

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПТЕРЬ НА РЕЖИМ И ПАРАМЕТРЫ ГОРЕНИЯ ТИТАНА В АЗОТЕ

В условиях поверхностного горения при пониженном давлении (200—750 мм рт. ст.) экспериментально осуществлен переход стационарного горения в спиновое при увеличении толщины сгораемого образца, спрессованного из порошка титана. Показана определяющая роль теплоотода из фронта горения внутрь образца при смене режимов горения. Исследовано влияние толщины сжигаемого образца на ряд характеристик спинового горения (скорость, частота, шаг).

При теоретическом и экспериментальном исследовании горения газовых и конденсированных систем, а также при практическом использовании процесса горения большое внимание уделяется влиянию теплотерь из фронта горения на возможность горения и его скорость [1—3]. Достаточно просто можно изменять теплотери горящего с торца образца путем изменения его диаметра. Такая работа ранее не проводилась на системах, которые горят под значительным влиянием фильтрации газа сквозь поры образца [4] либо послойно и поверхностно [5, 6], а также в спиновом и стационарном режимах [7—9]. Примером такой системы служит состав Ti—N.

В опытах использовались образцы с прямоугольными гранями (шириной 13, высотой 20 мм) разной толщины d , спрессованные из порошка титана до плотности $\rho = 1,9 \pm 0,03$ г/см³. Образцы прессовались на ручном гидравлическом прессе с площадью прессования 13×20 мм². Толщина образцов варьировала¹ от 0,5 до 13 мм. Чтобы исключить возможные краевые эффекты в процессе горения, боковые грани образцов сглаживались. Образцы в виде пластин можно изготовить очень тонкими и менять их толщину в значительных пределах (в 20—25 раз). Получить же цилиндрические образцы столь малого диаметра и достаточной высоты не представлялось возможным. Эксперименты проводили при давлениях азота $P_N = 200, 400$ и 750 мм рт. ст. в герметичном сосуде, снабженном прозрачными окнами. Среднюю скорость горения u , частоту ν и шаг спинового горения s [9] определяли по фоторегистрации. Также по фоторегистрации и визуально определяли режим горения — спиновый или стационарный. При этом фоторегистрация шла с широкой грани образца.

Для фоторегистрации динамики движения спинового очага реакции образец поворачивали из вертикального положения на 90° (по ходу протяжки фотопленки) для того, чтобы направление движения спинового очага было перпендикулярно направлению протяжки пленки. При этом угол наклона светящегося следа дает не как обычно среднюю скорость горения вдоль оси образца, а спиновую, т.е. скорость и направление движения спинового очага по поверхности образца. По такой фоторегистрации определяется также и частота спина.

На рис. 1, а показан пример такой фоторегистрации (позитивное изображение). Наиболее яркий след оставляет очаг, проходящий непосредственно перед щелью фоторегистратора, более слабые следы — предшествующий виток спинового очага (на темном фоне несгоревшего образца) и последующий виток (на светлом фоне сгоревшего, но еще не остывшего образца). Обычным методом выделить сходящиеся или расходящиеся спиновые очаги невозможно. На рис. 1, б хорошо наблюдаются динамика схождения очагов в центре пластины и последующее кратковременное усиление яркости² в этом месте, а также отображение следующего схождения очагов через ~ 2 с.

¹Конкретные значения d выбирались из расчета равных интервалов параметра теплоотдачи S_0/V_0 (отношения поверхности образца S_0 к его объему V_0).

²Усиление яркости аналогично наблюдаемому в работе [7] при столкновении фронтов горения и свидетельствует о повышении температуры в месте столкновения за счет избытка энтальпии во фронте горения и повторного горения недогоревшего металла.

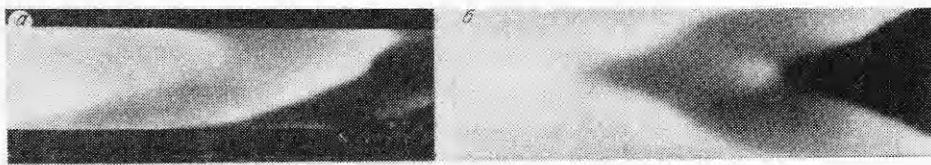


Рис. 1. Фоторегистрация движения спинного очага горения по поверхности горящего образца.
 а — цилиндрический образец, $d = 10$ мм, $\rho = 1,9$ г/см³, $p_{\text{Н}} = 200$ мм рт. ст., $u = 3 + 12$ мм/с, $v = 0,5$ л/с; б — плоский образец, толщина 5 мм, $\rho = 1,9$ г/см³, $p_{\text{Н}} = 200$ мм рт. ст. Скорость сходящихся очагов = 3 мм/с, $v = 0,5$ л/с, время повторного горения = 1 с.

Известно, что при пониженном давлении цилиндрические образцы титана могут гореть в азоте в спиновом режиме [9]. В других условиях уменьшение диаметра образца приводило к увеличению скорости его горения [8]. Из работы [10] следует, что изменение диаметра образца, горящего в спиновом режиме, может привести к ряду разнообразных явлений — от противоположного влияния на скорость горения до погасания или появления кратных спиновых волн. Все это, а главное, недостаточное количество экспериментальных результатов в этой области и стимулировало проведение настоящей работы.

Прежде всего отметим, что в эксперименте впервые наблюдалась смена режима горения при изменении толщины горящего образца: при $d = 3 + 13$ мм — спиновый режим, при $d < 3$ мм — стационарный.

На рис. 2 приведены зависимости u (d) для трех давлений азота. Налицо аномальный ход зависимости — увеличение толщины пластины вызывает падение скорости. При послойном горении, когда процесс идет по всему сечению образца, на него влияют теплотери из фронта горения во внешнюю среду. При этом относительная роль теплотер с ростом d уменьшается пропорционально отношению $S_0/V_0 \sim 1/d$, а скорость горения растет.

Горение же в азоте пресованных металлических образцов без оболочки, как правило, идет в поверхностном режиме [4—6]. При этом внутренние слои образца отбирают тепло из фронта горения, проходящего по поверхности, и, таким образом, могут являться основной причиной теплотер. С ростом d относительная роль теплотер увеличивается, приводя к уменьшению u . Скорость горения в рассматриваемых случаях хорошо описывается

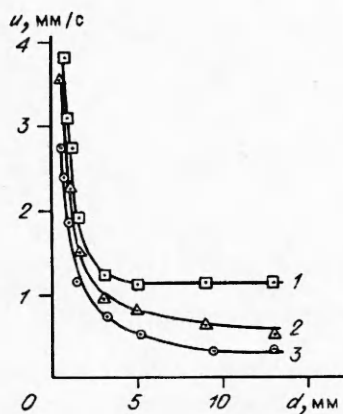


Рис. 2. Зависимость скорости горения от толщины образца.
 $p_{\text{Н}}$, мм рт. ст.: 1 — 750, 2 — 400, 3 — 200.

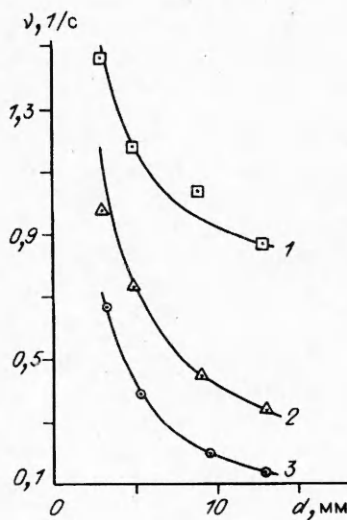


Рис. 3. Зависимость $v(d)$.
 $p_{\text{Н}}$, мм рт. ст.: 1 — 750, 2 — 400, 3 — 200.

p_N мм рт. ст.	A при d, мм		B при d, мм		C	D
	≤ 3	≥ 3	≤ 3	≥ 3		
200	0,25	0,15	1,5	1,8	-0,04	2,3
400	0,5	0,5	1,7	1,7	0,15	2,6
750	0,7	1,1	1,8	0,35	0,7	2,3

эмпирическими формулами типа $u = A + B/d$, где A и B — постоянные, приведенные в таблице. Вероятно, падение скорости горения с диаметром можно считать необходимым условием и признаком поверхностного горения.

Сходным образом ведет себя и зависимость частоты спинового горения от диаметра $\nu = C + D/d$ (рис. 3). Анализ данных таблицы показывает, что величины A и C сильнее зависят от давления азота, чем B и D . В области $d \approx 3$ мм режим горения меняется. Предыдущие исследования показали, что при этом происходит излом в зависимости скорости горения от соответствующего параметра. Это наблюдалось при переменном общем давлении в зависимости от разбавления азота разными инертными газами [8] и при постоянном давлении и разной концентрации азота в смеси [9]. В рассматриваемой зависимости такой излом при смене режима сильно выражен только при $p_N = 750$ мм рт. ст., что наглядно видно на рис. 4 и из данных таблицы.

На рис. 5 показана зависимость ширины прогретого слоя образца a/u , горящего со скоростью u и имеющего теплопроводность a , от толщины образца при разных давлениях азота. Кривые строились следующим образом. В диапазоне $3 \leq d \leq 13$ мм (спиновый режим горения) линии представляют собой зависимость шага спинового горения s от толщины образца. Здесь использовалось соотношение $s = u/\nu$ [9], так как, согласно [10], $s = a/u$. Из двух последних выражений следует $a = u^2/\nu$. По этой формуле определялась средняя теплопроводность образцов, которая с давлением несколько увеличивалась (от $0,7 \cdot 10^{-2}$ до $1,2 \cdot 10^{-2}$ см²/с). По вычисленным значениям a и соответствующим скоростям горения строились зависимости при $d < 3$ мм. Прямая 1 соответствует началу спинового горения ($d = 3$ мм, $a/u = s = 1$ мм, $a/u = d/3$).

Из рис. 5 следует, что спиновый режим горения возникает, если a/u равна или меньше некоторой величины (в данном случае $1/3 d$). Это же ограничение, естественно, накладывается и на шаг спина: $s < d/3$. Нижние части кривых этому условию не удовлетворяют, поэтому спиновый режим при $d < 3$ мм не наблюдается. Из рис. 5 также следует, что шаг спинового горения несколько возрастает при увеличении d и уменьшается при росте p_N .

Как показано в [7—9], при горении системы Ti—N смена режимов горения от стационарного к спиновому может происходить под влиянием различных параметров (плотность, концентрация компонентов, начальная температура, давление газа). Эти параметры в конечном счете влияли на соотношение теплоприхода и теплоотвода из фронта горения. Аналогичный эффект получен и в данной работе при увеличении толщины образца до 3 мм и более.

Можно провести грубую оценку соотношения между шагом спина (шириной прогретого слоя) и толщиной пластины в спиновом режиме из самых простых допущений:

1) полупериод спина $t_c/2$ должен быть меньше характеристического времени прогрева образца l^2/a (l — характер-

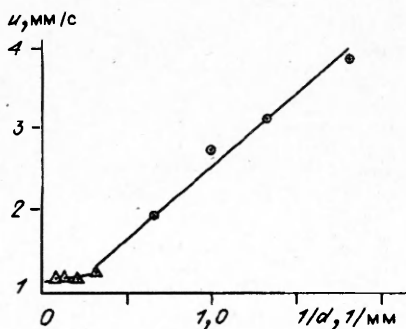
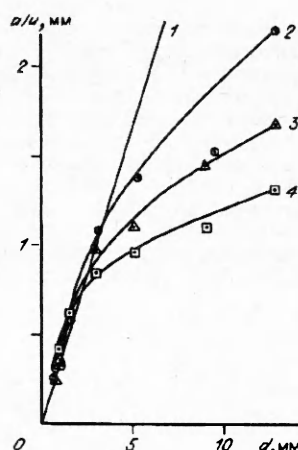


Рис. 4. Зависимость скорости горения от обратной толщины образца; $p_N = 750$ мм рт. ст.

Рис. 5. Зависимость ширины прогретого слоя от толщины образца.
 1 — $a/u = d/3$; pN , мм рт. ст.: 2 — 200, 3 — 400, 4 — 750.



ный размер). Допущение берется из соображений, что при полуобороте спиновое очага он оказывался бы на противоположной стенке пластины, еще не успевшей прогреться, поэтому способной так же поглощать тепло, как и на полпериода ранее;

2) из соображений симметрии по толщине образца характерный размер равен половине толщины образца ($l = d/2$). Из допущений 1 и 2 следует

$$t_c/2 < d^2/4a. \quad (1)$$

Период спина

$$t_c = 1/\nu = s/u. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получаем

$$sa/u < d^2/2. \quad (3)$$

Так как, согласно [10],

$$a/u = s, \quad (4)$$

то из (3) и (4) следует

$$s < d/\sqrt{2}. \quad (5)$$

Правая часть неравенства (5) всего в 2 раза больше значения, полученного в эксперименте ($s < d/3$), что при столь грубой оценке можно считать удовлетворительным результатом, а для удовлетворения условию $s < d/3$ необходимо принять $l = d/4$.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

В условиях поверхностного горения экспериментально осуществлен переход стационарного горения в спиновое при увеличении толщины образца. Исследованы характеристики спинового горения в зависимости от толщины образца. Показана определяющая роль теплоотвода внутрь образца. Разработана методика исследования спинового горения на тонких плоских образцах.

Автор благодарит В.В. Барзыкина за внимание к работе и ее обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. — 1941. — 11, вып. 1. — С. 159.
2. Зельдович Я.Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Там же. — 1942. — 12. — С. 498.
3. Андреев К.К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1966. — С. 109.
4. Алдушин А.П. Фильтрационное горение металлов // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. — Новосибирск: Наука, 1988. — 52 с.

5. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. Горение пористых образцов металлов в газообразном азоте и синтез нитридов. Отчет филиала ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1971.
6. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. — 1972. — 206, № 4. — С. 905.
7. Мержанов А.Г., Филоненко А.К., Боровинская И.П. Новые явления при горении конденсированных систем // Там же. — 1972. — 208, № 4. — С. 892.
8. Филоненко А.К., Вершинников В.И. Закономерности спинового горения титана в азоте // ФГВ. — 1975. — 11, № 3. — С. 353.
9. Филоненко А.К. Спиновое горение титана при пониженном давлении // Там же. — 1991. — 27, № 1. — С. 41.
10. Новожилов Б.В. К теории поверхностного спинового горения // Докл. РАН. — 1992. — 326, № 3. — С. 485.

142432, п. Черноголовка
ИСМ РАН

Поступила в редакцию 20/XII 1992,
после доработки — 10/VI 1993

УДК 536.46 + 662.1

Г.С. Асланян, И.Л. Майков, И.З. Филимонова

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Разработана численная модель расчета горения пылеугольных частиц в двумерном турбулентном осесимметричном потоке газообразного окислителя. Учтено влияние турбулентности газовой среды на скорость движения частиц. Излучение рассматривается в рамках модели четырех потоков. Достигнуто удовлетворительное соответствие с имеющимися экспериментальными данными.

В последние годы получило существенное развитие моделирование двумерных и трехмерных турбулентных течений [1—3]. Большой интерес вызывает введение в подобные задачи конденсированной фазы, так как это позволяет проследить одновременно за процессами турбулентного смешения, взаимного гидродинамического влияния фаз и кинетики горения частиц, а также излучения. Применительно к углю проблема осложняется наличием потока летучих компонентов с поверхности частиц и необходимостью введения дополнительной функции смешения данного потока с несущим.

Существуют два метода описания поведения частиц в потоке: Лагранжа (дискретное) [4—6] и Эйлера (непрерывное) [7]. Точность расчетов в значительной степени определяется учетом влияния турбулентности газовой среды на поведение твердой фазы [2]. Эта проблема изучена в [4—6].

В настоящей работе разработана численная модель расчета горения пылеугольных частиц в двумерном турбулентном осесимметричном потоке газообразного окислителя. Газовая фаза описана в рамках представления Эйлера, твердая — в рамках представления Лагранжа.

Эйлерово описание газовой фазы. Движение газовой фазы описывается уравнениями неразрывности и сохранения импульса. Общий вид этих уравнений в двумерной осесимметричной системе цилиндрических координат в предположении ньютоновой жидкости, отсутствия массовых сил и установившегося движения для переменной Φ имеет вид [1]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r\rho u\Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v\Phi) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left(r\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = S_{\Phi}. \quad (1)$$

Выражения для функций Φ , Γ_{Φ} и S_{Φ} приведены в таблице.

Турбулентность рассматривается в рамках модели $k - \epsilon$, основывающейся на введении эффективной турбулентной вязкости μ_e по аналогии с

© Г.С. Асланян, И.Л. Майков, И.З. Филимонова, 1994.