

## О МЕЖФАЗНОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ КОНТАКТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЕТАЛЛОВ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Ю. М. Максимов, А. И. Кирдяшкин, М. Х. Зиатдинов, В. Д. Китлер

Томский филиал Института структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
634050 Томск

Приведены экспериментальные данные по контактному взаимодействию разнородных металлических пластин в условиях нагрева импульсным инфракрасным излучением лазера. Показано, что в зоне контакта пластин происходят плавление и микроконвективное перемешивание металлов, обусловленное высокими градиентами температуры и концентрации. Приведенные расчеты указывают на то, что использование импульсного лазерного нагрева позволяет достаточно точно воспроизвести теплофизические условия СВС-процесса. На основании полученных данных высказано предположение об активирующей роли микроконвекции в процессах СВС. Учет дополнительного конвективного массопереноса позволил объяснить имеющиеся расхождения расчетных и наблюдаемых параметров волны синтеза.

### ВВЕДЕНИЕ

В исследовании гетерогенного взаимодействия важное значение имеет изучение процессов на границе раздела исходных реагентов и анализ их влияния на кинетику реакций. Применительно к самораспространяющемуся высокотемпературному синтезу (СВС) [1] особенности гетерогенного взаимодействия компонентов в волне горения связаны с высокой скоростью изменения температуры (до  $10^7$  К/с) и с большим градиентом температуры (до  $10^7$  К/м). Это обстоятельство может существенно изменять кинетику контактного взаимодействия реагентов и придавать ему специфические отличия от процесса в изотермических условиях. Обычно контактное взаимодействие реагентов во фронте горения исследуют, анализируя результаты закалки горящих образцов. Такая закалка осуществляется либо путем резкого охлаждения реагирующей системы при сбрасывании образцов в различные жидкости [2, 3], либо при проведении синтеза в клинообразной металлической форме [4]. Указанные методы позволяют охлаждать образцы за время  $\approx 0,1$  с, что часто оказывается недостаточным для анализа промежуточных стадий быстротекающей реакции. Повышение информативности метода закалки связано с применением новых высокоскоростных способов охлаждения реагирующей системы. К наиболее быстрым методам нагрева и охлаждения вещества относится лазерная обработка поверхно-

сти. Благодаря высокой плотности энергии и малым временам импульсного лазерного излучения можно доводить до плавления тонкие слои практически любых материалов, при этом длительность цикла нагрева и охлаждения составляет  $10^{-2} \div 10^{-5}$  с. Импульсная лазерная обработка гетерогенных систем позволяет получить дополнительные сведения о механизме контактного неизотермического взаимодействия, что необходимо для понимания закономерностей СВС в реальных порошковых смесях.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Изучалось контактное взаимодействие биметаллов Ti–Cu, Fe–Ni, Fe–Ti, Fe–Cu, Ti–Si. В работе использовался импульсный нагрев поверхности образца инфракрасным излучением лазера ГОС 1001 мощностью 400 Вт с длиной волны 1,06 мкм, плотность потока излучения  $q = (0,3 \div 3) \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>, длительность импульса  $t_i \approx 10^{-3}$  с. Исходный образец представлял собой пакет пластин разнородных металлов, контактирующих притертыми поверхностями, толщина пластин 1  $\div$  5 мм, толщина пакета 5  $\div$  15 мм. Схема лазерной обработки приведена на рис. 1. Учитывая незначительность глубины проникновения инфракрасного излучения в металл (менее 1 мкм), лазерное воздействие на образец можно рассматривать как поверхностный источник тепла, который формирует

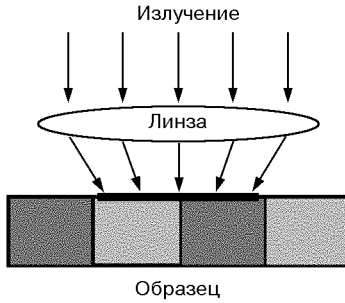


Рис. 1. Схема лазерной обработки биметаллического образца

тепловую волну, движущуюся в глубь образца. Распределение температуры в тепловой волне согласно [5] описывается уравнением

$$T - T_0 = \frac{2q_0\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{at}}, \quad (1)$$

где  $t$  — время;  $T$  — температура образца на расстоянии  $z$  от поверхности;  $q_0$  — плотность потока излучения, поглощаемого образцом;  $a$ ,  $\lambda$  — температуропроводность и теплопроводность металлов;  $T_0$  — начальная температура;

$$\operatorname{ierfc}(x) = \int_x^{\infty} \operatorname{erfc}(y) dy = \frac{1}{\pi} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc}(x),$$

$\operatorname{erfc}(y)$  — функция интеграла вероятности. В этом случае к моменту окончания действия лазерного импульса ( $t = t_i \approx 10^{-3}$  с) эффективную толщину прогретого слоя образца можно рассчитать из соотношения [5]  $h \approx 3,2\sqrt{at_i}$ ; для исследуемых материалов  $a \approx (0,1 \div 1,0) \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с и  $h \approx 0,1 \div 0,3$  мм.

Импульсный лазерный нагрев достаточно близко имитирует теплофизические условия реального СВС-процесса. Действительно, согласно (1) к моменту окончания действия импульса на поверхности образца максимальные значения температуры ( $T_i$ ), скорости изменения температуры ( $v_i$ ), градиента температуры по нормали ( $\operatorname{grad} T_{i,n}$ ) к поверхности образца определяются соотношениями

$$T_i = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{at_i}{\pi}} + T_0, \quad v_i = \frac{q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a\pi}{t_i}},$$

$$\operatorname{grad} T_{i,n} = -q_0/\lambda.$$

Нагрев разнородных материалов образца под действием лазерного излучения осуществляется с различной скоростью. Поэтому вблизи границы раздела материалов имеется градиент температуры. Пространственный масштаб данной температурной неоднородности по порядку величины соизмерим с толщиной прогретого слоя образца, и градиент температуры вдоль поверхности образца можно оценить из соотношения  $\operatorname{grad} T_{i,s} \sim \Delta T_i/\sqrt{at_i}$ , где  $\Delta T_i$  — разность температур поверхности образца на участках различных металлов.

Согласно теории горения для волны СВС скорость изменения температуры ( $v_s$ ) и градиент температуры оцениваются следующим образом:

$$v_s \approx \frac{(T_{\max} - T_0)u^2}{a_s}, \quad \operatorname{grad} T_s \approx \frac{(T_{\max} - T_0)u}{a_s},$$

где  $u$ ,  $T_{\max}$  — линейная скорость и максимальная температура волны СВС,  $a_s$  — температуропроводность СВС-системы,  $T_s$  — температура в волне СВС. Тогда с учетом значений СВС в порошковых системах ( $T_{\max} \approx 1000 \div 4000$  К,  $u \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-2}$  м/с,  $a_s \approx (0,1 \div 1) \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с) и параметров исследуемых биметаллических образцов ( $\lambda \approx (0,2 \div 4) \cdot 10^2$  Вт/К,  $a \approx (0,1 \div 1) \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с) при  $q_0 \approx (0,3 \div 3) \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>,  $t_i \approx 10^{-3}$  с реализуется «подобие» тепловых волн СВС и лазерного нагрева, где  $T_i \approx T_{\max} \approx (1 \div 4) \cdot 10^3$  К,  $v_i \approx v_s \approx 10^5 \div 10^6$  К/с,  $\operatorname{grad} T_{i,n} \approx \operatorname{grad} T_{i,s} \approx \operatorname{grad} T_s \approx 10^6 \div 10^7$  К/м.

В результате перераспределения тепла в исследуемом образце после окончания лазерного импульса происходит закалка поверхностного слоя, при этом его температуру на этой стадии согласно [5] можно рассчитать по уравнению

$$T = \frac{2q_0}{\lambda} \left[ \sqrt{at} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{at}} - \sqrt{a(t-t_i)} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a(t-t_i)}} \right] + T_0. \quad (2)$$

Из уравнений (1), (2) следует соотношение для полного времени термообработки ( $t_c$ ), включающего этапы лазерного нагрева поверхности образца от заданной температуры  $T_c$  до  $T_i$  и последующего охлаждения до  $T_c$ :

$$t_c = \frac{t_i}{4} \left( \frac{T_i - T_0}{T_c - T_0} + \frac{T_c - T_0}{T_i - T_0} \right)^2 - t_i \left( \frac{T_c - T_0}{T_i - T_0} \right)^2. \quad (3)$$

Полагая, что гетерогенное взаимодействие затормаживается при температуре менее  $0,5T_f$  ( $T_f$  — температура плавления образца), соотношение (3) при  $T_c = 0,5T_f$  дает оценку эффективного времени взаимодействия, которое для условий проводимых экспериментов ( $T_i = T_f$ ,  $T_0 \ll 0,5T_f$ ) составляет  $\approx 1,4t_i$ . Отсюда условие закалки промежуточных состояний высокотемпературной гетерогенной реакции в образце при лазерной обработке записывается следующим образом:

$$t_r > 1,4t_i \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ с,}$$

где  $t_r$  — характерное время реакции.

Для СВС-реакции  $t_r \approx a_s/u^2$ . Это означает, что лазерная обработка позволяет изучать процессы гетерогенного взаимодействия в теплофизических условиях, подобных волне СВС в порошковых смесях, движущейся со скоростью  $u < \sqrt{a_s/1,4t_i} \leq 0,03$  м/с.

В экспериментах исследовали взаимодействие пар Ti–Cu, Fe–Ni, Fe–Ti, Fe–Cu, Ti–Si. Для достижения плавления поверхности образцов проводилось дискретное повышение плотности потока излучения с шагом  $25 \div 30$  % путем изменения фокусировки лазера. Размер пятна лазерного облучения поверхности образца составлял  $5 \div 10$  мм. Плавление фиксировалось по резкому изменению топографии образца. Чтобы предотвратить окисление, образец во время эксперимента обдувался аргоном. После лазерной обработки поверхность образца шлифовалась и полировалась, при этом толщина снимаемого слоя материала составляла  $50 \div 70$  мкм. Изучение материалов проводили с использованием металлографического, микрорентгеноспектрального анализов и растровой электронной микроскопии.

Наряду с исследованием лазерной обработки образцов изучали кинетические параметры горения порошковых смесей Ti–Si, Ti–Fe, Ti–FeV в широком интервале размеров частиц и значений начальной температуры. Порошки исходных компонентов смешивались в необходимых соотношениях, формовались в виде цилиндрических образцов диаметром 15 мм и длиной  $40 \div 45$  мм или помещались в кварцевый стакан с таким же внутренними размерами. Относительная плотность образцов составляла  $\rho_{\text{отн}} \approx 0,5$ . Смеси подогревали с помощью миниатюрной электропечи сопротивления, температуру измеряли термпарой. Иницирование горения смесей проводилось от вольфрамо-

вой электроспирали и поджигающего состава в среде аргона. Скорость горения фиксировалась методом фоторегистрации. В опытах использовали порошки титана электролитического марок ПТЭМ, ПТЭС, ПТЭК, железа карбонильного ОСЧ, кремния марки КР-О, сплава FeV с массовым содержанием бора 21,6 % В.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали исследования, в отсутствие плавления состав и структура образца после лазерной обработки практически не отличаются от исходного состояния. В случае плавления поверхностного слоя образца в зоне контакта разнородных материалов наблюдается развитие конвективных течений расплавов различного состава протяженностью  $l = 50 \div 1000$  мкм, фиксируемых по появлению характерной структуры контактной зоны после охлаждения. Исходя из указанных выше значений  $l$  и времени существования расплава  $t \approx t_i \approx 10^{-3}$  с значение приближенной оценки скорости потоков составляет не менее 1,0 м/с. Результаты экспериментов иллюстрируют фотографии контактной зоны образцов в системах (рис. 2–4) до и после лазерной обработки. Размеры и форма струйных потоков в контактной зоне для каждой системы имеют свои особенности. В системах, не образующих тугоплавких соединений (Ti–Fe, Ti–Cu, Fe–Ni, Fe–Cu), наиболее ярко выражена турбулизация потоков. На рис. 3, 4 отчетливо виден вихреобразный характер перемешивания титана и железа, меди и железа. Следует отметить, что возникновение хаотично расположенных участков различного состава в контактной зоне нельзя объяснить действием диффузионных процессов при лазерной термообработке, так как даже для предельного значения коэффициента диффузии в расплаве  $D \approx 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с масштаб неоднородностей не может превышать нескольких микрометров ( $\approx \sqrt{t_i D}$ ).

Струйное перемешивание разнородных материалов при их контактном плавлении происходит, по-видимому, вследствие гидродинамической неустойчивости межфазных границ типа Марангони. Последнее известно на примере систем водных растворов и органических жидкостей, где в зоне контакта разнородных сред развиваются интенсивные вихреобразные микротечения [6]. Такие течения вызываются действием поверхностных сил в условиях химической и температурной неоднородности и,

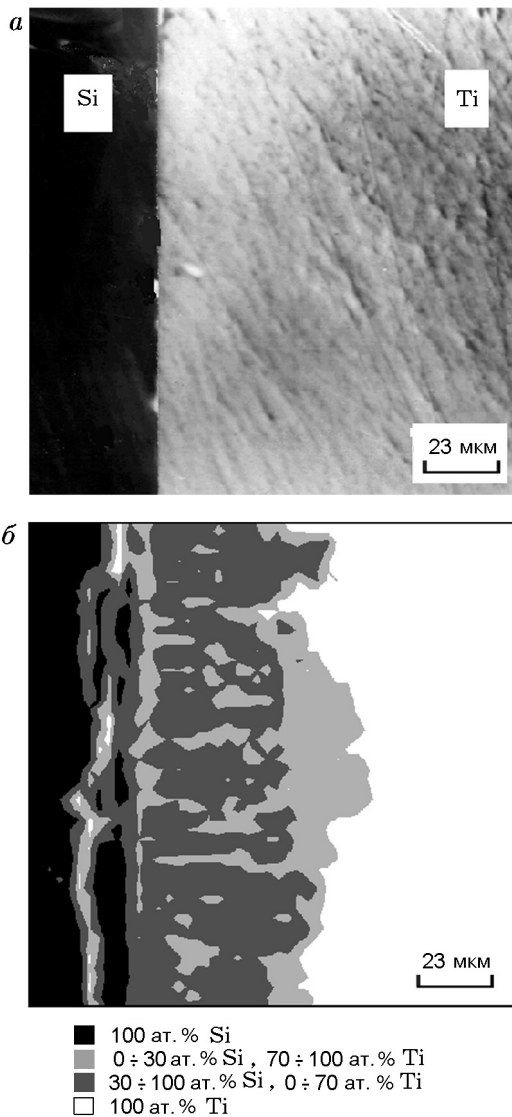


Рис. 2. Зона контакта пластин титана и кремния до (а) и после (б) лазерной обработки:

а — растровая электронная микроскопия, б — карта распределения титана и кремния; толщина исходных пластин: титана — 2 мм, кремния — 1 мм

как следствие, локальных градиентов поверхностного натяжения на межфазных границах.

Таким образом, результаты исследований показывают, что контактное взаимодействие металлов при импульсном нагреве сопровождается конвективным массопереносом. Характер взаимодействия на границе металлов отличается от случая изотермической гетерогенной реакции между металлами, где массоперенос, как правило, протекает в диффузионном режиме. Полученные данные дают основание предполагать значительную роль конвекции в про-

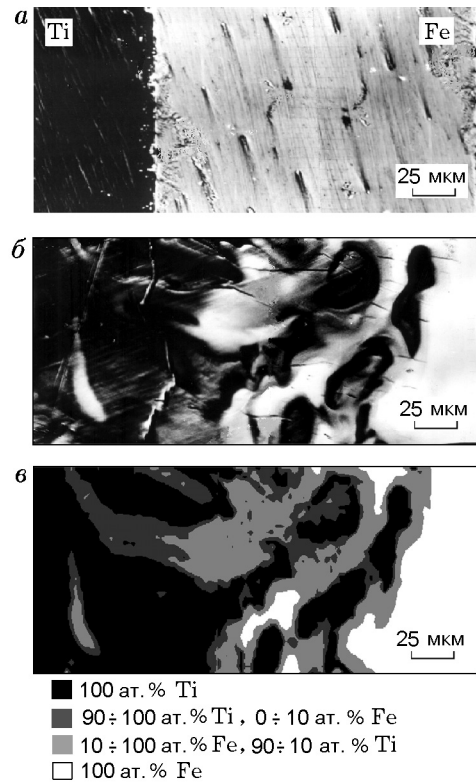


Рис. 3. Зона контакта пластин титана и железа до (а) и после (б, в) лазерной обработки: а, б — растровая электронная микроскопия, в — карта распределения титана и железа; толщина исходных пластин титана и железа — 2 мм

цессах неизотермического взаимодействия порошковых смесей. Применительно к СВС учет дополнительного конвективного массопереноса позволяет объяснить имеющиеся в литературе достаточно большие расхождения расчетных и опытных кинетических параметров волны синтеза безгазовых систем в случае плавления компонентов смеси.

Для случая плавления исходных компонентов теоретический анализ [7–9] выделяет три основных режима безгазового горения порошковой смеси: кинетический, диффузионный и капиллярный. Во всех режимах зависимость скорости горения смеси от размера исходных частиц подчиняется соотношению  $u \sim (r_T, r_L)^{-n}$ , где  $r_T, r_L$  — соответственно размеры относительно тугоплавкого и легкоплавкого компонентов смеси. В этом соотношении  $n = 0$  для всех частиц в кинетическом режиме и легкоплавких частиц в диффузионном режиме,  $n \geq 1$  для тугоплавких частиц в диффузионном режиме,  $n = 1, n = -0,5$  соответственно для легкоплавких и тугоплавких частиц в ка-

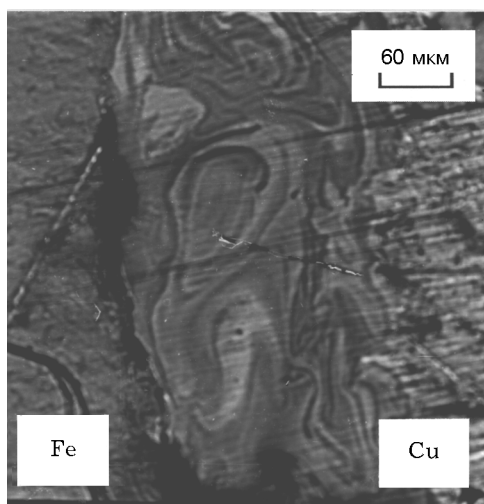


Рис. 4. Оптическая микрофотография зоны контакта пластин железа и меди после лазерной обработки:

толщина исходных пластин железа и меди — 2 мм

пиллярном режиме.

За исключением капиллярного режима, зависимости  $u(r_T, r_L)$  характеризуются последовательностью участков постоянства и монотонного снижения скорости горения с ростом размера исходных частиц. Имеющиеся экспериментальные зависимости  $u(r_T, r_L)$  для различных систем в большинстве своем соответствуют теоретическим представлениям [7–9], однако в ряде случаев наблюдаются существенные отклонения. Так, в условиях диффузионного режима горения систем Ti–Co [10, 11], Ti–B [12] с ростом размера наиболее тугоплавких частиц скорость горения монотонно снижается, а затем становится постоянной, т. е. последовательность интервалов постоянства и снижения скорости противоречит выводам [7–9]. Кроме того, значение наблюдаемой скорости горения в указанных системах на несколько порядков превышает уровень, допускаемый в моделях [7–9]. Указанные противоречия авторы [10–12] объясняют самопроизвольным повышением реакционной поверхности смеси в волне горения за счет проникновения расплава в тугоплавкие частицы по межкристаллитным границам и за счет фрагментирования частиц. Предложенное объяснение не является полным, поскольку объем межкристаллитного пространства незначителен по сравнению с объемом исходных частиц и неясен механизм смешения фрагментов со стехиометрическим количеством расплава. Однако, до-

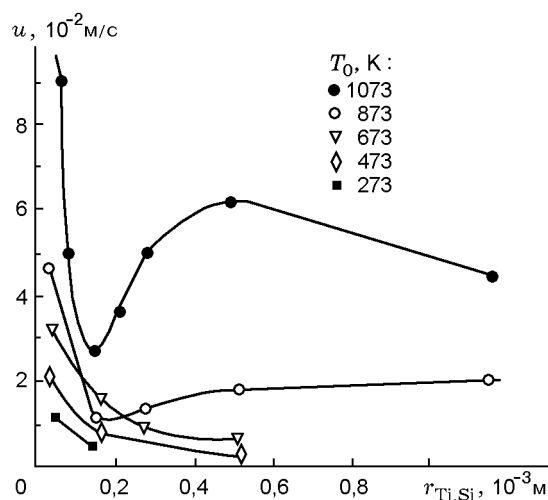


Рис. 5. Зависимость скорости горения от размера частиц титана порошковой смеси Ti + 37,0 % Si (по массе):

$r_{Ti} = r_{Si}$ ,  $\rho_{отн} = 0,5$

пуская наличие такого механизма, постоянство скорости горения в зависимости  $u(r_T)$  в предельном случае можно связать с дроблением частиц различных размеров на одинаковые фрагменты [12].

В настоящей работе исследовались зависимости скорости горения от размера частиц порошковых систем Ti–Si, Ti–Fe, Ti–FeV в широких интервалах дисперсности компонентов и значений начальной температуры  $T_0$ . Интервалы дисперсности компонентов соответствовали условию реализации диффузионного режима горения. Как показали эксперименты (рис. 5), при  $T_0 = 293, 473, 673$  К скорость горения системы Ti–Si монотонно снижается с ростом размера частиц (частицы титана и кремния были одного размера). При  $T_0 = 873$  К скорость горения монотонно возрастает с ростом размера частиц в интервале  $(0,15 \div 1,15) \cdot 10^{-3}$  м, а в случае  $T_0 = 1073$  К в том же интервале размеров частиц скорость возрастает и затем снижается, т. е. зависимости носят «аномальный» характер. С другой стороны, для всех значений  $T_0$  в интервале размеров частиц  $(0,05 \div 0,15) \cdot 10^{-3}$  м скорость горения монотонно снижается при увеличении дисперсности частиц смеси. Качественно аналогичный характер зависимости  $u(r_{Ti})$  наблюдается в системе Ti–FeV (рис. 6). В системе Ti–Fe в исследованном интервале значений  $r_{Ti}$  и  $T_0$  скорость горения монотонно увеличивается, а затем снижается с ростом  $r_{Ti}$  (рис. 7).

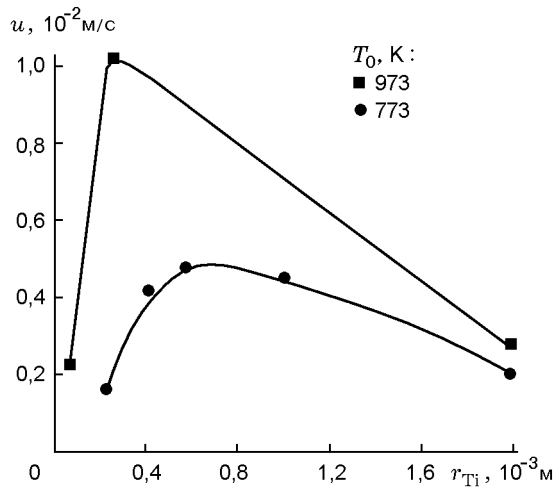


Рис. 6. Зависимость скорости горения от размера частиц титана порошковой смеси Ti + 21,6 % FeB (по массе):

$r_{\text{FeB}} < 50$  мкм,  $\rho_{\text{отн}} = 0,51$ , состав FeB: В — 21,6 %, Fe — остальное

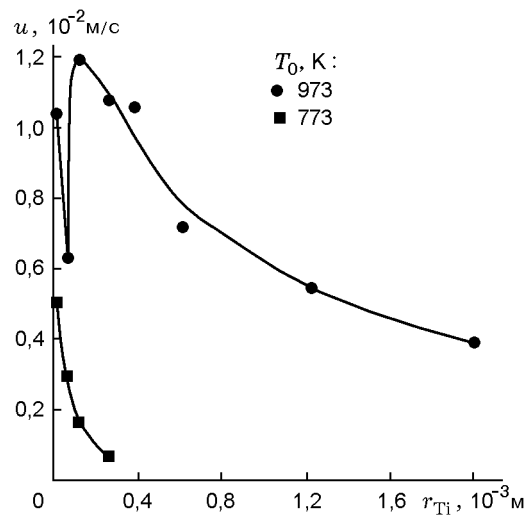


Рис. 7. Зависимость скорости горения от размеров частиц титана порошковой смеси Ti + 53,8 % Fe (по массе):

$r_{\text{Fe}} \leq 160$  мкм,  $\rho_{\text{отн}} = 0,5$

Можно предположить, что в приведенных примерах «аномальной» зависимости  $u(r_T, r_L)$  наряду с диффузионным и капиллярным режимами транспорта реагентов в волне горения имеет место конвективный механизм смешения компонентов, подобный наблюдаемому при обработке области металлов лазером.

Для иллюстрации механизма смешения представим реакционную зону волны горения в виде системы твердых частиц и прослоек расплава, размещенных между частицами (рис. 8). Частицы и расплав разнородны по составу, и между ними происходит физико-химическое взаимодействие. В данной системе конвективный массоперенос реализуется в виде микротечений в расплаве, вызванных неоднородностью поверхностного натяжения на межфазных границах расплав — газ. Движущая сила течений приложена к участкам межфазной поверхности, различающимся величиной поверхностного натяжения  $\Delta\sigma$ , и пропорциональна  $\text{grad}\sigma$ . Неоднородность поверхностного натяжения связана с естественным для процессов гетерогенного взаимодействия распределением концентрации и в определенных случаях с неоднородностью температуры расплава. Согласно данным [13] в системах Ti–Fe, Ti–FeB, Ti–Si для расплавов различных составов разница значений поверхностного натяжения достигает  $\Delta\sigma = 0,2 \div 0,5$  Н/м; в том же интервале по-

верхностное натяжение меняется при изменении температуры на несколько сот градусов.

Точный расчет скорости и конфигурации течений в прослойке расплава является сложной гидродинамической задачей, однако оценочное значение максимальной скорости можно найти в приближении одномерного установившегося вязкого течения. В этом случае для межфазной поверхности расплав — газ согласно [14] выполняется условие  $\mu \text{grad}_n v = \text{grad}_s \sigma$ , характеризующее баланс движущей поверхностной силы и силы вязкого трения в расплаве, где  $\mu$  — динамическая вязкость расплава,  $v$  — скорость течения расплава вдоль межфазной поверхности, индексы  $n$  и  $s$  обозначают градиенты в нормальном и тангенци-

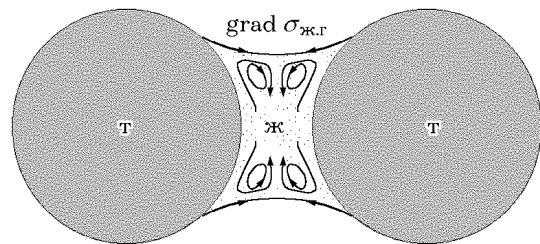


Рис. 8. Схема развития микроконвекции в процессе взаимодействия расплава (ж) и твердых частиц (т)

альном направлениях относительно межфазной поверхности. Предполагая, что пространственные масштабы течения и неоднородности поверхностного натяжения ( $\sigma$ ) соизмеримы с размером прослоек расплава ( $\sim r_T$ ), величину градиента оценим следующим образом:  $\text{grad}_n v \approx v_{\max}/r_T$ ,  $\text{grad}_s \sigma \approx \Delta\sigma/r_T$ , где  $v_{\max}$  — максимальная скорость течения. Отсюда  $v_{\max} \approx \Delta\sigma/\mu$ .

Учитывая, что для металлических расплавов  $\mu \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$  Па·с, получаем  $v_{\max} \approx 20 \div 500$  м/с. Уровень  $v_{\max}$ , наблюдаемый в экспериментах по растеканию капель металлического расплава по поверхности твердых металлов [15], значительно ниже —  $v_{\max} \approx 1$  м/с.

Таким образом, в волне горения порошковых систем обеспечиваются необходимые условия развития высокоинтенсивных микропотоков расплава, которые могут выравнивать концентрацию компонентов, увлекать и перемещивать элементы фрагментирования частиц во всем объеме расплава. Микропотоки расплава характеризуются числом Рейнольдса, которое для рассматриваемого случая записывается в виде

$$\text{Re} = \frac{\rho v d}{\mu} = \frac{\rho v_{\max} r_T}{\mu} \approx 10^6 r_T,$$

где  $\rho \approx 5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> — плотность расплава,  $d = r_T$  — характерный масштаб потоков,  $v = v_{\max} \approx 1$  м/с — скорость потоков,  $\mu \approx 5 \cdot 10^{-3}$  Па·с. Известно, что с ростом числа Рейнольдса до критических значений  $\text{Re}^* \approx 1000$  [14] режим течения жидкости переходит от ламинарного к турбулентному, что сопровождается резкой интенсификацией конвективного массопереноса. Для исследуемых в экспериментах порошковых систем с  $r_T = r_{Ti} = (2 \div 200) \cdot 10^{-5}$  м диапазон изменения  $\text{Re} = 20 \div 2000$  может превысить значение  $\text{Re}^*$ . Это означает возможность значительной интенсификации гетерогенного взаимодействия при достижении частицами титана определенного размера соответствующего  $\text{Re} = \text{Re}^*$ .

В рамках предложенной модели конвективного массопереноса становится понятным «аномальный» характер зависимости  $u(r_{Ti})$  (см. рис. 5–7). Действительно, при использовании мелких частиц титана ( $r_{Ti} < r_{Ti}^*$ ) в волне горения преобладает диффузионный массоперенос и скорость горения монотонно снижается с ростом  $r_{Ti}$ . В области  $r_{Ti} > r_{Ti}^*$  преобладает

конвективный массоперенос, усиливающийся с ростом  $r_{Ti}$  (в определенном диапазоне) в связи с турбулизацией конвекции. В последнем случае естествен рост скорости горения. В области смены режимов массопереноса возможно постоянство скорости  $u$  или снижение ее чувствительности к изменению  $r_{Ti}$ , что определяется вязкостью расплава, являющейся сложной функцией температуры и состава. Уменьшение начальной температуры  $T_0$  приводит к повышению вязкости расплава как за счет снижения температуры горения ( $\mu \sim E/RT$ ), так и за счет увеличения доли твердой фазы ( $\varphi$ ) в продуктах взаимодействия ( $\mu \approx 1 + 5/2\varphi$  [14]). Это ухудшает условия конвекции (понижается  $\text{Re}$ ), и в пределе гетерогенное взаимодействие осуществляется под контролем диффузии. Последнее согласуется с трансформацией зависимостей  $u(r_{Ti})$  в обычный вид при уменьшении  $T_0$  (см. рис. 5, 6).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием техники импульсной лазерной обработки гетерогенных металлических систем, имитирующей условия высокотемпературной неизотермической реакции в СВС-процессах, в зоне контактного взаимодействия и плавления разнородных материалов обнаружено струйное перемешивание компонентов.

Проведенные исследования позволяют предположить, что во фронте горения СВС-систем смешение компонентов также осуществляется конвективными микропотоками расплавов в области границ контакта исходных частиц.

Наличие микропотоков связано с гидродинамической неустойчивостью межфазных границ системы в условиях плавления компонентов и большой неоднородности поверхностного натяжения. Турбулизация течения способствуют снятию диффузионного ограничения и ускорению гетерогенной реакции. Последнее объясняет аномально высокую реакционную способность и необычный характер зависимости скорости горения от масштаба гетерогенности для ряда СВС-систем с большим размером исходных частиц.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Вывод соотношения (3)

Время термообработки  $t'_c$ , включающей лазерный разогрев поверхности образца от

$T = T_0$  до  $T = T_i$  и последующее охлаждение поверхности до  $T = T_c$ , задается уравнением (2) для  $z = 0$ :

$$T_c - T_0 = \frac{2q_0}{\sqrt{\pi\lambda}}(\sqrt{at'_c} - \sqrt{a(t'_c - t_i)}). \quad (2a)$$

Учитывая, что  $T_i = (2q_0/\sqrt{\pi\lambda})\sqrt{at_i} + T_0$ , и вводя переменные  $x = (T_c - T_0)/(T_i - T_0)$ ,  $y = t'_c/t_i$ , соотношение (2a) преобразуем к уравнению  $x = \sqrt{y} + \sqrt{y-1}$ , которое сводится к другому уравнению:

$$y = \frac{1}{4}\left(x + \frac{1}{x}\right)^2$$

или

$$t'_c = \frac{1}{4}t_i\left(\frac{T_c - T_0}{T_i - T_0} + \frac{T_i - T_0}{T_c - T_0}\right)^2.$$

Время термообработки  $t''_c$ , включающей нагрев поверхности образца от  $T = T_0$  до  $T = T_c$ , задается уравнением (1) для  $z = 0$ :

$$T_c - T_0 = \frac{2q_0}{\sqrt{\pi\lambda}}\sqrt{at''_c}.$$

Отсюда

$$t''_c = t_i\left(\frac{T_c - T_0}{T_i - T_0}\right)^2.$$

Искомое время —

$$t_c = t_c - t''_c = \frac{1}{4}t_i\left(\frac{T_c - T_0}{T_i - T_0} + \frac{T_i - T_0}{T_c - T_0}\right)^2 - t_i\left(\frac{T_c - T_0}{T_i - T_0}\right)^2.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Боровинская И. П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез неорганических соединений // Докл. АН СССР. Сер. хим. 1972. Т. 204, № 2. С. 429–432.
2. Шкиро В. М., Боровинская И. П. Исследования закономерностей горения смесей титана с углеродом // Процессы горения в химической технологии. Черноголовка, 1975. С. 253–258.
3. Максимов Ю. М., Мержанов А. Г., Расколенко Л. Г. и др. Роль контактного взаимодействия в процессах безгазового горения // Докл. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 286, № 4. С. 911–914.
4. Stepanov B. V. and Rogachev A. S. Quenching of solid-phase combustion front of a symmetric sample by supercritical heat loss // Intern. J. SHS. 1992. V. 1, N 3. P. 409–416.
5. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В., Кокора А. Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985.
6. Гидродинамика межфазных поверхностей: Сб. статей / Пер. с англ./ Под ред. Ю. А. Бувича и Л. М. Рабиновича. М.: Мир, 1984.
7. Алдушин А. П., Мержанов А. Г., Хайкин Б. И. О некоторых особенностях горения конденсированных систем с тугоплавкими продуктами реакции // Докл. АН СССР. 1972. Т. 204, № 5. С. 1133–1142.
8. Хайкин Б. И. К теории процессов горения в гетерогенных конденсированных средах // Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975. С. 227–244.
9. Некрасов Е. А., Максимов Ю. М., Зиятдинов М. Х., Штейнберг А. С. Эффект капиллярного растекания на распространение волны горения в безгазовых системах // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 5. С. 26–32.
10. Итин В. И., Найбороденко Ю. С. Высокотемпературный синтез интерметаллических соединений. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1989.
11. Доронин В. Н., Итин В. И., Барелко В. В. Механизм нетепловой самоактивации процесса взаимодействия смесей твердых реагентов в волне горения // Докл. АН СССР. 1981. Т. 259, № 5. С. 1155–1159.
12. Кирдяшкин А. И., Лепаква О. К., Максимов Ю. М., Пак А. Т. Структурные изменения порошковых смесей в волне безгазового горения // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 67–79.
13. Ниженко В. И., Флока Л. И. Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1981.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1986.
15. Попель С. И. Поверхностные явления в расплавах. М.: Металлургия, 1994.

Поступила в редакцию 16/III 1998 г.,  
в окончательном варианте — 10/XI 1999 г.