

КВАЗИГОМОГЕННЫЙ И ПСЕВДОСПИНОВЫЙ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ЦИРКОНИЕВЫХ ПРОВОЛОК В ВОЗДУХЕ

С. Г. Вадченко

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка
vadchenko@mail.ru

Предложена новая экспериментальная методика исследования механизма перехода от квазигомогенного горения к гетерогенному — горение пружины с изменяющимся шагом. В зависимости от шага пружины, скрученной из циркониевой проволоки, способной самостоятельно гореть в воздухе, возможны два режима горения. Квазигомогенный (послойный) режим горения реализуется при малом шаге витков пружины, при увеличении шага пружины горение переходит в гетерогенный (псевдоспиновый режим горения). Исследованы условия осуществления различных режимов горения в зависимости от диаметра и шага пружины.

Ключевые слова: гетерогенное горение, спин, окисление циркония.

В настоящее время в теории гетерогенного горения большой интерес вызывает изучение закономерностей сгорания специально созданных модельных гетерогенных систем. Так, в работах [1, 2] изучено горение в многослойных системах, состоящих из горючих и инертных слоев, а в [3–6] дана теория таких процессов. Эти исследования развили важные представления о квазигомогенном и эстафетном режимах горения. В работах [7, 8] предложена другая модельная гетерогенная структура — тонкие чередующиеся слои горючего и окислителя (например, металла и неметалла или двух разнородных металлов). Эти работы показали возможность осуществления «высокоскоростных» режимов горения.

В данной статье предложена и изучена новая модель гетерогенной системы (пружина), позволяющая также реализовать разные режимы горения — одиночные волны типа спиновых [9] и коллективные волны, являющиеся результатом теплового взаимодействия витков.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Используемые образцы представляют собой пружины диаметром $D = 0,3 \div 1,1$ мм, свернутые из циркониевой проволоки диаметром

$d = 0,09$ мм с заданным шагом h . Минимальная длина пружины составляет 10 диаметров. Пружина воспламеняется молибденовой нитью диаметром 0,1 мм, нагреваемой коротким электрическим импульсом. Предельным случаем горения пружины (при $h \rightarrow \infty$) является горение прямой проволоки. Горение может инициироваться в верхней или нижней части образца. Процесс горения фиксируется видеокамерой, по видеозаписи определяются режим горения и скорость фронта U_f .

Эксперименты проводили в воздушной среде при атмосферном давлении.

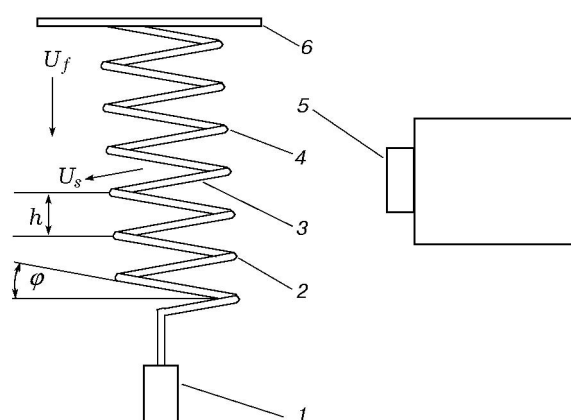


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — держатель образца, 2 — исходная проволока, 3 — фронт горения, 4 — продукты горения, 5 — видеокамера, 6 — инициирующая проволока

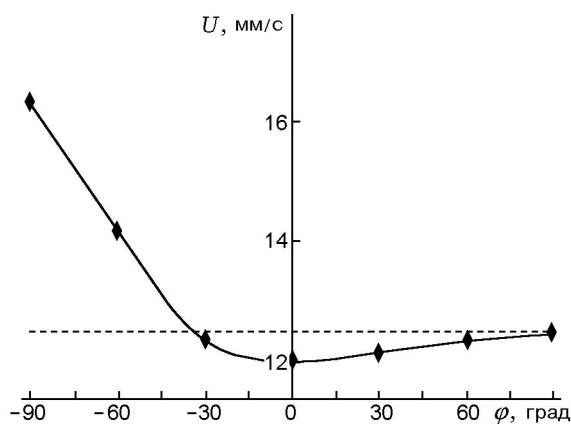


Рис. 2. Зависимость скорости горения прямой проволоки от угла φ :

отрицательные значения угла наклона соответствуют поджогу снизу, $\varphi = 0$ — горизонтальному положению проволоки, положительные значения — поджогу сверху

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Влияние гравитационной конвекции и торцевых эффектов. На рис. 2 показана зависимость скорости горения U прямой проволоки от угла ее отклонения от горизонтали ($\varphi = 0$). Обращает на себя внимание наличие минимума скорости горения при положении проволоки, близком к горизонтальному, что обусловлено изменением эффективного сечения конвективного потока воздуха, приводящего к изменению теплоотдачи из фронта горения. Исследование изменения скорости горения прямой вертикально расположенной проволоки по ее длине в зависимости от направления распространения волны горения показало, что при инициировании реакции сверху стационарная скорость фронта горения устанавливается на участке проволоки, примерно в три раза более коротком, чем при инициировании снизу. На начальном участке проволоки наблюдаемая скорость горения отличается от стационарной из-за дополнительного нагрева от инициирующей проволоки, а на конечном — вследствие кондуктивной теплоотдачи в держатель образца.

Стационарная скорость горения пружин в зависимости от их диаметра и шага устанавливалась после сгорания 1 ÷ 5 витков и оставалась постоянной практически до конца горения.

Для исключения влияния на процесс горения конвекции и торцевых эффектов (дополнительного тепла от инициирующей проволоки

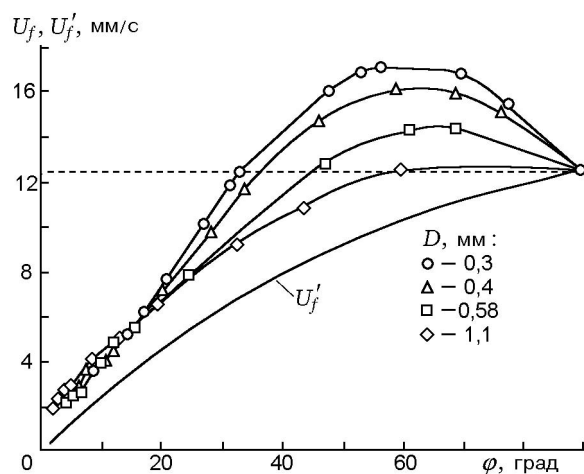


Рис. 3. Зависимости фронтальной (U_f) и расчетной фронтальной (U'_f) скоростей горения от угла φ

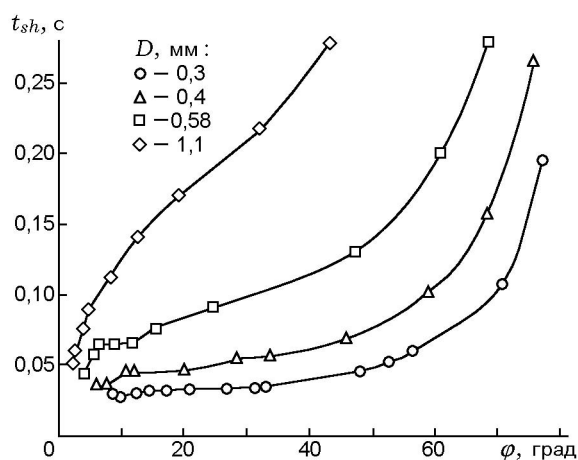
и теплоотдачи в держатель образца) эксперименты проводили при инициировании реакции сверху, а измерения — на участке образца с установившейся скоростью горения.

Режимы горения пружин. Видеосъемка распространения горения по длине пружины позволила установить существование двух режимов горения — квазигомогенного и псевдоспинового. В первом случае фронт горения движется «последовательно», без видимых задержек при переходе от витка к витку. Этот режим характерен для плотных пружин с малым шагом. Во втором случае, начиная с некоторого шага витка, горение распространяется вдоль проволоки и визуально наблюдается как движение очага при спиновом горении. При этом основные закономерности горения пружин (уменьшение фронтальной и окружной скоростей горения при увеличении диаметра) качественно совпадают с закономерностями обычного спинового горения [7].

Скорость фронта горения и время сдвига. На рис. 3 показана зависимость скорости фронта горения (U_f) от угла φ между касательной к витку пружины и плоскостью фронта горения при различных диаметрах пружин. Значение угла φ рассчитывали по формуле

$$\varphi = \arctg \frac{h}{\pi(D-d)}. \quad (1)$$

Угол φ выбран в качестве аргумента, так как он является универсальной величиной для пружин различного диаметра и с разным шагом,

Рис. 4. Зависимости времени сдвига от угла φ

позволяет сопоставить скорость горения пружин со скоростью горения прямой проволоки ($h \rightarrow \infty$) и дает удобную шкалу значений при изменении шага пружин от нуля до бесконечности.

Отметим следующие особенности зависимостей $U_f(\varphi)$:

- отсутствие значительных скачков скорости при переходе от квазигомогенного режима горения к псевдоспиновому,

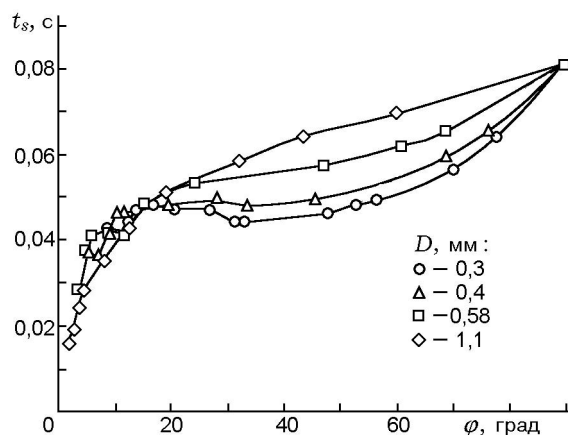
- превышение скорости горения пружины (начиная с некоторого угла φ) над скоростью горения прямой проволоки (штриховая линия на рис. 3),

- наличие максимума скорости горения при некотором значении угла φ .

По аналогии с процессом распространения волны горения в системе пластин [1] при горении пружин также можно ввести в рассмотрение время сдвига t_{sh} , представляющее собой время сгорания одного витка пружины:

$$t_{sh} = h/U_f. \quad (2)$$

Зависимость $t_{sh}(\varphi)$ показана на рис. 4. При таком представлении результатов обнаруживается несколько характерных зон, наиболее четко проявляющихся при горении пружин малого диаметра. В области квазигомогенного режима горения с увеличением угла φ (шага витка) время t_{sh} практически постоянно. Переход к псевдоспиновому режиму вначале сопровождается ростом t_{sh} , затем вновь наблюдается плато вплоть до некоторого значения угла φ , после чего время t_{sh} монотонно растет. С

Рис. 5. Зависимости времени сгорания единицы длины проволоки от угла φ

увеличением диаметра пружины длина плато уменьшается.

Окружная скорость горения и время сгорания единицы длины проволоки. Исходя из значений скорости фронта горения можно рассчитать соответствующие окружные скорости горения

$$U_s = U_f \sqrt{\frac{(\pi(D-d))^2}{h^2} + 1} = \frac{U_f}{\sin \varphi} \quad (3)$$

или время сгорания единицы длины (в данном случае — 1 мм) проволоки $t_s = 1/U_s$. Отметим, что в области квазигомогенного режима горения величины U_s и t_s фиктивные. Зависимости $t_s(\varphi)$ приведены на рис. 5. Для малых диаметров пружин эти зависимости характеризуются точкой перегиба. При увеличении диаметра пружин максимум вырождается в плато ($D = 0,58$ мм), а при диаметре $D = 1,1$ мм время t_s монотонно растет с увеличением угла φ .

Параметрические области существования различных режимов горения. На режимы и скорость распространения горения по пружине влияет ряд факторов, которые частично затушевывают наблюдаемые эффекты. К таким факторам относятся теплоотдача в окружающую среду, диффузионные затруднения транспорта кислорода к поверхности проволоки и изменение ее равноступности при изменении диаметра и шага витка пружины. Тем не менее по экспериментальным данным была построена параметрическая диаграмма областей различных режимов горения в координатах «угол φ (шаг пружины) — диаметр пружины» (рис. 6). Сле-

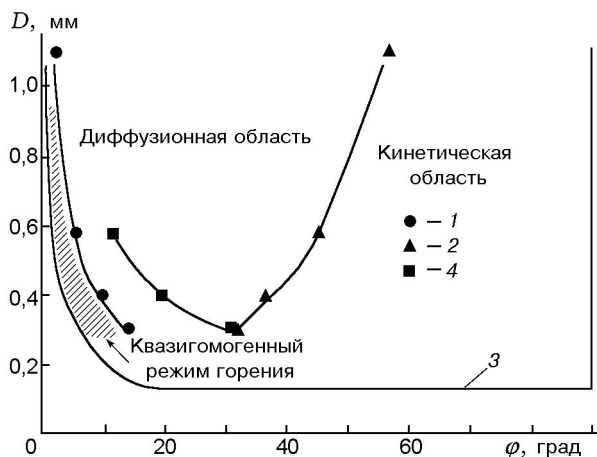


Рис. 6. Области существования различных режимов горения:

1 — угол перехода от квазигомогенного к псевдоспиновому режиму горения, 2 — угол, при котором фронтальная скорость горения пружины превышает скорость горения прямой проволоки, 3 — φ_{lim} , 4 — угол, до которого наблюдается плато на зависимостях $t_{sh}(\varphi)$

ва и внизу область диаграммы ограничена предельным значением угла φ , определяемым по формуле

$$\varphi_{lim} = \text{arctg} \frac{d}{\pi(D-d)}. \quad (4)$$

Область горения в целом можно разделить на две — диффузионную и кинетическую. Положение разделяющих их границ приблизительно определяется по точкам пересечения кривых $U_f(\varphi)$ и скорости горения прямой проволоки. Эти точки дают максимальные значения угла φ , при которых еще возможно торможение реакции транспортом кислорода в зону реакции. Минимальные значения угла φ могут быть определены как углы, при которых заканчивается плато на зависимостях $t_{sh}(\varphi)$ и начинается монотонный рост времени t_{sh} . Поскольку существуют диффузионные затруднения транспорта кислорода к поверхности проволоки, одной из причин появления плато на зависимостях $t_{sh}(\varphi)$ или точки перегиба на зависимостях $t_s(\varphi)$ может быть переход из диффузионной области реакции в кинетическую.

Таким образом, квазигомогенный режим горения осуществляется в диффузионной области, псевдоспиновый режим — как в диффузионной, так и в кинетической области.

Влияние начальной температуры. Очевидно, что скорость фронта при увеличении шага пружины или при увеличении угла φ должна стремиться к скорости горения прямой проволоки, т. е. непрерывно возрастать. В отсутствие теплопереноса между витками пружины по скорости горения прямой проволоки можно рассчитать фиктивную скорость фронта горения пружины (не зависящую от ее диаметра) по формуле $U'_f = U \sin \varphi$ (расчетная зависимость приведена на рис. 3). Однако вследствие взаимодействия витков (прогрева последующего витка от сгоревшего предыдущего) измеряемая скорость фронта горения превышает расчетную: в области квазигомогенного режима горения — в 2,5 ÷ 5 раз, при увеличении угла φ измеряемые и расчетные скорости сближаются.

Очевидно, что скорость фронта горения в области псевдоспинового режима является функцией окружной скорости. Как было отмечено выше, при исследовании изменения скорости горения по длине прямой проволоки обнаружено сильное влияние теплоотдачи в держатель образца, проявляющееся на конечном участке горения длиной ≈ 3 мм или 30 диаметров проволоки. Это расстояние можно рассматривать как длину зоны прогрева в волне горения прямой проволоки. При свертывании проволоки в пружину появляются витки, прогретые только за счет кондуктивного теплопереноса по самой проволоке. Число прогретых витков рассчитывается по формуле

$$n = \frac{l \cos \varphi}{\pi(D-d)} \quad (5)$$

и изменяется от $n = 4,5$ ($D = 0,3$ мм, $\varphi = 8,6^\circ$) до $n = 0,47$ ($D = 1,1$ мм, $\varphi = 60^\circ$). Таким образом, за счет кондуктивного теплопереноса по самой проволоке горение пружины всегда происходит при начальной температуре ее витков, превышающей температуру окружающей среды.

За счет кондуктивного и радиационного теплопереноса через газовую прослойку между витками происходит дополнительное увеличение начальной температуры проволоки и скорости ее горения, соответственно изменяются длина зоны прогрева в самой проволоке и фронтальная длина зоны прогрева в пружине.

В интервале температур 293 ÷ 533 К был измерен температурный коэффициент скорости горения прямой проволоки. Полученная зависимость описывается формулой

$$k_{T_0} = \frac{d \ln U}{dT_0} = 2,45 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}.$$

Из сопоставления зависимости $U(T_0)$ с зависимостью $U_f(\varphi)$ можно сделать вывод, что для наблюдаемого максимального превышения скорости фронта горения пружины над скоростью горения прямой проволоки ($D = 0,4$ мм, $\varphi = 57^\circ$) достаточно нагрева витков пружины до $T_0 = 390$ К, что вполне достижимо за счет теплопереноса по самой проволоке и через газовую фазу.

Как отмечалось выше, плато на зависимостях $t_{sh}(\varphi)$ или точка перегиба на зависимостях $t_s(\varphi)$, означающая относительный рост окружной скорости горения, могут быть обусловлены переходом из диффузионной области реакции в кинетическую. Другой возможной причиной увеличения скорости горения в некотором интервале углов φ может быть приближение условий горения пружин с определенным шагом к условиям сверхадиабатического режима горения, теоретическое обоснование которого дано в [3–5]. Действительная причина появления плато может быть определена при исследовании горения циркониевых пружин в кислороде либо при использовании в данной методике проволок, способных гореть самостоятельно в инертной среде, например, алюминиевых, покрытых никелем проволок.

Автор выражает глубокую благодарность академику А. Г. Мержанову за ценные советы при обсуждении постановки экспериментов и результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вадченко С. Г., Мержанов А. Г. Гетерогенная модель распространения пламени // Докл. АН. 1997. Т. 352, № 4. С. 487–489.
2. Вадченко С. Г. Безгазовое горение модельной многослойной системы (горение дисков с зазором) // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 2. С. 42–50.
3. Мержанов А. Г. Распространение твердого пламени в модельной гетерогенной системе // Докл. АН. 1997. Т. 353, № 4. С. 487–489.
4. Мержанов А. Г., Перегудов А. Н., Гонтовская В. Т. Гетерогенная модель твердопламенного горения: численный эксперимент // Докл. АН. 1998. Т. 360, № 2. С. 217–219.
5. Рогачев А. С., Мержанов А. Г. К теории эстафетного распространения волны горения в гетерогенных системах // Докл. АН. 1999. Т. 365, № 3. С. 788–791.
6. 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.
7. Григорян А. Э., Елистратов Н. Г., Ковалев Д. Ю. и др. Автоволновое распространение термических реакций в тонких многослойных пленках системы Ti+Al // Докл. АН. 2001. Т. 381, № 3. С. 283–287.
8. Шербаков В. А., Штейнберг А. С., Мунир А. З. Формирование конечного продукта при горении слоевой системы Ni–Al // Докл. АН. 1999. Т. 364, № 5. С. 647–652.
9. Мержанов А. Г., Филоненко А. К., Боровинская И. П. Новые явления при горении конденсированных систем // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208, № 4. С. 892–894.

Поступила в редакцию 22/1 2002 г.