

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

В.В.Евстигнеев, П.Ю. Гуляев, В.И. Иордан, А.В. Калачёв

Рассмотрены проблемы теоретического и экспериментального исследования структуры теплового профиля стационарной волны горения. Установлена цикличность смены доминирующего механизма теплообмена в ходе эволюции стационарной волны горения на уровне масштаба гетерогенности дисперсных сред, имеющих высокую объемную пористость в пределах 50-70% и характеризующихся квазипериодической слоистой структурой. Показана роль лучистого переноса тепла в пористой среде. Экспериментально обнаружены изменения температуропроводности системы Ni-Al при разбавлении инертными добавками порошка Ni_3Al . Предложены методы микропирометрии и тепловизионной съемки теплового профиля и структуры волны горения в процессе СВС с учетом поправок на излучательную способность продуктов синтеза.

Введение. Разнообразие механизмов формирования структурно-фазовых превращений в волне горения самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) и углубления представлений о происходящих процессах требует разработки новых методов исследования, обеспечивающих высокую достоверность получаемой информации [1,2]. В настоящее время основными направлениями в исследовании процессов горения гетерогенных систем являются:

- исследование микроструктуры волны горения (масштаба неоднородностей, характера и скорости распространения фронта горения) [3-5];
- изучение процессов структурообразования продуктов (фазовые и структурные превращения, приводящие к установлению структуры конечных продуктов) [6];
- исследование влияния структуры гетерогенной смеси на процесс горения [7-13];
- исследование химической кинетики СВС по эффектам тепловыделения [14,15].

Особое внимание исследователей обращается на нестационарные режимы протекания СВС [16-18]. Детальные исследования тепловой структуры волн горения в таких режимах показывают наличие существенных температурных неоднородностей, кратковременных высокотемпературных очагов горения.

Исследования показали, что в нестационарных режимах и в режимах, близких к ним, микроструктура волны горения отличается от структуры, традиционной для теории горения:

- температура в очагах горения существенно превышает адиабатическую температуру горения системы (иногда на несколько сотен градусов);

- замена температурного профиля (пространственной структуры волны горения) термограммой (временной разверткой процесса измерения температуры в фиксированной пространственной точке) неправомерна, так как условие эргодичности процесса измерений по отношению к глобальной структуре волны горения не выполняется.

Таким образом, можно сформулировать несколько проблем. Во-первых, существует проблема описания процесса теплопереноса в пористых гетерогенных средах с изменяющейся структурой и физическими свойствами. Во-вторых, многообразие механизмов теплообмена и установленная в данной работе циклическая смена доминирующего механизма в процессе эволюции волны горения приводит к неоднозначной оценке роли каждого из них. В третьих, необходимо определить методы и средства управления этими механизмами. Недостаточная изученность механизмов формирования микроструктуры в волне горения не позволяет оптимально управлять процессом СВС для получения материалов с заранее predetermined структурой.

Исследования температурной динамики и процессов тепло-массопереноса затруднены из-за неприменимости контактных методов измерения температуры в дисперсных средах в пределах 50-70% пористости, что характерно для образцов с насыпной плотностью. Причем процессы массопереноса рас-

считается в пределах масштаба гетерогенности за счет взаимной диффузии реагентов, а теплоперенос - в масштабах тепловых структур стационарной волны горения, распространяющейся по всему реакционному объему.

Применение бесконтактных оптических методов пирометрии дает недостоверные результаты без учета излучательной способности материалов, образующихся в ходе синтеза.

Поэтому актуальным является разработка экспериментальных методов исследования закономерностей и механизмов возникновения локальных тепловых структур в СВС и определения их теплофизических характеристик.

Разработка методов измерения характеристик волны горения сводится к:

- разработке методики учета изменения излучательной способности высокопористых материалов в процессе СВС;
- разработке экспериментальных методов определения характеристических масштабов тепловой структуры волны горения.

Разработка физической модели, объясняющей структуру теплового профиля волны горения, базируется:

- на определении теплофизических характеристик материала в волне горения;
- на исследовании роли различных механизмов теплообмена.

Физическая модель квазипериодической структуры слоистой пористой среды. При малой плотности (пористость 50—70%) образуется пористая структура продукта в волне горения. Заметную роль в дополнении к кондуктивной теплопередаче играет конвективная передача за счет отвода тепла вверх по образовавшимся порам и за счет продувки расширяющимися при нагреве газами, а также радиационный (лучистый) теплоперенос.

Результаты моделирования укладки частиц порошка с учетом сил поверхностного сцепления и веса частиц порошка представлены на рис.1а. На рис.1б приведены модель укладки с учетом подпрессовки и предварительного формования смеси.

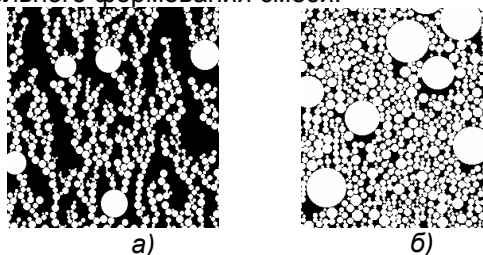


Рисунок 1-Модель структуры насыпной пористости (а) и модель структуры с давлением подпрессовки 25 МПа (б)

В результате анализа модели для структур типа «а» (рис. 1а) и шлифов образцов (рис. 12) можно говорить о квазипериодической структуре слоистой пористой среды. В качестве физической модели одного слоя предлагается модель (рис. 2) в виде двух пластин, расположенными параллельно фронту волны горения и находящихся на расстоянии d друг от друга. Процесс теплового взаимодействия между слоями частиц можно свести к задаче теплообмена двух пластин, соединенных многочисленными теплопроводящими каналами некоторого сечения, обеспечивающих кондуктивный механизм теплопереноса между пластинами. Сечение каналов выбирается в соответствии с размерами контактных площадок частиц в структурах типа «а», либо экспериментально по поперечному шлифу образца (рис. 12).

В общем случае, такие физические параметры пластин, как температуропроводность a , теплопроводность λ , теплоемкость c , плотность ρ , излучательная способность ϵ , температура T и длина теплопроводящих каналов d , переходя от слоя к слою, могут несколько различаться. Поэтому можно говорить лишь о квазипериодичности слоистой структуры пористой среды. Далее обозначения с индексом 1 относятся к верхнему слою, с индексом 2 - к нижнему.

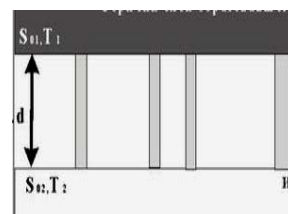


Рисунок 2-Модель двух пластин, соединенных теплопроводящими каналами

Введем дополнительно ряд параметров:

S - общая площадь поперечного сечения, S_k - общая площадь поперечного сечения каналов, $S_u = S - S_k$ - площадь излучающей поверхности.

Принимая во внимание закон Ламберта для диффузного излучения поверхности в приближении «серого» тела с коэффициентом черноты ϵ без учета излучения от боковых поверхностей каналов, выражения для кондуктивного и радиационного тепловых потоков могут быть записаны в виде:

$$\Phi_k = \frac{\lambda(T_1 - T_2)S_k}{d}, \quad (1)$$

$$\Phi_p = \epsilon\sigma_0(T_1^4 - T_2^4)S_u, \quad (2)$$

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

где $\sigma_0 = 5.6687 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2\text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Отношение радиационного к кондуктивному потоку выглядит следующим образом:

$$Np = \frac{\Phi_p}{\Phi_k} = \frac{\varepsilon \sigma_0 (T_1^4 - T_2^4) S_u}{\lambda (T_1 - T_2) S_k} \cdot d \quad (3)$$

Рассматривается следующая схема прохождения волны горения:

1 стадия - прогрев следующего слоя исходной смеси до температуры зажигания, при этом доминирующим является поток лучистой энергии от предыдущего слоя;

2 стадия – саморазогрев и интенсивное горение прогретого слоя, и образование следующей поры продукта (изменение структуры материала), за счет быстропротекающего температурного расширения газа в прилегающем объеме и переуплотнения рыхлой структуры типа «а» до структуры типа «б»;

3 стадия - прогрев следующего слоя через пространство образовавшейся поры продукта, завершение формирования слоя, переход к стадии 1.

Механизм и стадии изменения структуры материала в ходе горения порошковой смеси при образовании жидкого продукта (или легкоплавкой эвтектики), условно изображены на рис. 3, где:

область «1» – применительно к модели образования слоистой структуры: 1- продукт, 2- исходная смесь. Расстояние Δx определяется средним расстоянием между частицами порошка или их агломератами, параметр λ – теплопроводность смеси;

область «2» - 1- продукт, 2 – порошок, Δx определяется локальной усадкой материала при образовании жидкой фазы, а λ – эффективной теплопроводностью смеси продукта и исходного порошка;

область «3» - 1- продукт, 2 – продукт, Δx определяется локальной усадкой материала при образовании жидкой фазы, а λ – теплопроводностью продукта.

Таким образом, образуется слоистая структура, волна горения в которой распространяется в эстафетном режиме [1], характерного для горения дисперсных сред, имеющих высокую объемную пористость (50-70%).

При этом его особенностью является возникновение сверхадиабатического эффекта при передаче тепла от одной пластины к другой, а приведенная выше модель объясняет циклическую смену доминирующей

щего механизма в ходе эволюции волны горения.

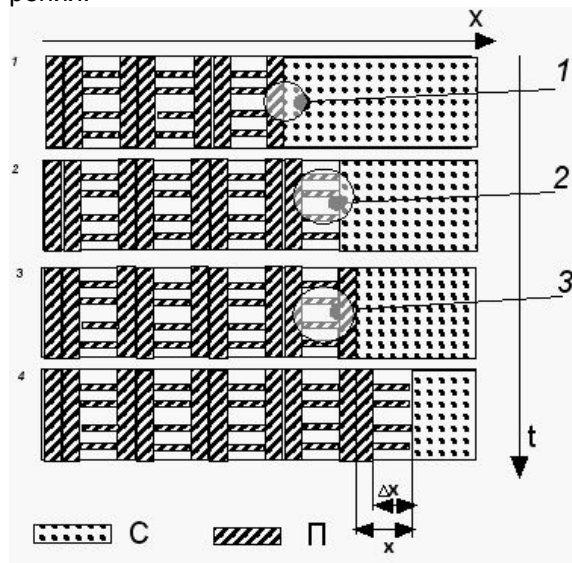


Рисунок 3-Изменения структуры материала в ходе горения порошковой смеси при образовании жидкого продукта (или легкоплавкой эвтектики): С - исходная порошковая смесь, П- продукт реакции

Здесь x - это эффективная толщина проникновения тепла в порошок (глубина прогрева), Δx – средний размер поры в направлении распространения волны горения.

Размер поры зависит от исходной плотности смеси ρ_u и плотности конечного продукта ρ_n . Основная причина – различие насыпной плотности порошка и плотности продукта реакции.

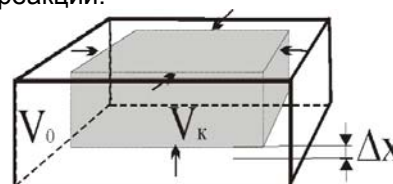


Рисунок 4-Изменение объема и линейных размеров расплавленного слоя

Благодаря тому, что первоначально, под воздействием потока лучистой энергии, плавление происходит в сравнительно узкой зоне, изменения макроскопических размеров образца не происходит. Вполне логично предположить, что стягивание расплавленного материала происходит преимущественно в сторону зоны догорания и в направлении, параллельном движению волны горения.

Принимая уменьшение линейных размеров материала слоя по этим направлениям одинаковым, можно оценить и размеры

пор (рис. 4). Возьмем некоторый элемент объема исходного порошка V_0 , при плавлении пористый материал превращается в монолитный с уже другой плотностью и объемом. Объем V_0 переходит в ему подобный объем V_k (рис.4):

$$V = abc \Rightarrow V_k = k^3 abc,$$

где k - коэффициент пропорциональности.

$$k = \sqrt[3]{\frac{V_k}{V_0}} = \sqrt[3]{\frac{\rho_0}{\rho_k}}$$

Отсюда изменение линейных размеров будет равно:

$$\Delta x = x_0 - x_k = x_0(1 - k). \quad (4)$$

Соотношение N_p в различных зонах волны горения (на рис. 3 выделены области 1-3) зависит от теплопроводности материала, характерного расстояния между слоями Δx и температур слоев.

Методика и техника эксперимента

Исходя из описанной выше модели процесса, программа экспериментальных исследований включала в себя следующие пункты:

- исследование температуропроводности порошковой смеси, так как именно ею определяется эффективная глубина прогрева — x ;
- исследование излучательной способности продукта реакции для корректного определения температуры;
- исследование самого процесса горения, связанное с регистрацией термограмм, температурных полей (пространственного распределения температуры).

Применение термопарных методов измерения в данной работе было затруднено, ввиду низкой объемной плотности насыпного порошкового материала, что приводит к переуплотнению порошкового материала и разрушению его структуры в зоне контакта. Поэтому наряду с электронной пирометрией применялись методы оптической пирометрии, а в качестве фотоприемников использовались различные виды датчиков на базе дискретных фотодиодов, интегральных твердотельных фотоматриц и приборов с зарядовой связью. В настоящее время особый интерес представляют последние два вида фотоприемников. Например, современные серийно выпускаемые цифровые видео- и фотокамеры обладают рядом характеристик, позволяющих использовать их в системах наблюдения и контроля. К этим характеристикам относятся: высокое пространственное

разрешение — порядка 2560x1760 точек; управляемое время накопления — $(1/2000 \div 8)$ с; внутреннее АЦП; разделение по каналам цвета. К дополнительным достоинствам можно отнести возможность взаимодействия с компьютером по интерфейсам FireWare или USB.

Была использована цифровая ПЗС фотокамера Nikon Coolpix 5000. Ее основные параметры: три канала цвета R,G,B — 256 градаций; максимальное разрешение 2560x1700 точек; выдержка от $(1/4000 \div 8)$ с; USB-интерфейс; видеовыход.



Рисунок 5-Схема калибровочного стенда: источник постоянного тока; 2-калиброванная вольфрамовая лампа Си 10-300; 3-лента накопления с отмеченным участком; 4- светофильтр; 5-бинокулярный микроскоп МБС-9; 6-крепление-переходник фотокамеры; 7- цифровая фотокамера (пирометр)

Градуировка фотокамеры проводилась по образцовой вольфрамовой лампе Си10-300 (ТРУ 1100-2350) в диапазоне температур 660—1150°C. Общий вид калибровочного стенда представлена на рис.5.

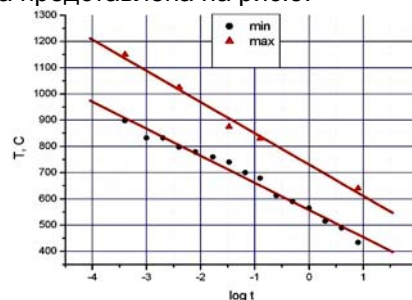


Рисунок 6-Диапазон регистрируемых температур ПЗС фотокамеры для различных времен накопления (по шкале x — десятичный логарифм времени экспозиции). Поле зрения одной ячейки ПЗС матрицы 3x3мкм

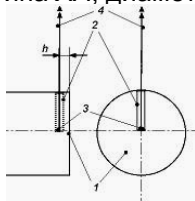
На рис.6 приведена зависимость регистрируемых (камерой по красному каналу) температур от времен экспозиции (времена представлены в логарифмическом масштабе).

Важная характеристика материала при определении его температуры оптическими методами — его излучательная способность. Отсутствие данных по излучательной способности является наиболее острым вопро-

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ СТРУКТУРЫ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

сом при восстановлении температурной картины процесса.

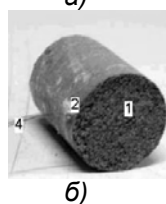
Фотография стенда и подготовленного образца представлены на рис.7. Температура образцов контролировалась термопарой типа ХА, диаметром 100 мкм.



а)



б)



в)

Рисунок 7- Схема заделки термопары в образец (а) и фотография образца с термопарой (б): 1- наблюдаемая поверхность; 2- отверстие в образце с электроизолирующим материалом; 3- спай термопары; 4- термопара. Фотография экспериментального стенда для определения излучательной способности СВС материалов

Пирометром измерялась яркостная температура образца на выбранной длине волны. Нормальная монохроматическая излучательная способность определялась соотношением:

$$\varepsilon = \frac{\frac{c_2}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}}{\frac{c_2}{e^{\frac{c_2}{\lambda T_R}} - 1}} \quad (5)$$

Методы определения теплофизических характеристик сред основаны на решении дифференциального уравнения теплопроводности (ДУТ) для определенных граничных условий [19]. В данной работе используется решение для полубесконечного тела в граничных условиях второго рода.

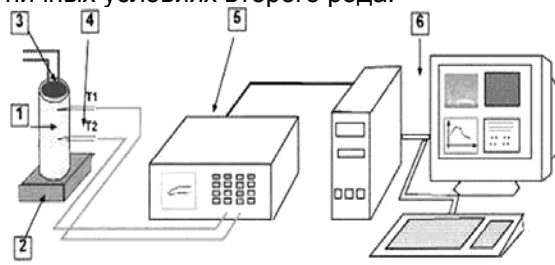


Рисунок 8-Экспериментальный стенд для определения теплопроводности порошковых материалов: 1 - кварцевая трубка с теплоизолированными стенками и креплениями для термопар, 2- медный термостатированный теплоотвод, 3- нагревательный элемент постоянной мощности (или мощный источник ИК излучения), 4- термопары, 5- цифровой осциллограф С9-8 и 6- компьютер

Для корректного учета потока тепла от источника (граничных условий), непосредственно попавшего в порошковый образец, предлагается следующий подход. Берется ограниченный образец известного постоянного поперечного сечения и длины с теплоизолированными боковыми стенками. Один из торцов поддерживается при постоянной температуре, равной начальной T_0 . На второй торец в начальный момент времени подается тепловой поток постоянной мощности (рис.8).

Одновременно вблизи от источника проводится регистрация зависимости температуры в двух или более точках ($x_1, x_2, \dots, x_i$) - $T_i(x_i, t)$. По истечении некоторого времени вдоль образца устанавливается стационарный градиент температур, т.е. можно говорить об установившейся плотности теплового потока q_0 . Считая потери тепла в боковые стенки малыми, можно записать [3]:

$$q_c = \frac{\lambda(T_{c1} - T_{c2})}{|x_1 - x_2|} \quad (6)$$

где S - площадь поперечного сечения проводника тепла, T_{c1}, T_{c2} - установившиеся температуры в точках с координатами x_1 и x_2 , $|x_1 - x_2|$ - расстояние между точками. Подставляя (6) в решение ДУТ, для граничных условий второго рода, получим:

$$T(x, t) = \frac{x(T_{c1} - T_{c2})}{|x_1 - x_2|} \cdot \frac{1}{y} \cdot \text{ierfc}(y) + T_0 \quad (7)$$

$$\text{где } y = \frac{x}{2\sqrt{at}} \quad (8)$$

Введем функцию $f(y)$, равную $f(y) = (1/y) \cdot \text{ierfc}(y)$. Выражая $f(y)$ из (7), получим следующее уравнение:

$$f(y) = \frac{1}{y} \text{ierfc}(y) = \frac{(T(x, t) - T_0)|x_1 - x_2|}{x(T_1 - T_2)} \quad (9)$$

Зная зависимость $T(x, t)$, можно получить решение уравнения (9) относительно переменной y при фиксированном значении x . Результатом будет зависимость $y = y(t)$, для фиксированной точки x . Окончательно, для теплопроводности a получится следующее соотношение:

$$a = \frac{1}{t} \left(\frac{x}{2y} \right)^2 \quad (10)$$

При обработке экспериментальных данных решение уравнений (9) и (10) осуществляется численными методами.

Результаты экспериментов и обсуждение

Были получены результаты исследований температуропроводности шихты состава Ni+18 масс. %Al в зависимости от исходной плотности и степени разбавления порошком Ni_3Al . Для этого использовалась шихта из порошков никеля марки ПНК УТЗ (<12мкм), алюминия ПА4: 82масс.%Ni+18%Al (заводской стандарт ОАО «НЗХК»), порошок Ni_3Al дисперсностью 50 и 100 мкм. Значения α оказались в пределах $(1 \div 3) \text{ мм}^2/\text{с}$. Установлена существенная зависимость температуропроводности шихты от степени разбавления порошком конечного продукта (рис. 9). При увеличении плотности засыпки с 2 до 2.9 $\text{г}/\text{см}^3$ (пористость от 60% до 68%) наблюдается снижение температуропроводности с 1.3 до 0.9 $\text{мм}^2/\text{с}$ (рис.10).

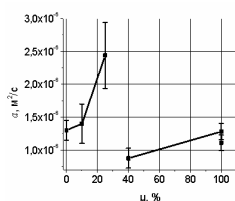


Рисунок 9 - Температуропроводность шихты при разбавлении продуктом синтеза плотностью $\rho = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$

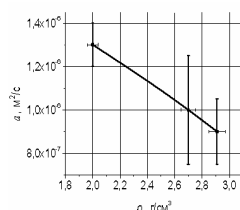


Рисунок 10 - Температуропроводность исходной шихты при различной плотности

Исследования излучательной способности проводились на образцах, полученных из шихты различного состава – исходная шихта (стандарт): 82масс.% Ni (ПНК УТЗ)+18масс.% Al (ПА4) и образцы с различной степенью разбавления стандартной шихты конечным продуктом – порошком Ni_3Al дисперсностью 50 мкм.

Приведены результаты измерения излучательной способности Ni_3Al и $TiAl$, полученных методом СВС. Исследовались образцы, полученные из стандартной шихты на получение Ni_3Al (Ni+18масс.%Al никель марки ПНК УТЗ, алюминий ПА4), шихты с добавлением порошка Ni_3Al , шихты с добавлением порошка Ni_3Al и никеля.

Результаты исследования излучательной способности Ni_3Al в различных областях спектра приведены на рис.11.

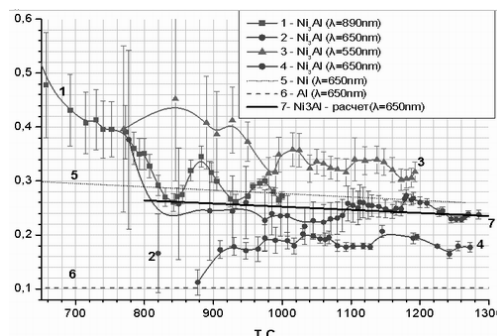


Рисунок 11-Зависимость излучательной способности образцов Ni_3Al от температуры в инфракрасной: 1 ($\lambda=890 \text{ нм}$), красной 2,4 ($\lambda=650$), и зеленой областях спектра - 3. (диаметр поля зрения пирометра 290мкм), сопоставление с излучательными способностями Ni и Al (5,6) и результатом расчета по средневзвешенному излучательной способности исходных материалов- 7

Из рис.12 видно, что образовавшийся материал имеет пористую структуру, характер которой различается в зависимости от выбранного направления относительно распространения волны горения. Образуются слои в продольном направлении 1 с тонкими хаотичными перемычками материала между ними, а в поперечном срезе -2.

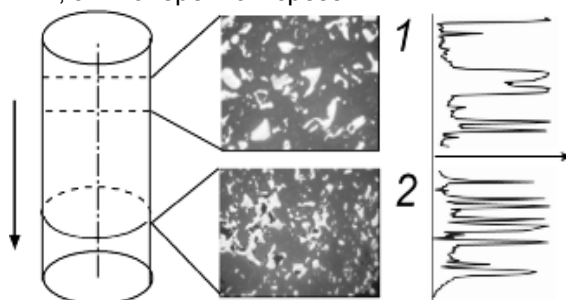


Рисунок 12-Продольный -1 и поперечный -2 и шлиф сгоревшего образца (распространения волны горения указано стрелочкой). Справа от фотографий – распределение плотности по сечению

На рис.13 представлены кадры СВС в системе Ni-Al, снятые при помощи ПЗС-фотокамеры (время экспозиции 2 мс, скорость съемки 30 кадров в секунду, пористость 65%).

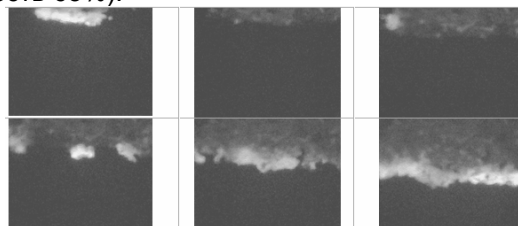


Рисунок 13-Кадры СВС в системе NiAl. Размер области в кадре 3000х2250мкм. Экспозиция 2мс, частота кадров – 30 кадров в секунду

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА ФОРМИРОВАНИЯ ТЕПЛОЙ СТРУКТУРЫ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

Проводя сопоставление видеок кадров процесса горения с исходной и конечной структурами образца, видно, что ярким зонам соответствует образовавшаяся пора в готовом продукте (рис. 14).

Расчеты размеров пор по (4) дают неплохое согласование с видимым размером пор (рис. 14).

Наблюдаемая ширина зоны горения на кадрах видеосъемки пропорциональная тепловой полуширине (рис. 15).

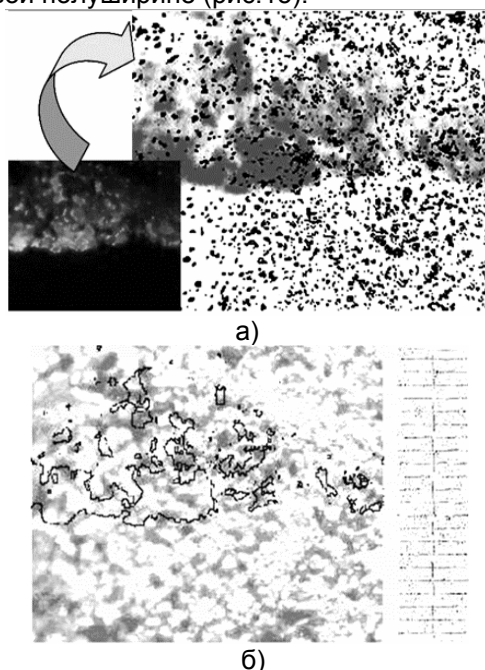


Рисунок 14-Сопоставление кадров горения в системе Ni-Al с исходной и конечной структурами образца: (а) исходная структура мелкие черные точки – частицы алюминия; (б) контуры наиболее ярких зон на структуру прореагировавшего образца

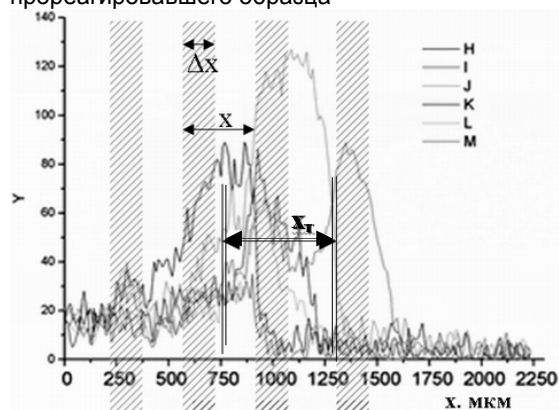


Рисунок 15-Тепловые профили кадров горения. Штриховкой выделены области пор

Как видно, меняется структура материала, при этом изменяются условия передачи

тепла в волне горения. В ней можно выделить область занятую исходной смесью, пористый слой образовавшегося продукта (конечного или промежуточного) и промежуточный слой между ними. Тепловые характеристики у них существенно различаются, и как следствие этого изменяется характер теплообмена (рис. 16).

Температура в пористом слое быстро выравнивается. На теплообмен в данном слое существенное влияние оказывает тепловое излучение $N_p \sim 0,2-0,45$. В промежуточном слое доля радиационного потока мала $N_p \sim 0,01-0,05$ и преобладает в основном кондуктивная передача тепла.

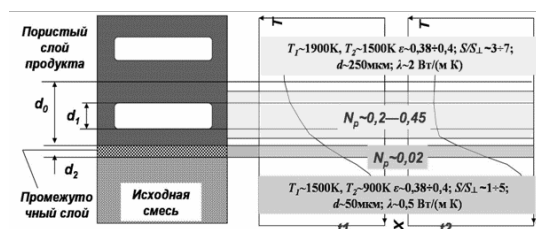


Рисунок 16-Соотношение лучистого и кондуктивного потоков в различных зонах волны горения в системе Ni-Al

Зависимость температуропроводности от степени разбавления инертном коррелирует с результатами исследований эффективной ширины волны горения, приведенной в работе [20], что позволяет сделать вывод о взаимосвязи теплофизических свойств исходной смеси и структуры волны горения (рис. 17).

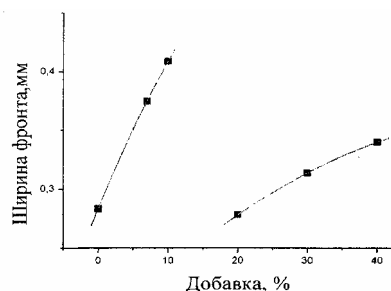


Рисунок 17-Зависимость эффективной ширины волны горения в системе Ni-Al от степени разбавления продуктом синтеза (Ni_3Al)

Выводы. Волна горения СВС, распространяющаяся в дисперснофазных средах с высокой объемной пористостью порядка 50-70%, имеет ряд особенностей, связанных с образованием слоистых квазипериодических

структур и циклической сменой доминирующего механизма теплопередачи. Предложена модель теплообмена в структуре волны горения, состоящая из зоны реакции с двумя прилегающими слоями: предвоспламенительным и догорания, объясняющая возникновение экспериментально наблюдаемого профиля волны горения за счет частичной инверсии теплового потока.

Показано различие механизмов теплопереноса в волне горения, распространяющейся в высокопористых порошковых системах. Получено соотношение радиационно-кондуктивного теплопереноса для различных зон волны горения в системе $Ni+Al$. В промежуточном слое доля радиационного потока мала ($N_p \sim 0,01—0,05$) и преобладает в основном кондуктивная передача тепла. В зоне догорания за фронтом волны существенное влияние оказывает тепловое излучение ($N_p \sim 0,2—0,45$), которое быстро выравнивает температуры внутри этой зоны. В результате этого в зоне догорания образуется изотермическая зона с размерами 250–600 мкм, экспериментально хорошо наблюдаемая в виде тепловой структуры волны горения. Границы этой зоны ограничиваются дифракционным пределом Кирхгофа для распространения теплового излучения в пористой среде, если за эффективную длину волны принимать значение «виновского» максимума.

Получены значения монохроматической излучательной способности некоторых алюминидов никеля и титана. Показана возможность оценки излучательной способности СВС материала как смеси исходных материалов с соответствующими весовыми коэффициентами:

$$\varepsilon_{NiAl} = \nu_{Ni} \varepsilon_{Ni} + \nu_{Al} \varepsilon_{Al} = 0,82 \varepsilon_{Ni} + 0,18 \varepsilon_{Al} = 0,264$$

Исследовано влияние исходной плотности и степени разбавления шихты состава $Ni+18\%Al$ конечным продуктом на ее температуропроводность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А.Г. Твердопламенное горение.- Черноголовка, ИСМАН, 2000. - 224с.
2. Итин В.И., Найбороденко Ю.С. Высокотемпературный синтез интерметаллидных соединений.- Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989.-214с.
3. Прокофьев В.Т., Смоляков В.К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертным наполнителем.// Физика горения и взрыва. 2002.№2.
4. Смоляков В.К. О шероховатости фронта безгазового горения. // Физика горения и взрыва. 2001. №3.
5. Колепелиович Б.Л. О возникновении очагов во фронте безгазового горения под влиянием потерь тепла. // Физика горения и взрыва. 2003. №3. - С.51-58.
6. Ивлева Т.П., Мержанов А.Г. Терхмерные нестационарные режимы твердопламенного горения в неадиабатических условиях.// Физика горения и взрыва, 2003. №3. -С.67-76.
7. Директор А.Б., Зайченко В.М., Мойнов И.Л. Зависимость скорости гетерогенных реакций от микроструктуры пористой среды.//Физика горения и взрыва. 2002,№6. -С.46.
8. Рогачев А.С. О микрогетерогенном механизме безгазового горения.// Физика горения и взрыва.2003. №2.с.38-48.
9. Зозуля В.Д. Уменьшение тепловых потерь при горении порошковых систем $Cu(Ni)-Al$ за счет их микроструктурной трансформации.//Физика горения и взрыва. 2003,№1.-С.74-79.
10. Зозуля В.Д. Тепловые эффекты при высокотемпературном взаимодействии металлических порошковых смесей.//Химическая физика.2001. т.12. №1.-С.56-61.
11. Емельянов А.Н., Шкиро В.М., Рогачев А.С., Рубцов В.И. Электросопротивление и теплопроводность порошковых смесей на основе титана для самораспространяющегося высокотемпературного синтеза материалов.// Цветная металлургия. 2002. №2.
12. Кочетов Н.А., Рогачев А.С., Емельянов А.Н., Илларионова Е.В., Шкиро В.М. Микроструктура гетерогенных смесей для безгазового горения.// Физика горения и взрыва. 2004. №5.-С.74-80.
13. Камывкина О.К., Рогачев А.С., Сычев А.Е., Умаров Л.М. Механизм и динамика формирования пористого продукта в волне горения самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. // Цветная металлургия. 2003. №6.
14. Рашковский А.С. Структура гетерогенных конденсированных смесей.// Физика горения и взрыва. 1999. №5.-С.65-75.
15. Григорьев В.Г., Зорко В.С., Куценогий К.П. Экспериментальное исследование агломерации частиц алюминия при горении конденсированных систем. // Физика горения и взрыва. 1981. т.17. №3.-С.3-10.
16. Фролов Ю.В., Пивкина А.Н. Фрактальная структура и особенности процессов энерговыделения (горения) в гетерогенных системах.// Физика горения и взрыва. 1997. Т.33. №5.-С. 3-19.
17. Евстигнеев В.В., Гуляев П.Ю., Гончаров В.Д. Исследование тонкой тепловой структуры СВ-синтеза методом быстродействующей цифровой тепловизионной съемки.// Вестник Алтайского научного центра сибирской академии наук высшей школы. 2003. №4.-С.3-6.
18. Гарколь Д.А., Гуляев П.Ю., Евстигнеев В.В., Мухачев А.Б. Новая методика высокоскоростной яркостной пирометрии для исследования процессов СВС // Физика горения и взрыва.-1994.- 30, № 1.- С.72-77
19. Евстигнеев В.В., Милюкова И.В., Гуляев И.П., Соломенцев С.Ю., Амброськин И.Е. Влияние инертных добавок на теплофизические характеристики СВ-синтеза в системе $Ni-Al$. // Труды всероссийской конференции «Процессы горения и взрыва в физикохимии и технологии неорганических материалов» (Москва, 24-27 июля 2002г.), типография ИСМАН.Черноголовка.2002.-С.391-395.