

РЕЖИМЫ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ И МАКРОСТРУКТУРА ФРОНТА (НА ПРИМЕРЕ СИСТЕМЫ Ti—Si)

А. С. Рогачёв¹, Ф. Барас², С. А. Рогачёв¹

¹Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, 142432 Черноголовка
rogachev@ism.ac.ru

²Институт Карно де Бургунь, Университет Бургундии, Дижон, Франция

С помощью скоростной макровидеосъемки и компьютерной покадровой обработки изображений исследованы режимы безгазового горения на примере системы титан — кремний. Проведена реконструкция трехмерной формы фронта горения, и на ее основе предложены объяснения режимов распространения фронта горения по поверхности цилиндрических образцов. Форма фронта внутри образца оказалась близкой к параболоиду. Обнаружено принципиально разное поведение волны горения при избытке титана или кремния. Наблюдаемым явлениям дано объяснение с позиций микрогетерогенной модели горения.

Ключевые слова: безгазовое горение, система Ti—Si, форма фронта горения.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование режимов безгазового горения смесей порошков, таких как Ti + C, Ti + Si, Ni + Al и им подобных, не только легло в основу новой технологии получения неорганических материалов — самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1], но и расширило современные представления о процессах горения [2]. Было экспериментально доказано существование двух классов неоднородности фронта безгазового горения, различающихся масштабом наблюдаемых возмущений. Первый класс — микрон неоднородности, обусловленные гетерогенной структурой порошковой смеси. Как показала скоростная видеосъемка, даже при стационарном распространении фронт горения состоит из микроскопических всплесков, обусловленных сгоранием отдельных металлических частиц смеси или их кластеров [3, 4]. Второй класс представляют макроскопические неоднородности, связанные с потерей тепловой устойчивости волны горения и с искажениями формы фронта в масштабе всего образца. Именно такие особенности волн безгазового горения изучались в данной работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Национального центра научных исследований Франции, совместный проект РФФИ-НЦНИ (№ 06-03-22000 и PICS 3462 SC-CNRS).

F. Baras.
Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS,
Université de Bourgogne, Dijon, France.

Разнообразные нестационарные режимы безгазового горения проявляются, когда скорость генерации тепла в ходе химической реакции оказывается недостаточной для устойчивого распространения стационарной волны горения, например, при недостатке горючего или окислителя, а также при разбавлении реакционной смеси инертным компонентом. Экспериментально обнаружены автоколебательный (пульсирующий) режим [5, 6]; спиновое горение безгазовых систем, при котором видимый очаг реакции движется по спирали на боковой поверхности цилиндрического образца [7, 6]; предельный режим горения, сочетающий пульсации и круговое (спиральное) движение ярких точек на поверхности [6]. Установлено, что при разбавлении смеси титана с бором большим количеством меди или железа стационарное горение переходит в спиновое, а затем, при еще большей степени разбавления, стационарное горение переходит в низкоскоростной стационарный режим [8]. При исследовании неустойчивого горения термитных систем обнаружены автоколебательный, многоточечный и спиновый режимы [9]. Экспериментальное изучение режимов безгазового горения проводилось, как правило, на цилиндрических образцах (реже — пластинах). При этом непосредственно наблюдалось распространение волны горения по поверхности цилиндра, т. е. пересечение трехмерной поверхности фронта горения с боковой поверхностью образца. Сама форма фронта горе-

ния оставалась скрытой внутри непрозрачного образца.

В цикле теоретических работ, в том числе с использованием трехмерного моделирования, описано множество нестационарных режимов — от одномерных пульсаций [10, 11] до сложных трехмерных режимов, включающих многоочаговые спиновые режимы и хаотическое поведение волны горения (см., например, [12–14]). Этим режимам соответствуют разнообразные формы трехмерной поверхности фронта внутри образца, полученные компьютерным моделированием. В работе [15] были введены понятия слабого и сильного спиновых режимов горения. Слабый спин представляет собой слабое возмущение на фоне стационарно распространяющейся волны, в то время как при сильном спине вся реакция сосредоточена в реакционном пятне и отсутствуют даже следы стационарной плоской волны. Был сделан вывод, что наблюдаемые в экспериментах явления соответствуют сильному спину. Провести прямое сопоставление теоретических моделей и экспериментально наблюдаемых режимов в настоящее время затруднительно именно из-за отсутствия опытных данных о структуре нестационарных волн горения, в особенности о форме поверхности фронта горения в трехмерном пространстве внутри образца. Эта задача решается в данной работе с использованием высокоскоростной макровидеосъемки и компьютерной обработки изображений, что позволяет впервые выполнить трехмерную реконструкцию формы волны горения внутри образца.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования выбраны составы $Ti + xSi$, поскольку их безгазовое горение во всем диапазоне значений x проходит без нарушения сплошности среды, растрескивания или расслоения образца, в отличие от многих систем с углеродом или бором. Горение составов $Ti + xSi$ довольно хорошо изучено экспериментально [16, 17]. Концентрационные пределы горения зависят от размера частиц реагентов: горение мелких порошков ($Ti < 50$ мкм, $Si < 30$ мкм) возможно в диапазоне $x = 0.3 \div 2.4$ [16]; увеличение размера частиц реагентов приводит к сужению этого диапазона. При использовании крупного титана ($250 \div 280$ мкм) в смеси $Ti + Si$ наблюдалось нестабильное «спиновое» горение, временами переходящее в пульси-

рующий или предельный режим [17]. В нашей работе для приготовления реакционных смесей использовались порошки Ti (производство «Alfa Aesar», размер частиц < 150 мкм, чистота 99 %) и Si (ERAG, < 44 мкм, 99.9 %), которые смешивались в смесителе, снабженном качающимся барабаном DYN01000, в течение 30 мин без применения размольных тел, что обеспечивало сохранение исходного размера частиц реагентов в смеси. Стехиометрический коэффициент x варьировался от 0.3 до 2.0. Из полученных смесей методом двухстороннего холодного прессования готовились цилиндрические образцы диаметром 13 мм, высотой $10 \div 12$ мм, пористостью $40 \div 45$ %. Образцы помещались в реакционную камеру, которую вакуумировали, а затем наполняли чистым аргоном до атмосферного давления. Схема эксперимента показана на рис. 1. На верхнем торце образца устанавливалась поджигающая таблетка состава $Ti + 0.6Si$ высотой ≈ 4 мм, реакция в которой инициировалась нагретой вольфрамовой спиралью. Волна горения приходила в образец из поджигающей таблетки, что обеспечивало стабильные условия зажигания для разных составов. Образцы устанавливались либо вертикально, либо под углом $\approx 45^\circ$ к вертикали, в последнем случае через окно реакционной камеры можно было наблюдать как распространение фронта по боковой поверхности цилиндра, так и выход фронта горения на нижний торец образца. Процесс регистрировался высокоскоростной цифровой видеока-

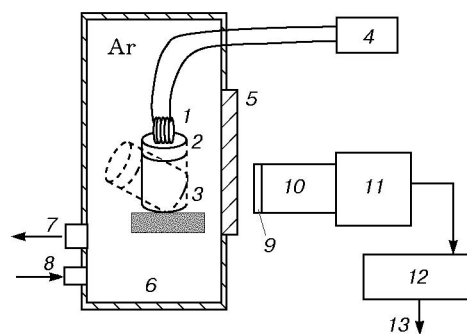


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — инициирующая вольфрамовая спираль, 2 — поджигающая таблетка, 3 — исследуемый образец, 4 — источник тока, 5 — прозрачный иллюминатор, 6 — реакционная камера, 7 — выпуск газа (к вакуумному насосу), 8 — впуск газа, 9 — светофильтр, 10 — макрообъектив, 11 — скоростная видеокамера, 12 — процессор видеокамеры, 13 — к компьютеру

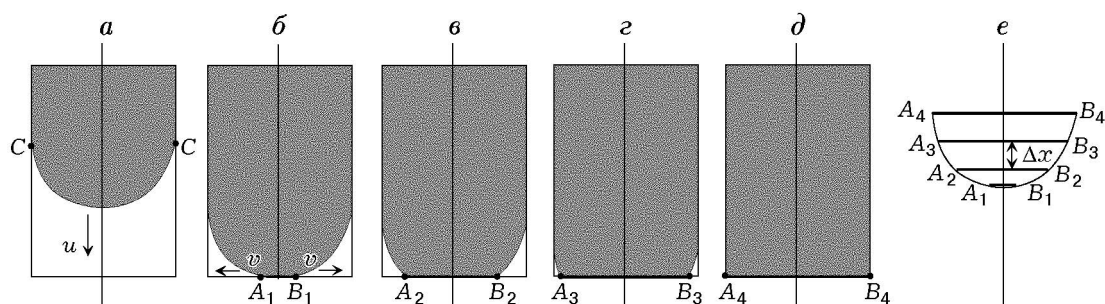


Рис. 2. Схема метода реконструкции фронта горения:

a-d — продольные разрезы образца на разных стадиях горения (сгоревшая часть затемнена), *e* — реконструкция фронта горения

мерой «Kodak Motion Analyzer SR-500» с частотой 250 кадр/с. Последовательность черно-белых видеокadres записывалась процессором видеокамеры, а затем транслировалась в память компьютера для дальнейшей обработки.

Процедура реконструкции формы фронта схематично показана на рис. 2. Рассмотрим разрез цилиндрического образца, вдоль оси которого с постоянной скоростью u распространяется волна безгазового горения (рис. 2, *a*). Очевидно, что для любой формы фронта, симметричной относительно оси образца (плоскость, выпуклый или вогнутый параболоид и др.), наблюдения боковой поверхности покажут равномерно движущуюся кольцевую линию. Для получения данных о трехмерной форме фронта необходимо зафиксировать выход волны горения на торцевую поверхность цилиндра (рис. 2, *b-d*). Как только передние участки фронта достигнут нижнего края образца, на торцевой поверхности появятся светящиеся области продукта сгорания $A_i B_i$, форма которых зависит от формы фронта. Создав компьютерные образы контуров $A_i B_i$, расположив их друг над другом с интервалом $\Delta x = u \Delta t$ (где Δt — временной интервал между кадрами видеозаписи) и построив огибающую трехмерную поверхность (рис. 2, *e*), получим приближенную реконструкцию трехмерной формы фронта, существовавшей внутри образца. Данный способ имеет два ограничения. Нам приходится предполагать, во-первых, что фронт движется с постоянной скоростью u , во-вторых, что форма фронта не претерпевает существенных искажений при выходе на торец образца. Например, если скорость распространения резко уменьшилась (период стагнации при автоколебательном горении) и это изменение не было учтено при реконструкции, то реконструк-

ция даст более вытянутую вдоль оси образца поверхность, чем реально существующая. При резком ускорении волны горения, напротив, реконструкция может дать более плоскую форму фронта, чем в действительности. Однако колебания макроскопической скорости горения происходят в пределах ширины прогретого слоя, которая для рассматриваемых смесей составляет $0.1 \div 0.3$ мм, т. е. намного меньше размеров образца. Следовательно, в макроскопическом масштабе (порядка размеров образца) данный эффект не должен привести к существенным искажениям. Аналогичное замечание можно сделать и для выхода фронта горения на торец. Волна горения «чувствует» состояние среды перед собой на глубину прогретого слоя. На границе твердого образца с окружающим газом теплоемкость и теплопроводность среды резко понижаются. Поэтому, когда волна горения приближается к поверхности образца, запасенный в ней избыток энтальпии выделяется, что заметно по более яркому свечению (более высокой температуре) и ускорению распространения. Это явление наблюдается как на торцевой, так и на боковой поверхности, но лишь на расстоянии ширины прогретого слоя от границы твердое — газ. Таким образом, этот эффект также не может существенно повлиять на макроскопическую форму фронта в масштабе диаметра образца.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 3 и 4 показаны видеокadres выхода волны горения на торец образца и распространения горения по боковой поверхности для трех характерных режимов. Для стехиометрического состава ($x = 0.6$) наблюдается стационарный режим горения, при котором переме-

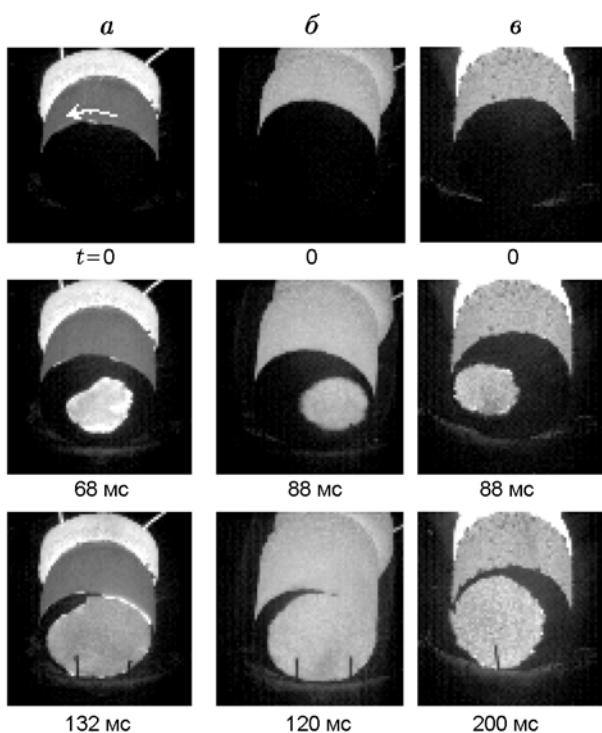


Рис. 3. Последовательные видеокadres процесса выхода волны горения на торцевую поверхность образцов $Ti + xSi$:

$a - x = 0.33$, $b - x = 0.6$, $c - x = 1.4$

щение видимого фронта по боковой поверхности происходит с постоянной (в макроскопическом масштабе) средней скоростью (рис. 4, б), а выход горения на торец проявляется в виде концентрически растущей ярко светящейся области (рис. 3, б). Как видно из рис. 3, б, она возникает сбоку от оси образца и быстро распространяется по всей торцевой поверхности. Вблизи концентрационного предела горения с избытком титана ($x = 0.33$) наблюдается движение ярких пятен по окружности (или по спирали) на боковой поверхности (рис. 4, а). Зачастую эти яркие пятна имеют вытянутую форму. Сравнивая поведение пятен на боковой поверхности с литературными данными, можно охарактеризовать данный режим либо как спиновый (когда все пятна движутся в одном направлении), либо как предельный (при наличии разбегающихся в разные стороны или сходящихся пятен). При этом картина выхода горения на торец образца (рис. 3, а) аналогична картине стационарного горения — в виде концентрически растущей округлой области. Вблизи концентрационного предела с избытком кремния ($x = 1.4$) режим горения не похож ни на спиновый, ни на предельный. Как видно на

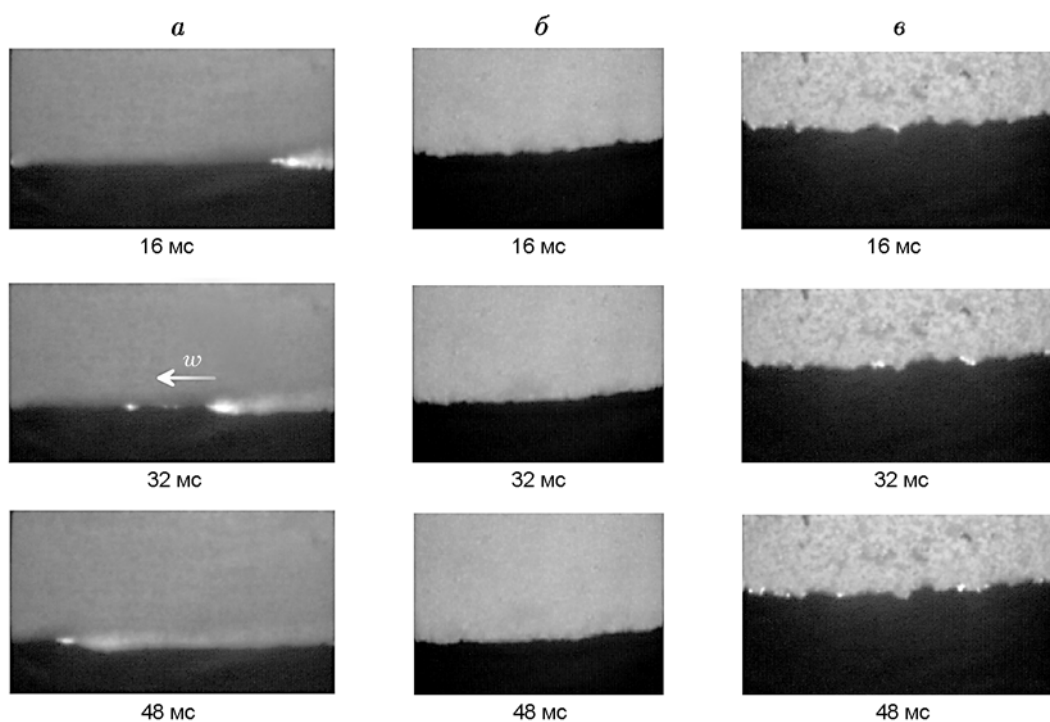


Рис. 4. Последовательные видеокadres распространения волны горения на боковой поверхности образцов $Ti + xSi$:

$a - x = 0.33$, $b - x = 0.6$, $c - x = 1.4$

рис. 4, в, фронт горения состоит из множества мелких ярких точек. Эти точки загораются и гаснут, но не перемещаются по окружности. Более всего этот режим похож на описанный в литературе сцинтилляционный, или мерцающий, режим [18], но размер вспышек необычно большой. Выход фронта на торец образца (рис. 3, в) в основных чертах сходен с рассмотренными ранее режимами, отличие лишь в более неровной границе светящейся области.

Реконструкция трехмерной формы фронта горения проводилась по методике, описанной в предыдущем параграфе. На рис. 5 показаны результаты реконструкции, с соблюдением одинаковых пропорций по всем трем осям пространственной системы координат, при этом масштаб задается диаметром образца (13 мм). Стационарный фронт горения имеет форму чаши (рис. 5, б), что можно объяснить отставанием периферийных участков фронта вследствие теплопотерь с боковой поверхности образца. Вблизи пределов горения фронт также имеет простую форму чаши, но менее выпуклую (рис. 5, а, в), причем самым плоским оказался фронт горения с избытком титана.

При распространении фронта горения сложной формы вдоль оси цилиндрического образца и выходе его на торец возможны три типа «скорости горения» на поверхности образца. Первый — скорость распространения видимого на боковой поверхности фронта горения вдоль оси образца (скорость движения точек C на рис. 2, а). Если форма фронта не изменяется, эта скорость одинакова для всех точек фронта и в случае плоского фронта совпадает с линейной нормальной скоростью горения. Обозначим ее u (см. рис. 2, а). Скорость роста сгоревшей области на торце образца (v) (скорость движения точек A_1, B_1 на рис. 2, б) представляет второй тип наблюдаемой снаружи скорости горения. Наконец, движение ярких пятен по окружности или по спирали на боковой поверхности характеризуется скоростью w (см. рис. 3, а и рис. 4, а). Результаты измерений показали, что для стехиометрической смеси ($x = 0.6$) $u = 38$ мм/с; для смеси с избытком титана ($x = 0.33$) $u = 5$ мм/с; для смеси с избытком кремния ($x = 1.4$) $u = 5$ мм/с. Эти значения u хорошо согласуются с литературными данными [16, 17] и близки, по-видимому,

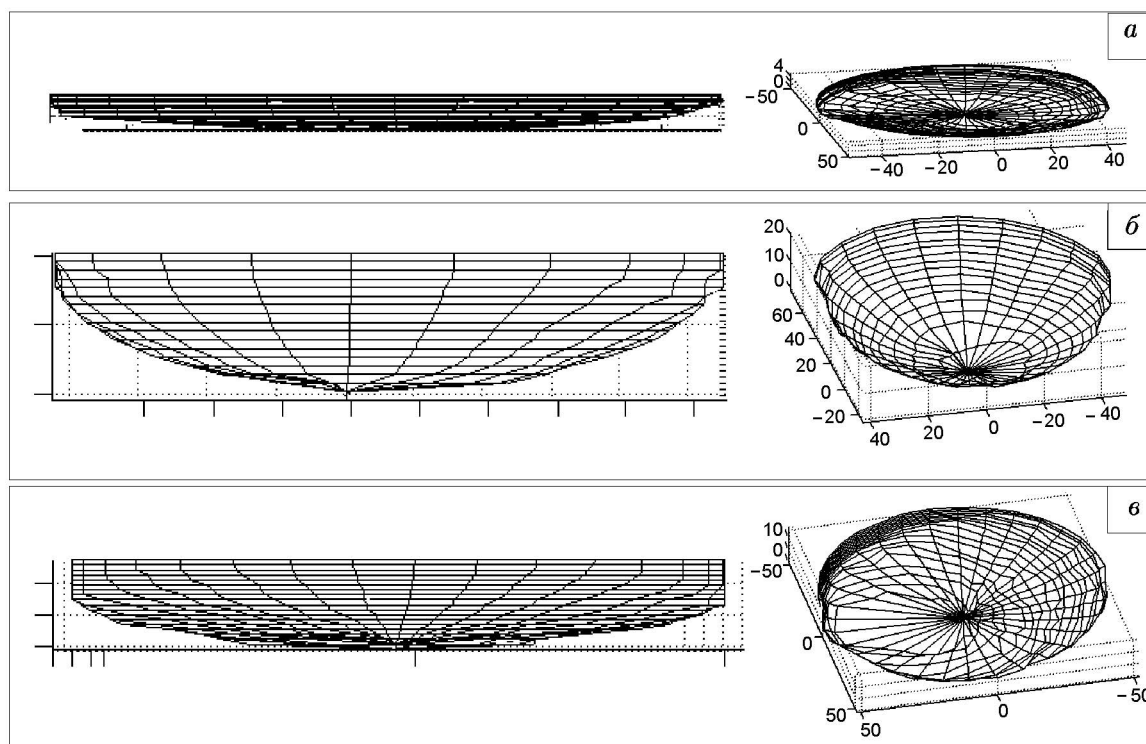


Рис. 5. Реконструкция трехмерной формы волны горения внутри образцов $Ti + xSi$:

а — $x = 0.33$, б — $x = 0.6$, в — $x = 1.4$

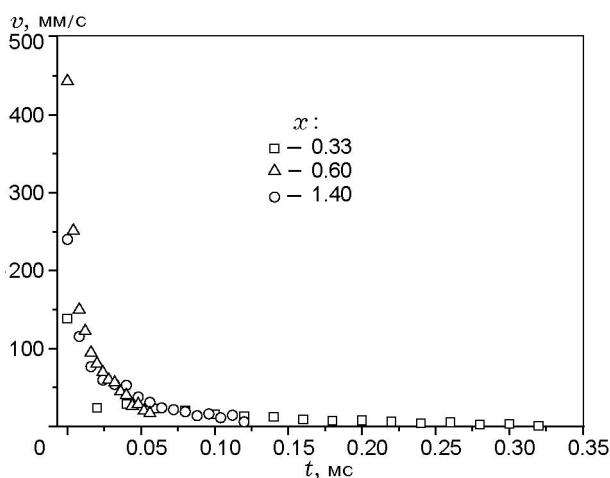


Рис. 6. Временная зависимость скорости распространения видимого фронта горения по торцевой поверхности (линейная скорость роста области продукта) для образцов $Ti + xSi$

к нормальной скорости горения. Совсем другие значения получены для скорости v . Как видно из рис. 6, волна горения в момент выхода на торец достигает скорости $v = 400 \div 500$ мм/с, затем быстро падает. Логично предположить, что наблюдаемая скорость распространения на торце образца является не физической скоростью горения, а так называемой фазовой скоростью, т. е. скоростью перемещения линии пересечения двух поверхностей (поверхности фронта горения и торцевой плоскости образца). Эта величина зависит не только от истинной скорости горения, но и от формы поверхностей и угла между ними. Наконец, циркулярные движения горячих точек наблюдались только вблизи предела горения с избытком металла и тангенциальная скорость составляла $w \approx 200 \div 300$ мм/с. По-видимому, эта величина также является фазовой скоростью, не ограниченной процессами реальной теплопередачи в волне горения.

Локальная линейная скорость распространения горения претерпевает существенные колебания, особенно вблизи концентрационных пределов. Более сглаженной, интегральной характеристикой, включающей в себя как усредненную по пространству скорость распространения, так и форму поверхности фронта горения, является зависимость площади сгоревшей области на торце образца (S) от времени. На рис. 7 показаны эти зависимости для трех составов смеси. Быстрее всех выходит на торец волна горения стехиометрического состава,

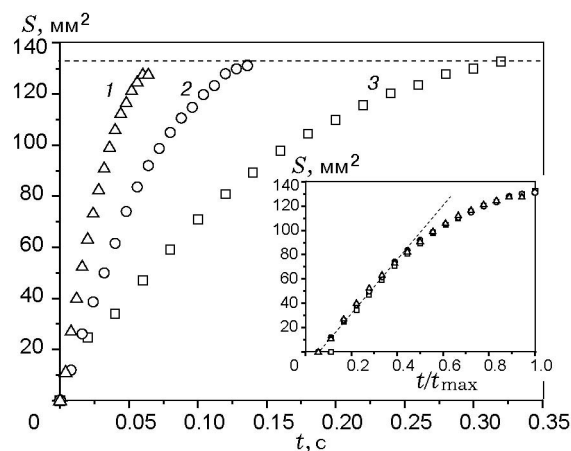


Рис. 7. Зависимость площади сгоревшей области на торцевой поверхности от времени для образцов $Ti + xSi$:

1 — $x = 0.6$, 2 — $x = 1.4$, 3 — $x = 0.33$; на вставке — те же зависимости в безразмерном времени t/t_{max} , где t_{max} — время полного выхода горения на торец образца

ва, несмотря на более выгнутую форму фронта. Для предельных составов скорость u , как отмечалось ранее, примерно одинакова, поэтому быстрее выходит на торцевую поверхность та волна, у которой меньше кривизна фронта. На начальных участках все три зависимости близки к линейным, затем скорость роста площади уменьшается, что связано с двумя факторами: тем, что часть пятна достигла края образца, и более крутым изгибом фронта вблизи боковой поверхности. Интересно отметить, что если нормировать шкалу времени на время полного выхода фронта на торец (разное для разных составов), то все три кривые практически совпадут, как показано на вставке рис. 7. Это свидетельствует о подобии форм фронтов для разных составов, отличие сводится к тому, что одни фронты более вытянуты вдоль оси образца по сравнению с другими. Линейная зависимость площади от времени на начальном участке показывает, что фронт горения изогнут в форме параболоида.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты позволяют по-новому взглянуть на внешние проявления различных режимов горения. Например, спиновое безгазовое горение в литературе объясняется тем, что на плоском фронте образуется радиальная вращающаяся «ступенька», как показа-

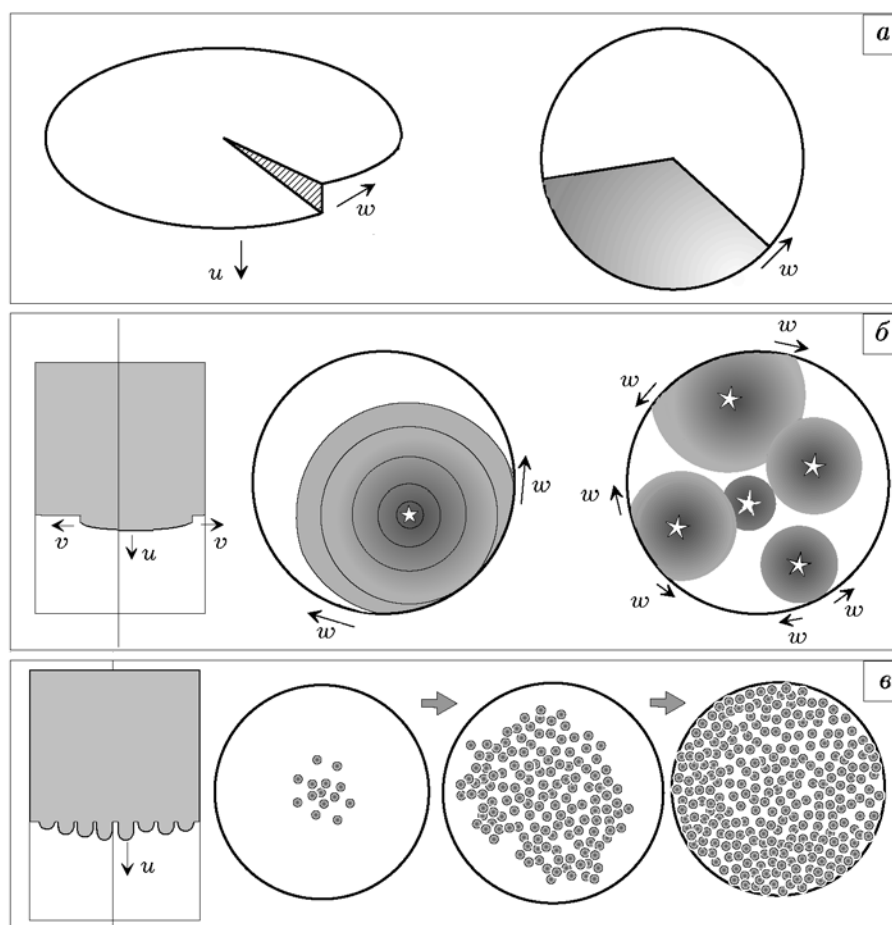


Рис. 8. Предполагаемые формы фронта горения внутри образца

но слева на рис. 8, *a* [7]. На наш взгляд, такая «ступенька» была бы неустойчивой, так как для ее существования необходимо, чтобы нормальная скорость горения линейно возрастала по мере удаления от оси образца, — только в этом случае все точки «ступеньки» будут вращаться вокруг оси с одинаковой угловой скоростью. Это условие представляется трудно-выполнимым. Гораздо более правдоподобным является предположение о том, что нормальная линейная скорость горения постоянна по всей длине образовавшего радиального сдвига, но в этом случае легко увидеть, что линейная «ступенька» быстро превратится в спираль, а фронт примет форму выгнутой вниз чаши со спиральной «нарезкой» на поверхности. Кроме того, если принять предположение [7] о форме фронта при безгазовом спиновом горении, то на поверхности образца должно наблюдаться равномерное спиральное движение горячего очага («голова» спина), а при выходе на то-

рец этот режим должен проявиться в виде постепенно раскрывающегося сектора круга, как это показано на рис. 8, *a* справа. В наших экспериментах не наблюдались ни сектор на торце образца, ни «ступенька» на трехмерной реконструкции формы фронта. Тот факт, что скорость движения горячих очагов по окружности намного превышает скорость поступательного перемещения волны горения в целом вдоль оси образца, может указывать, согласно теории [15], на реализацию сильного спинового режима. Однако реконструкция формы фронта показывает, что горение не сосредоточено только в локальной области «реакционного пятна», а происходит по всему сечению образца, причем распространение фронта вблизи оси цилиндра опережает сгорание приповерхностных слоев. Следовательно, теория сильного спина также не дает адекватного объяснения наблюдаемых режимов. Наиболее вероятным представляется механизм возникновения псевдоспи-

новых режимов (рис. 8, б). В прогретом слое, непосредственно примыкающем к поверхности фронта, возникает очаг горения или несколько очагов, горение распространяется в пределах прогретого слоя концентрически, и при выходе на боковую поверхность образуются горячие области, движущиеся по окружности. В зависимости от точки наблюдения, на боковой поверхности виден «спиновый» или «предельный» режим, при этом скорость движения горячих очагов по боковой поверхности непостоянна, что также подтверждается результатами видеосъемки. Таким образом, предложенный механизм объясняет наблюдаемое поведение волн горения вблизи предела с избытком титана.

При избытке кремния происходит распад непрерывного каркаса из металлических частиц на отдельные кластеры [19], в результате образуется множество очагов, горение из которых не может распространиться вдоль фронта (рис. 8, в). Возникает сцинтилляционный режим горения, при котором структура фронта прямо связана с микроструктурой реагирующей среды. Макроскопическая форма фронта при этом принципиально не изменяется, но фронт выглядит более шероховатым, состоящим из набора ярких точек и темных областей.

Если скорость видеосъемки недостаточно велика, выгорание прогретого слоя, вне зависимости от количества очагов в нем, может наблюдаться как одна вспышка и классифицироваться как пульсирующее (автоколебательное) горение. Действительно, видимые скорости распространения горячих очагов по боковой поверхности намного больше нормальной скорости горения, поэтому поперечная волна, распространяющаяся в прогретом слое, может полностью выйти на боковую поверхность образца за время экспозиции одного кадра видеозаписи. Такая возможность отмечалась ранее в работе [8].

Теоретические модели, трактующие спиновые волны горения как результат распространения поперечной волны в прогретом слое, были предложены ранее для описания процессов горения твердых топлив в работах [20, 21]. Экспериментальные данные о параметрах поперечных волн на поверхности горящего коллоксилина и нитроглицериновых порохов приведены в работе [22], эти результаты отражены в недавнем обзоре [23]. Отметим, что прямое наблюдение формы фронта горения, в том

числе поперечных волн, при горении порохов возможно благодаря газообразному состоянию продуктов сгорания. В безгазовых системах, когда продукты сгорания твердые и непрозрачные, получить информацию о форме фронта можно методом реконструкции, примененным в данной работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что вблизи концентрационных пределов горения с избытком металла или неметалла наблюдаются принципиально различные режимы неустойчивого горения. Предложен метод реконструкции трехмерной формы фронта безгазового горения внутри непрозрачного образца. Применение этого метода для анализа результатов экспериментов позволило объяснить наблюдаемые режимы неустойчивого горения безгазовых систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Боровинская И. П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез тугоплавких неорганических соединений // Докл. АН. — 1972. — Т. 204, № 2. — С. 366–369.
2. Мержанов А. Г., Мукасьян А. С. Твердопламенное горение. — М.: Торус Пресс, 2007.
3. Мержанов А. Г., Мукасьян А. С., Рогачев А. С., Сычев А. Е., Хванг С., Варма А. Микроструктура фронта горения в гетерогенных безгазовых средах (на примере горения системы $5\text{Ti} + 3\text{Si}$) // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 6. — С. 68–81.
4. Mukasyan A. S., Rogachev A. S. Discrete reaction waves: gasless combustion of solid powder mixtures // Progress in Energy and Combust. Sci. — 2008. — V. 34, N 3. — P. 377–416.
5. Филоненко А. К. Нестационарные явления при горении гетерогенных систем, образующих тугоплавкие продукты // Процессы горения в химической технологии и металлургии / Под ред. А. Г. Мержанова. — Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1975. — С. 258–273.
6. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Пак А. Т., Кучкин М. Н. Режимы неустойчивого горения безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 4. — С. 51–58.
7. Максимов Ю. М., Пак А. Т., Лавренчук Г. В., Найбороденко Ю. С., Мержанов А. Г. Спиновое горение безгазовых систем // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 156–159.
8. Вадченко С. Г., Филимонов И. А. Режимы горения сильно разбавленной системы $\text{Ti} + 2\text{B}$ // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 2. — С. 48–55.

9. Струнина А. Г., Дворянкин А. В., Мержанов А. Г. Неустойчивые режимы горения термитных систем // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 2. — С. 30–36.
10. Шкадинский К. Г., Хайкин Б. И., Мержанов А. Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 1. — С. 19–28.
11. Фирсов А. Н., Шкадинский К. Г. О горении безгазовых составов при наличии теплопотерь // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 3. — С. 46–52.
12. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов волн безгазового горения // Докл. АН. — 1999. — Т. 369, № 2. — С. 186–191.
13. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерное моделирование твердопламенного хаоса // Докл. АН. — 2001. — Т. 381, № 2. — С. 210–213.
14. Ивлева Т. П., Мержанов А. Г. Трехмерные нестационарные режимы твердопламенного горения в неадиабатических условиях // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 67–76.
15. Новожилов Б. В. Спиновое горение // Хим. физика. — 1996. — Т. 15, № 4. — С. 107–114.
16. Саркисян А. Р., Долуханян С. К., Боровинская И. П., Мержанов А. Г. Некоторые закономерности горения смесей переходных металлов с кремнием и синтез силицидов // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 3. — С. 49–55.
17. Азатян Т. С., Мальцев В. М., Мержанов А. Г., Селезнев В. А. Некоторые закономерности горения смесей титана с кремнием // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 1. — С. 43–49.
18. Varma A., Rogachev A. S., Mukasyan A. S., Hwang S. Complex behavior of self-propagating reaction waves in heterogeneous media // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. — 1998. — V. 95. — P. 11053–11058.
19. Кочетов Н. А., Рогачев А. С., Мержанов А. Г. О причинах тепловой микрогетерогенности волны СВС // Докл. АН. — 2003. — Т. 389, № 1. — С. 65–67.
20. Rybanin S. S. The propagation velocity of the spinning wave // Proc. of the 4th Intern. Symp. on Behavior of Dense Media under High Dynamic Pressures, Tours — France, June 5–9 1995. — P. 85–90.
21. Rybanin S. S., Mikhailov Yu. M. Transverse waves at burning of solid propellants // 31st Intern. Symp. on Combustion. Heidelberg, Germany, August 6–11 2006: Abstr. Book. — P. 229 (WIPP).
22. Маршаков В. Н., Истратов А. Г., Пучков В. М. Неоднородный фронт горения составов на основе нитрокетчатки и нитроглицерина // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 100–106.
23. Гусаченко Л. К., Зарко В. Е. Анализ нестационарных моделей горения твердых топлив (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 35–48.

Поступила в редакцию 25/X 2008 г.
