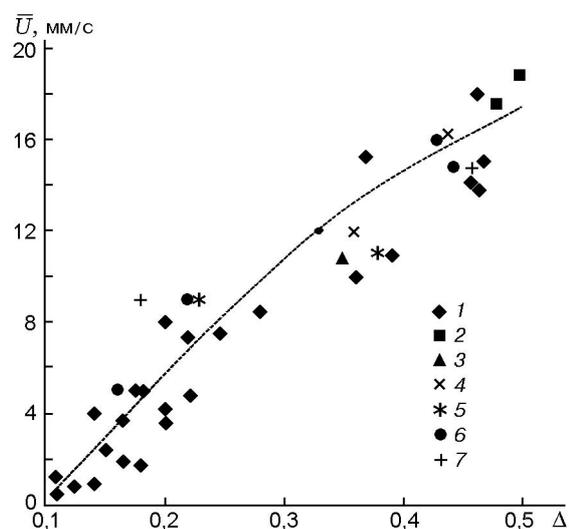


Рис. 8. Зависимость наблюдаемой скорости горения системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ от относительной плотности при различных способах ее изменения:

1 — образцы с различными добавками терморасширяющегося графита, 2 — сплошные прессованные образцы; 3 — образцы насыпной плотности; 4–7 — многослойные образцы с различными зазорами между ними, h , мм: 4 — 3, 5 — 0,7; 6 — 0,54; 7 — 0,3

вакууме скорость передачи горения между дисками будет определяться в основном излучением и, сравнивая параметры горения в вакууме и инертном газе, можно определить вклад соответствующего механизма теплопередачи на процесс горения. Проведенные эксперименты с использованием предварительно отожженных в вакууме дисков показали, что скорость горения образцов в разных средах падает в ряду He , Ar , вакуум (рис. 9). Это подтверждает результаты работы [7], где исследования горения пористых образцов в разных газовых средах показали, что с увеличением теплопроводности газа скорость горения увеличивается.

Использование отожженных образцов вызвано тем, что сильное влияние на распространение горения оказывает наличие в порошках титана водорода, влияющего на реакционную способность титана, а при его выделении из образца — и на реакционную среду. Известно, что титан практически всегда содержит некоторое количество водорода и согласно [8] при горении системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ его мольная концентрация в выделяющейся газовой фазе составляет 97,5%. Наличие водорода в титане понижает реакционную способность образца, и при значительном содержании водорода титан не спо-

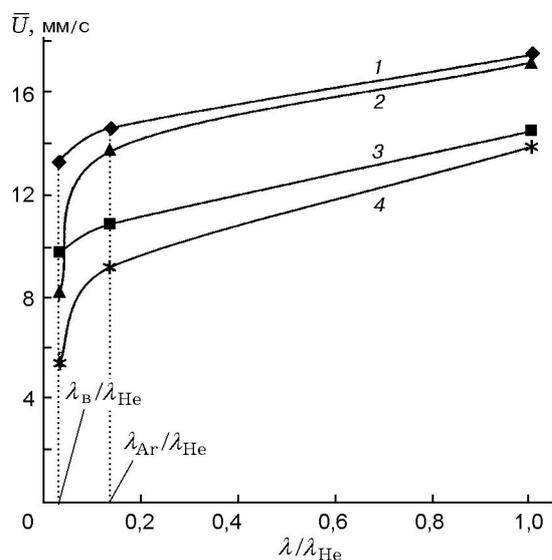


Рис. 9. Зависимость наблюдаемой скорости горения от относительной теплопроводности газовой среды:

1 — сплошные неотожженные образцы, 2 — неотожженные диски ($h = 0,7$ мм, $\delta = 0,3$ мм), 3 — сплошные отожженные образцы, 4 — отожженные диски ($h = 0,7$ мм, $\delta = 0,3$ мм); $\lambda_v = \lambda_{\text{He}}$, λ_{Ar} — теплопроводности вакуума, гелия и аргона

способен реагировать с кремнием. Как показали эксперименты, в которых часть титана в смеси с кремнием заменялась его гидридом, полученную систему удавалось зажечь только после длительного прогрева иницирующей спиралью, но после сгорания прогретой части горение останавливалось. Кроме того, при горении водород выделяется из образца, изменяя тем самым состав и теплопроводность газовой среды на поверхности образца. Отжиг дисков в вакууме уменьшает количество выделяющегося водорода. В связи с этим разность скоростей горения отожженных и неотожженных образцов увеличивается по мере уменьшения теплопроводности газа. Это связано с тем, что в экспериментах в среде гелия, теплопроводность которого близка водороду, влияние последнего незначительно, а в аргоне и в остаточном вакууме его вклад для неотожженных образцов достаточно велик.

2.7. Микроструктура сгоревших дисков и послойно горящего сплошного образца

Термодинамические расчеты системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ показывают наличие жидкой фазы в процессе горения, и, как уже отмечалось,

микроструктура сгоревших образцов подтверждает эти расчеты. Однако количество жидкой фазы невелико, и характерные размеры элементов структуры продуктов горения соответствуют размерам частиц исходных порошков титана. Исключение составляют образцы из дисков диаметром 16 мм, уложенных с зазором, которые практически полностью плавятся в процессе горения.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Критические условия. Роль теплотерьер

Очевидно, что при увеличении зазора между дисками и изменении природы и давления газовой среды (p) условия теплообмена образца с окружающей средой изменяются, и строго говорить о критических условиях передачи горения можно только как о границах некоторой параметрической области $\delta_*(D, h, p)$.

Наличие зазора между дисками играет двоякую роль. С одной стороны, уменьшаются эффективная плотность образца и количество тепла, выделяемого в единицу объема, и увеличиваются теплотерьеры в боковую поверхность образца, что приводит к уменьшению скорости горения и должно понижать среднюю по объему температуру горения и увеличивать критический диаметр образца, при котором еще возможно горение. С другой стороны, при достаточно большом диаметре каждая последующая элементарная ячейка (диск + зазор), выполняя роль теплового экрана и, препятствуя распространению тепла вдоль направления процесса, аккумулирует тепло; диск нагревается до температуры воспламенения и сгорает в условиях, близких к адиабатическим. Поэтому следует ожидать, что зависимость $T_f(D)$ для системы дисков с зазором должна быть более крутой, чем в случае сплошных образцов.

3.2. Сверхадиабатический режим процесса

Термодинамические расчеты адиабатической температуры и количества образующейся жидкой фазы при горении системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ при изменении начальной температуры от комнатной до 1050°C показывают увеличение количества жидкой фазы от 0,137 до 1 моля в моле продукта при постоянной температуре $T_{ad} = 2130^\circ\text{C}$. При начальной температуре

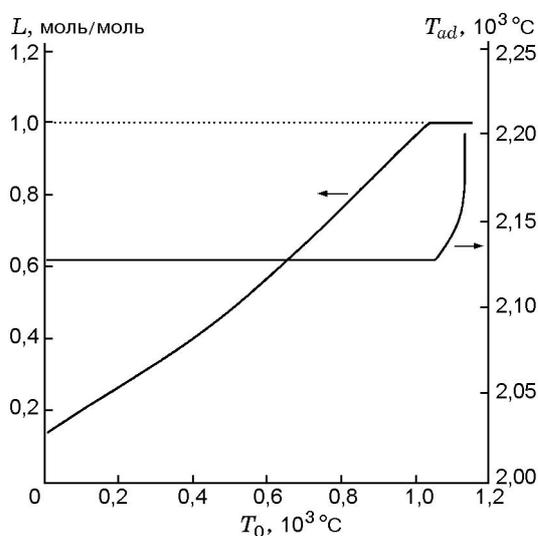


Рис. 10. Зависимость адиабатической температуры горения и количества жидкой фазы в продуктах от начальной температуры

свыше 1050 °С начинается рост адиабатической температуры, а весь продукт находится в жидкой фазе (рис. 10). Практически полное плавление продукта при использовании дисков диаметром 16 мм может быть вызвано превышением адиабатической температуры горения, однако, поскольку адиабатическая температура в данной системе равна температуре плавления продукта, о сверхадиабатичности процесса, по-видимому, можно говорить уже при превышении количества жидкой фазы по сравнению с адиабатическими условиями при горении при начальной комнатной температуре. В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что сплошные образцы того же диаметра, но значительной толщины ($D \approx h$) или диски, уложенные без зазора, хотя и имеют после горения структуру, свидетельствующую о наличии жидкой фазы в процессе горения, однако форму свою не теряют, а изменение их размеров незначительно.

3.3. Термограммы процесса горения

Вид термограмм, приведенный на рис. 4, свидетельствует об эстафетном режиме горения. Это находится в соответствии с результатами работы [9], где на основе исследования температурных профилей горения в СВС-системах с помощью тонких ($7 \div 10$ мкм) термомпар для системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ ширина зоны Михельсона была определена как одна из наимень-

ших (60 мкм). Скорость и температура горения, определенные в работе [9], также близки к полученным в данной работе для случая сплошных образцов. Наличие второго максимума температуры на термограммах процесса, очевидно, вызвано потоком тепла от следующего воспламенившегося диска.

3.4. Тепловой режим диска и режим горения

Оценка значения критерия Био $Bi = \alpha h / \lambda_s$ проводилась в предположении, что при малой ширине зазора между дисками коэффициент теплоотдачи можно представить как $\alpha \approx \lambda / \delta$, т. е. $Bi \approx \lambda h / \lambda_s \delta$. Из литературных данных и наших измерений коэффициент теплопроводности пористых дисков λ_s по порядку величины близок коэффициенту теплопроводности газовой среды, поэтому для условий проводимых нами экспериментов (для различных значений h , δ и используемых газов) $Bi = 0,1 \div 1$. Это ограничивает возможности применения теории процесса, предложенной в [2], поэтому в дальнейшем можно говорить только о приближенных оценках.

Исходя из теоретического описания процесса, сделанного в работе [2], оценить возможность реализации эстафетного или квазигомогенного режима горения можно по значению эффективного критерия Семенова:

$$Se = \frac{Se_c \kappa}{4Ar Se_c + \kappa}, \quad (4)$$

где $Ar = RT_* / E$ — критерий Аррениуса, Se_c — критерий Семенова, учитывающий конвективный теплообмен:

$$Se_c = \frac{Q\rho h}{\alpha} \frac{E}{RT_*^4} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right), \quad (5)$$

κ — критерий, учитывающий теплообмен излучением:

$$\kappa = \frac{Q\rho h k_0}{\varepsilon \sigma T_*^4} \exp\left(-\frac{E}{RT_*}\right), \quad (6)$$

Q — тепловой эффект реакции, ρ — плотность диска, k_0 и E — предэкспоненциальный множитель и энергия активации процесса соответственно, σ — постоянная Стефана — Больцмана, ε — степень черноты диска, R — газовая постоянная, $T_* = T_0 + Q/2c$ — характерная температура, $c = x c_{\text{Ti}} + (1-x)c_{\text{Si}}$ — теплоемкость смеси, λ — теплопроводность газа.

Таблица 2

Зависимость параметров процесса от газовой среды и кинетических факторов при $h = 100$ мкм, $\delta = 100$ мкм, $RT_*/E = 0,107$

Среда	E , кал/моль	α , кал/(см ² ·с·К)	Td	Se _c	\varkappa	Se	t_i , с
Аргон	28000	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,067	0,38	0,13	0,17	$3,8 \cdot 10^{-4}$
	35000	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,053	0,045	0,012	0,02	$4,4 \cdot 10^{-4}$
Водород	28000	$1,5 \cdot 10^{-1}$	0,067	0,067	0,13	0,031	$3,6 \cdot 10^{-4}$
	35000	$1,5 \cdot 10^{-1}$	0,053	0,0042	0,012	0,0038	$4,1 \cdot 10^{-4}$

Результаты расчетов критерия Se с использованием кинетических данных, полученных в работе [9], приведены в табл. 2. В зависимости от толщины дисков, зазора между ними и типа газа $Se = 0,17 \div 0,33$, т. е., если следовать расчетам [3], в данных условиях должен осуществляться только эстафетный режим горения, что и подтверждается экспериментами.

3.5. О теплопередаче в системе дисков

Оценим вклад теплопередачи излучением и теплопроводностью через газ в теплопередачу между дисками. Согласно [2] время сдвига приблизительно равно времени задержки воспламенения дисков при наличии зазора между ними (эстафетный режим горения) и определяется выражением

$$\tau_{sh} = 2SeTd \ln [1 + (2SeTd)^{-1} \exp(-1/2Td)], \quad (7)$$

где Td — критерий Тодеса: (8)

$$Td = \frac{c\rho}{Q} \frac{RT_*^2}{E}. \quad (8)$$

Учитывая, что значение логарифма слабее меняется с изменением Se, запишем время задержки воспламенения в упрощенном виде:

$$t_i = \frac{k_1}{\lambda + 4\varepsilon\sigma\delta T^4}, \quad (9)$$

где коэффициент k_1 включает в себя кинетические параметры и выражение под знаком логарифма и зависит от толщины дисков и зазора между ними, т. е. зависит от конкретных условий проведения процесса. В экспериментах время задержки зажигания определяется по формуле

$$t_i = t_{sh} - t_f = (h + \delta)/\bar{U} - h/U. \quad (10)$$

Из экспериментов, проведенных в гелии, аргоне и вакууме на дисках одинаковой толщины с одинаковым зазором между ними, находится коэффициент

$$k = \frac{\lambda_{\text{He}} - \lambda_{\text{Ar}}}{1/t_i^{\text{He}} - 1/t_i^{\text{Ar}}}, \quad (11)$$

соответствующие значения теплопроводности газов взяты при средней температуре $\langle T \rangle = (T_f + T_0)/2$. Используя найденное значение k , по этой же формуле рассчитываем теплопроводность остаточного вакуума в реакторе, а затем по формуле (9) рассчитываем степень черноты и вклад каждого типа теплопередачи. Оценки показывают, что $\varepsilon = 0,71 \div 0,77$, а вклад теплопередачи излучением составляет для гелия, аргона и остаточного вакуума $50 \div 56$, $89 \div 92$ и $95 \div 97\%$ соответственно. Необходимо отметить, что к этим оценкам нужно относиться осторожно, так как, во-первых, использовались упрощения (формула (9), выбор величины λ) и, во-вторых, в формулах для нахождения времени задержки и коэффициента k фигурируют разности довольно близких величин, что может приводить к значительным ошибкам.

В заключение проведем сопоставление экспериментальных данных по зависимости скорости горения от расстояния между дисками, полученных в данной работе, с рассчитанными по упрощенной модели [4], где была предложена простая формула для расчета скорости распространения фронта горения в эстафетном режиме:

$$\bar{U} = \frac{10\alpha S(h + \delta)}{c\rho V} \exp \left[-3,9 \frac{c(T_* - T_0)}{Q} \right], \quad (12)$$

где S — эффективная площадь контакта между элементарными ячейками, а V — объем ячейки. В нашем случае поверхность диска имеет геометрически определенную площадь и выражение (12) можно переписать в виде

Таблица 3
Сравнение экспериментально наблюдаемых
и расчетных скоростей горения

δ , мм		0,2	0,5	1
\bar{U} , мм/с, эксперимент		22	14	8
\bar{U} , мм/с, расчет	аргон	0,39	0,24	0,18
	водород	3,1	2,1	1,1

$$\bar{U} = \frac{10\alpha}{c\rho} \exp \left[-3,9 \frac{c(T_* - T_0)}{Q} \right]. \quad (13)$$

Для расчетов используем эффективное значение коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = \alpha_c + \varepsilon \sigma T_*^3, \quad (14)$$

а для α_c и ε используем оценочные значения, полученные в данной работе. Из результатов сравнения, приведенных в табл. 3, видно, что экспериментально измеренные скорости горения на порядок больше расчетных. Это может быть связано как с допущениями, принятыми в работе [4] (например, адиабатический режим процесса), так и с оценочным характером значений α_c и ε , полученных в данной работе. Так, например, более близкие значения дают расчеты, в которых использовались значения α_c для водородной газовой среды, а, как уже отмечалось, выделение водорода из порошка титана при горении может оказывать значительное воздействие на параметры процесса.

ВЫВОДЫ

1. Получены данные, указывающие на возможность протекания реакции в сверхадиабатическом режиме горения. Косвенным свидетельством осуществления этого режима является практически полное плавление продукта в волне горения.

2. При моделировании процесса гетерогенного горения в системе $5\text{Ti} + 3\text{Si}$ найден только один режим — эстафетный. Реализация единственного режима горения вызвана, наряду с методическими сложностями изготовления дисков толщиной менее 80 мкм, сочетанием ряда физических и кинетических факторов: малая теплопроводность образцов и малая толщина прогретого слоя, низкая энергия активации процесса и высокая скорость горения данной системы.

3. Исходя из теории, описывающей эстафетный режим горения, проведенные с использованием полученных экспериментальных результатов оценки показали, что вклад теплопередачи излучением при горении составляет $50 \div 97\%$ в зависимости от давления и природы газа.

Автор благодарит А. Г. Мержанова и А. С. Рогачева за обсуждение, ценные советы и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г. Гетерогенная модель распространения пламени // Докл. РАН. 1997. Т. 352, № 4. С. 487–489.
2. Мержанов А. Г. Распространение твердого пламени в модельной гетерогенной системе // Докл. АН. 1997. Т. 353, № 4. С. 504–507.
3. Мержанов А. Г., Перегудов А. Н., Гонтовская В. Т. Гетерогенная модель твердого пламенного горения: численный эксперимент // Докл. АН. 1998. Т. 360, № 2. С. 217–219.
4. Рогачев А. С., Мержанов А. Г. К теории эстафетного распространения волны горения в гетерогенных системах // Докл. АН. 1999. Т. 365, № 6. С. 788–791.
5. Филимонов И. А. Влияние передачи тепла излучением на распространение волны горения по модельной гетерогенной системе // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 69–76.
6. Vadchenko S. G. and Merzhanov A. G. Thermoexpanding graphite as a poreforming additive to SHS systems // Intern. J. of SHS. 1996. V. 5, N 2. P. 173–183.
7. Вадченко С. Г., Гордополов А. Ю., Мукасян А. С. Роль молекулярного и кондуктивного механизмов теплопередачи в распространении гетерогенной волны горения // Докл. АН. 1997. Т. 354, № 5. С. 610–612.
8. Мержанов А. Г., Рогачев А. С., Умаров Л. М., Кирьяков Н. В. Экспериментальное исследование газовой фазы, образующейся в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 4. С. 55–64.
9. Зенин А. А., Нерсисян Г. А. Тепловая структура волны СВС, механизм и макрокинетика высокотемпературного неизотермического взаимодействия элементов в системах Ti–Si и Zr–Si. М., 1980. (Препр. / АН СССР. ОИХФ).

Поступила в редакцию 23/XII 1999 г.,
в окончательном варианте — 25/V 2000 г.