

**ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ
ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ СРЕДЫ НА ГОРЕНИЕ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ РЕАГЕНТОВ,
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ПРОДУКТА**

А. П. Алдушин, Б. И. Хайкин, К. Г. Шкадинский

Скорость распространения и структура волны горения в конденсированной среде определяются характером зависимости тепловыделения от глубины превращения [1—3]. В отличие от гомогенных систем в гетерогенной среде может иметь место сильное уменьшение скорости в процессе протекания реакции.

В идеализированной упорядоченной системе, имеющей лишь один характерный размер (масштаб) гетерогенности, существенное падение скорости тепловыделения, способное повлиять на структуру фронта горения, возможно только вследствие сильного кинетического торможения реакции нарастающим слоем продукта.

Реальные смеси не являются упорядоченными системами. Как правило, они имеют сильно выраженную внутреннюю неоднородность, обусловленную различием размеров частиц, их формы, неравномерным перемешиванием и, следовательно, должны характеризоваться спектром масштабов гетерогенности, отражающим структурную неупорядоченность среды.

Такую смесь будем рассматривать как полидисперсную с некоторым распределением частиц по размерам и на этой модели проанализируем влияние неоднородности внутренней структуры на распространение фронта горения. Исследование роли полидисперсности смеси на горение проведем, используя параболический закон взаимодействия между компонентами (скорость реакции обратно пропорциональна толщине слоя продукта, разделяющего реагирующие компоненты). Этот закон особенно часто встречается в реальных системах и, что весьма существенно для выявления эффекта неоднородности среды, не приводит к каким-либо особенностям структуры волны горения в упорядоченной монофракционной системе [2].

В дальнейшем будем предполагать, что частицы одного из реагентов много мельче другого, как это имеет место в системах, использующихся для синтеза соединений в волне горения [4], форму частиц для простоты будем полагать плоской.

Постановка задачи. Распространение тепла в образце при стационарном горении безгазовых систем описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}) - u c \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + u Q \eta / \partial x = 0 \quad (-\infty < x < \infty), \\ T(-\infty) = T_0, \quad T(\infty) = T_0 + Q/c = T_r. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь T — температура; η — глубина превращения; Q — тепловой эффект реакции на единицу веса смеси; λ — коэффициент теплопроводности; c — удельная теплоемкость смеси; u — массовая скорость горения.

Распределение частиц по размерам будем характеризовать функцией $\chi(l)$, определяющей массовую долю (m) частиц, из некоторого диапазона размеров (l_*, l):

$$m(l_*, l) = \int_{l_*}^l \chi(l) dl.$$

Обозначая через l_1, l_2 наименьший и наибольший размеры частиц в смеси, получим

$$\int_{l_1}^{l_2} \chi(l) dl = m(l_1, l_2) = 1. \quad (2)$$

Глубину превращения η с помощью функции распределения $\chi(l)$ можно представить в виде

$$\eta = \int_{l_1}^{l_2} \delta l^{-1} \chi(l) dl, \quad (3)$$

где δ — толщина слоя продукта на частице размером l . При параболическом законе взаимодействия скорость образования продукта определяется кинетическим уравнением¹

$$u \cdot d\delta/dx = k_0 \exp(-E/RT) \delta^{-1} e_1(l-\delta). \quad (4)$$

Для плоских частиц величина δ связана с толщиной слоя δ_2 на частице максимального размера ($l=l_2$) соотношением

$$\delta = \delta_2 + (l-\delta_2) e_1(\delta_2-l). \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), получим

$$\eta(\delta_2) = 1 - \int_A^{l_2} (1 - \delta_2 l^{-1}) \chi(l) dl, \quad A = l_1 + (\delta_2 - l_1) e_1(\delta_2 - l_1). \quad (6)$$

Разделив почленно уравнение (4), записанное для частиц максимального размера ($l=l_2, \delta=\delta_2$), на первый интеграл уравнения теплопроводности

$$\lambda \cdot dT/dx = u[c(T-T_0) - Q\eta],$$

получим

$$u^2 \cdot d\delta/dT = \lambda k_0 \exp(-E/RT) / \delta_2 [c(T-T_0) - Q\eta]. \quad (7)$$

Уравнение (7) должно быть решено с учетом граничных условий

$$T = T_0, \delta_2 = 0; \quad T = T_r = T_0 + Q/c, \delta_2 = l_2$$

и соотношения (6), связывающего η и δ_2 при заданной функции распределения $\chi(l)$.

Скорость горения в приближении узкой зоны реакции. Предположим, что превращение вещества происходит в узкой зоне вблизи мак-

¹ Для краткости записи здесь и далее используется единичная функция $e_1(x)$: $e_1(x) = 1$ ($x > 0$), $e_1(x) = 0$ ($x \leq 0$).

симальной температуры [5]. В этом случае T в знаменателе (7) можно заменить на T_r , после чего уравнение легко интегрируется. Обозначая через u_1 значение скорости горения, найденное в приближении узкой зоны реакции, имеем

$$u_1^2 = \left[\int_0^{l_2} (1 - \eta) \delta_2 d\delta_2 \right]^{-1} \lambda \frac{RT_r^2}{EQ} k_0 \exp(-E/RT_r). \quad (8)$$

С помощью (6) интеграл, входящий в (8), можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^{l_2} (1 - \eta) \delta_2 d\delta_2 &= \int_0^{l_2} \delta_2 \left[\int_{l_1 + (\delta_2 - l_1)e_1(\delta_2 - l_1)}^{l_2} (1 - \delta_2 l^{-1}) \chi(l) dl \right] d\delta_2 = \\ &= \int_0^{l_1} \delta_2 \left[\int_{l_1}^{l_2} (1 - \delta_2 l^{-1}) \chi(l) dl \right] d\delta_2 + \int_{l_1}^{l_2} \delta_2 \left[\int_{\delta_2}^{l_2} (1 - \delta_2 l^{-1}) \chi(l) dl \right] d\delta_2 = \\ &= \frac{1}{6} \int_{l_1}^{l_2} l^2 \chi(l) dl. \end{aligned} \quad (9)$$

Величина $\left(\int_{l_1}^{l_2} l^2 \chi(l) dl \right)^{1/2}$ имеет смысл эффективного масштаба гетерогенности $l_{эфф}$ полидисперсной смеси. Для монофракционной упорядоченной системы, характеризующейся единственным масштабом гетерогенности l_0 , распределение $\chi(l)$ есть дельта-функция

$$\chi(l) = \delta(l - l_0)$$

и величина $l_{эфф}$ совпадает с l_0 .

Учитывая (9), окончательное выражение для скорости горения можно записать в виде

$$u_1^2 = \frac{6\lambda}{l_{эфф}^2} \frac{RT_r^2}{EQ} k_0 \exp(-E/RT_r), \quad (10)$$

$$l_{эфф}^2 = \int_{l_1}^{l_2} l^2 \chi(l) dl. \quad (11)$$

Совпадение истинных (u) и приближенных (u_1) скоростей горения должно означать, что данную систему можно характеризовать единым (эффективным) масштабом гетерогенности $l_{эфф}$, торможение скорости тепловыделения слабое, а реакция протекает в узкой зоне вблизи температуры горения. Несовпадение u и u_1 свидетельствует об особенностях структуры фронта горения, обусловленных сильным торможением скорости реакции с ростом глубины превращения.

Равномерные функции распределения. Рассмотрим горение полидисперсной смеси с функцией распределения частиц по размерам $\chi(l)$ типа нормального закона

$$\begin{aligned} \chi(l) &= A_0 \exp \left[- (l - \bar{l})^2 / 2\sigma_0^2 \right], \quad l_1 \leq l \leq l_2, \\ \chi(l) &\equiv 0 \quad l < l_1, \quad l > l_2, \end{aligned} \quad (12)$$

где σ_0^2 — дисперсия; \bar{l} — размер, соответствующий максимуму $\chi(l)$;

A_0^{-1} — нормировочная постоянная

$$A_0^{-1} = \int_{l_1}^{l_2} \exp[-(l - \bar{l})^2 / 2\sigma_0^2] dl. \quad (13)$$

При $\sigma_0^2 \rightarrow 0$ (а также при $l_1, l_2 \rightarrow l$) $\chi(l)$ переходит в δ -функцию ($\chi(l) = \delta(l - \bar{l})$). Вычисление интеграла (11) для рассматриваемого распределения $\chi(l)$ приводит к значению

$$l_{\text{эфф}}^2 = \bar{l}^2 + \sigma_0^2 \left\{ 1 + A_0 \left[(l_1 + \bar{l}) \exp\left(-\frac{|l_1 - \bar{l}|^2}{2\sigma_0^2}\right) - (l_2 + \bar{l}) \exp\left(-\frac{|l_2 - \bar{l}|^2}{2\sigma_0^2}\right) \right] \right\}. \quad (14)$$

Сопоставление скоростей u , полученных в результате решения на ЭВМ системы (6), (7), (12), (13), с рассчитанными по формулам (10), (13), (14) показывает в основном хорошее согласие приближенных и истинных значений, что свидетельствует о применимости метода узкой зоны реакции и о слабом торможении скорости тепловыделения с ростом глубины превращения в случае функции распределения $\chi(l)$ типа (12). Некоторые расхождения имеются, как и следовало ожидать, в области больших значений дисперсии σ_0 , при которых распределение (12) трансформируется в ступенчатое.

$$\chi(l) = (l_2 - l_1)^{-1}, \quad l_1 \leq l \leq l_2; \quad \chi(l) = 0, \quad l < l_1, \quad l > l_2. \quad (15)$$

Предельный переход $\sigma_0 \rightarrow \infty$ в (13) и (14) (или непосредственное вычисление по формуле (11)) приводит для ступенчатого распределения

$$l_{\text{эфф}}^2 = (1/3)(l_1^2 + l_1 l_2 + l_2^2). \quad (16)$$

На рис. 1 показано отношение значений скоростей горения, полученных численным расчетом на ЭВМ системы (6), (7), (15) и в приближении узкой зоны по формулам (10), (16).

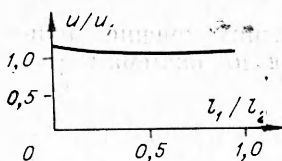
Для l_1/l_2 , близких к единице (узкие фракции), u и u_1 практически совпадают. При переходе к более широким фракциям (уменьшение l_1/l_2) появляется некоторое расхождение в значениях u и u_1 . Уменьшение l_1/l_2 сопровождается расширением зоны реакции. Для предельно широкой фракции ($l_1/l_2 = 0$) зона реакции уже не является узкой по сравнению с зоной прогрева, как это имеет место в монофракционной смеси, однако зона догорания еще практически отсутствует.

Неравномерные функции распределения. Существенное влияние полидисперсности смеси на горение, как будет показано ниже, может иметь место при неравномерных функциях распределения масштабов гетерогенности, т. е. для смесей, в которых можно выделить два (или более) существенно разных характерных размера. Простейшим и наиболее удобным для анализа примером таких систем является бидисперсная смесь. Соответствующая функция распределения имеет вид

$$\chi(l) = b\delta(l - l_1) + (1 - b)\delta(l - l_2), \quad (17)$$

Рис. 1. Зависимость скорости горения от ширины фракции при неравномерном распределении частиц по размерам.

где $\delta(l - l_i)$ — дельта-функция; b — массовая доля мелкой фракции.



В качестве вспомогательных введем скорость горения u_1 , вычисленную в предположении, что обе фракции сгорают в узкой зоне реакции, и u_2 , вычисленную в предположении, что мелкая фракция сгорает в узкой зоне реакции, а не успевшая прореагировать вместе с ней часть $(1-l_1/l_2)$ крупной фракции в горении не участвует (тепловой эффект в этом случае равен $Q[b+(l_1/l_2)(1-b)]$).

Выражения для u_1 и u_2 легко найти с помощью формул (10), (11) и (17)²

$$u_1^2 = \frac{6\lambda}{l_1^2 b + l_2^2 (1-b)} \cdot \frac{RT_r^2}{EQ} \cdot k_0 \exp(-E/RT_r),$$

$$u_2^2 = \frac{6\lambda}{l_1^2 c} \frac{RT_2^2}{E(T_2 - T_0)} \cdot k_0 \exp(-E/RT_2),$$

$$T_2 = T_0 + (Q/c)[b + (l_1/l_2)(1-b)].$$
(18)

На рис. 2, 3 показана зависимость скорости горения от доли мелкой фракции b при различных значениях отношения l_1/l_2 , полученная численным расчетом на ЭВМ. В зависимости от величины l_1/l_2 возможны два случая. При малом различии между масштабами l_1 и l_2 кривые $u_1(b)$ и $u_2(b)$ имеют лишь одну точку пересечения при $b=1$. В этом случае истинная скорость горения u близка к u_1 во всем диапазоне изменения b , т. е. обе фракции сгорают в узкой реакционной зоне вблизи T_r , и можно ввести единый эффективный масштаб гетерогенности:

$$l_{\text{эфф}}^2 = l_1^2 b + l_2^2 (1-b). \quad (19)$$

При достаточно большом различии между масштабами l_1 и l_2 кривые $u_1(b)$ и $u_2(b)$ имеют две точки пересечения: при $b=1$ и $b < 1$. В этом случае скорость горения u ближе к большей из скоростей u_1 и u_2 (рис. 2, II). Качественные особенности структуры зоны горения определяются главным образом степенью различия между u и u_1 , т. е. при фиксированном значении l_1/l_2 величиной b . При небольшом содержании мелкой фракции $u \approx u_1$ и обе фракции сгорают в узкой (по сравнению с зоной прогрева) реакционной зоне. По мере увеличения b зона превращения вещества становится сначала соизмеримой, а затем больше зоны прогрева (рис. 3, а, б). Появляется зона догорания, не влияющая на скорость горения. При достаточно большом содержании мелкой фракции ($u \approx u_2$) крупная фракция практически полностью сгорает в зоне догорания. При $b \rightarrow 1$, когда сгорание крупной фракции не вносит заметный вклад в тепловой эффект реакции, зона догорания постепенно исчезает ($u \approx u_1 \approx u_2$).

Таким образом, широкие зоны реакции возможны при условии, что различие масштабов l_2 и l_1 достаточно велико, а кривые $u_1(b)$ и $u_2(b)$ дважды пересекаются. При увеличении l_1/l_2 точка пересечения, соответствующая $b < 1$, смещается в область боль-

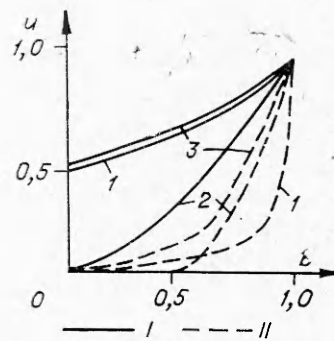


Рис. 2. Зависимость скорости горения $u_1(1)$, $u_2(2)$ и $u(3)$ от массовой доли мелких частиц. I — $l_1/l_2=0,5$; II — $l_1/l_2=0,1$.

² Для бидисперсной смеси условие тепловой гомогенности может быть записано аналогично [6]: $l_2/l_1 \ll EQ\lambda/c^2\rho D(T_2)RT_2^2$, где $D(T_2)$ — коэффициент диффузии через слой продукта.

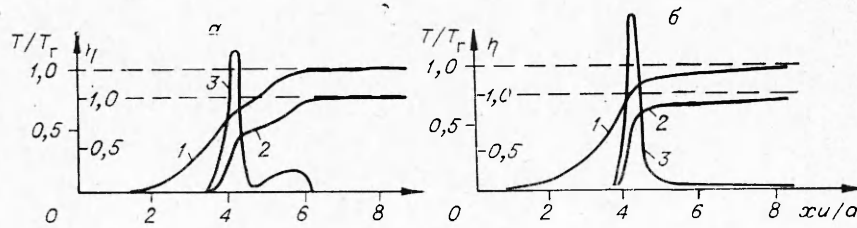


Рис. 3. Структура фронта горения в бидисперсной смеси ($l_1/l_2=0,1$).
а) $b=0,6$; б) $b=0,8$. 1 — T/T_Γ ; 2 — η ; 3 — $\Phi \sim Q d\eta/dx$.

ших b , и при некотором значении l_1/l_2 сливается с другой точкой пересечения, расположенной при $b=1$. Слиянию точек пересечения соответствует касание кривых $u_1(b)$ и $u_2(b)$ в точке $b=1$:

$$(du_1/db)_{b=1} = (du_2/db)_{b=1}. \quad (20)$$

Из (18), (20) нетрудно найти, что двойное пересечение кривых $u_1(b)$ и $u_2(b)$ возможно при условии

$$\frac{l_2}{l_1} > \left(\frac{EQ}{cRT_\Gamma^2} + \frac{2Q}{cT_\Gamma} - \frac{3}{4} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} \approx \left(\frac{EQ}{cRT_1^2} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

При реальных значениях параметров, входящих в правую часть (21), условие (21) означает, что для двойного пересечения кривых $u_1(b)$ и $u_2(b)$, т. е. для появления зоны догорания, необходимо, чтобы размер крупной фракции был в несколько раз больше, чем размер мелкой. В противном случае мелкие и крупные частицы сгорают практически вместе в узкой реакционной зоне при любом соотношении между массовыми долями мелкой и крупной фракции³.

Рассмотрим более общий случай неравномерного распределения, допускающий наличие в смеси частиц всех размеров из заданного диапазона:

$$\chi(l) = \begin{cases} b(l_3 - l_1)^{-1} & l_1 \leq l < l_3, \\ (1-b)(l_2 - l_3)^{-1} & l_3 \leq l < l_2, \\ 0 & l < l_1, l > l_2. \end{cases} \quad (22)$$

Приближенное значение скорости горения u_1 , вычисленное в предположении, что все частицы сгорают в узкой зоне вблизи T_Γ определяется формулой (10), где

$$l_{\text{эфф}}^2 = (1/3) [b(l_3^2 + l_3 l_1 + l_1^2) + (1-b)(l_2^2 + l_2 l_3 + l_3^2)].$$

На рис. 4 показано отклонение приближенной скорости u_1 от истинной u при различных значениях параметров функции распределения (22). Области существенного различия u_1 и u отвечают широкие реакционные зоны и режимы с догоранием (рис. 5).

Выше было показано, что равномерное распределение можно заменить δ -функцией: $\chi(l) = \delta(l - l_{\text{эфф}})$, где $l_{\text{эфф}}$ определено по (11). Мож-

³ Экспериментально влияние полидисперсности смеси на закономерности горения изучалось в [7]. В смеси Nb+V 1/3 мелкодисперсного Nb ($l=20 \pm 20$ мкм) заменялась крупнодисперсной фракцией ($l=55 \pm 15, 85 \pm 15$ и 115 ± 15 мкм). При введении крупной фракции скорость горения резко падала, причем ее значение практически не зависело от размера частиц, т. е. крупные частицы реагировали в зоне догорания. Это свидетельствует о том, что эффективный размер частиц мелкой фракции был достаточно мал ($l \leq 10$ мкм).

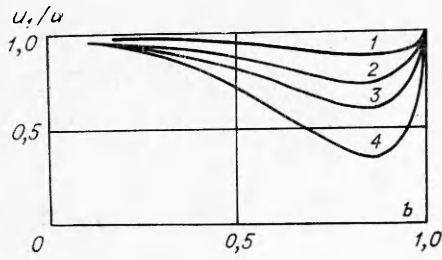


Рис. 4. Зависимость скорости горения от массовой доли мелких частиц при неравномерном распределении ($l_1/l_2 = 10^{-4}$).

1 — $l_3/l_2 = 0,5$; 2 — 0,3; 3 — 0,2; 4 — 0,1.

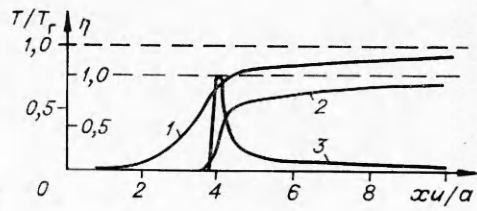


Рис. 5. Структура фронта горения при неравномерной функции распределения размеров ($l_1/l_2 = 10^{-4}$, $l_3/l_2 = 0,1$, $b = 0,6$).

1 — T/T_g , 2 — η ; 3 — $\Phi \sim Qd\eta/dx$.

но предположить, что рассматриваемое неравномерное распределение (22) можно представить в виде суммы двух δ -функций:

$$\chi(l) = \delta(l - l_{1\text{эфф}}) + \delta(l - l_{2\text{эфф}}) \quad (23)$$

при соответствующем выборе эффективных масштабов $l_{1\text{эфф}}$, $l_{2\text{эфф}}$.

На рис. 6 представлены полученные численным расчетом на ЭВМ зависимости скорости горения от массовой доли мелкомасштабной фракции b для функции распределения (2). Там же штриховыми линиями нанесены соответствующие зависимости скорости горения для бидисперсной смеси (23) с эффективными масштабами

$$l_{1\text{эфф}}^2 = \int_{l_1}^{l_3} l^2 \chi(l) dl = \frac{b}{3} (l_1^2 + l_1 l_3 + l_3^2), \quad (24)$$

$$l_{2\text{эфф}}^2 = \int_{l_3}^{l_2} l^2 \chi(l) dl = \frac{1-b}{3} (l_2^2 + l_2 l_3 + l_3^2).$$

Совпадение значений скоростей горения позволяет считать, что двухступенчатое распределение (22) эквивалентно дискретному (23) (с эффективными масштабами (24)), проанализированному ранее.

Следует отметить, что, несмотря на одинаковые скорости распространения, отдельные детали структуры фронта горения могут отличаться. Так, например, при двухступенчатом распределении скорость тепловыделения в зоне догорания монотонно падает (рис. 5), тогда как для соответствующей бидисперсной смеси (рис. 3, а) скорость тепловыделения может иметь второй максимум.

Из проведенного рассмотрения следует, что структура фронта горения в неупорядоченной гетерогенной среде зависит от характера распределения неоднородностей. В образцах, спрессованных из смеси порошков, источник неоднородностей — различие размеров частиц, их форм и условий контакта реагентов. Как показано выше, при непрерывном спектре размеров полидисперсность оказывает довольно слабое влияние на закономерности горения.

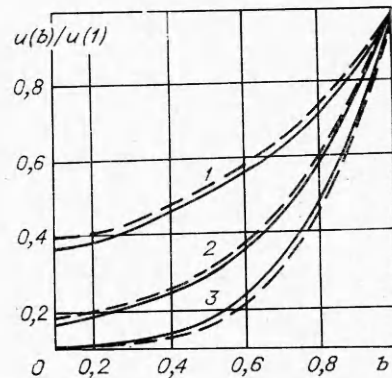


Рис. 6. Зависимость скорости горения от массовой доли мелких частиц $l_1/l_2 = 10^{-4}$.

1 — $l_3/l_2 = 0,3$; 2 — 0,2; 3 — 0,1.

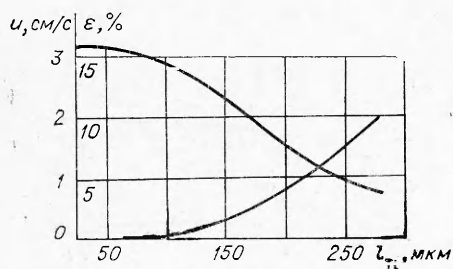


Рис. 7. Зависимость скорости горения и процента недогорания от размера частиц металла в системе Ti—C.

Форма частиц может иметь более существенное значение в случае, если многочисленные выступы, углы, раковины можно рассматривать как отдельную фракцию более мелких частиц данного реагента. Другим фактором, который может вызвать существенно неоднородное распределение масштабов гетерогенности, является взаимное месторасположение частиц. При идеальном перемешивании частицы крупного

реагента удалены друг от друга на одинаковое расстояние, и каждая из них покрыта соответствующим по стехиометрии слоем второго реагента. В реальной смеси расстояние между частицами имеет некоторое статистическое распределение, что вызывает перераспределение масштабов гетерогенности в смеси. Плохое смешение реагентов приводит к резко неоднородному распределению масштабов и, как следствие, к появлению зоны догорания, даже при слабом кинетическом торможении реакции слоем продукта.

Необходимо учитывать, что неоднородность структуры не только существует в исходном образце, но и способна возникать в процессе горения. Последнее может происходить, например, вследствие капиллярного растекания капель легкоплавкого реагента по существенно более мелким частицам другого реагента, что приводит к более высокому уровню перемешивания компонентов. Явление капиллярного растекания наблюдалось экспериментально на системе Al—Cr₂O₃ в изотермических условиях [8], однако его влияние на горение не исследовалось.

Предположение о наличии этого эффекта при горении некоторых систем, используемых для синтеза тугоплавких соединений, совместно с представлениями о влиянии структурной неоднородности смеси на закономерности распространения фронта реакции позволяет непротиворечиво объяснить экспериментальные результаты. На рис. 7 представлена зависимость скорости горения и степени недогорания (ϵ) от размера частиц металла в системе Ti—C [9]. Определяющим масштабом в исходной смеси является размер частиц металла, поскольку углерод мелкодисперсный. В зоне прогрева металл плавится и может растекаться по частицам сажи, образуя реагирующую смесь с очень малым масштабом гетерогенности (порядка размеров частиц углерода), что и обеспечивает столь высокий уровень абсолютных значений скоростей горения. Проникновение расплавленного металла в области, занятые мелкодисперсным компонентом, происходит с конечной скоростью, поэтому с ростом размера частиц металла полное перемешивание в зоне прогрева произойти не успевает. Частичное растекание металла в близлежащие участки, занятые сажой, приводит к неоднородной структуре смеси в реакционной зоне, характеризующейся двумя существенно различными масштабами гетерогенности — порядка размеров частиц сажи (области проникновения расплава) и порядка размеров частиц металла. В сильно неоднородной системе в соответствии с полученными результатами возникает сильное торможение процесса с ростом глубины превращения, следствием чего должно быть уменьшение скорости горения и появление эффекта недогорания, что и наблюдается на эксперименте.

Авторы благодарят Т. М. Мартемьянову за помощь в численных расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1972, 204, 5.
2. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова и др. ФГВ, 1972, 8, 2.
3. А. П. Алдушин. ПМТФ, 1974, 3.
4. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
5. Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1948, 22, 1.
6. А. П. Алдушин, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1974, 10, 3.
7. И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
8. А. С. Дубровин, Л. Н. Русаков, Ю. Л. Плинер. Изв. АН СССР. Metallургия и горное дело, 1964, 2.
9. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Отчет Отделения ИХФ АН СССР, Черногловка, 1970.

ГОРЕНИЕ ВЗРЫВЧАТЫХ СОЕДИНЕНИЙ СО СВЯЗЯМИ АЗОТ — АЗОТ

*А. Е. Фогельзанг, Б. С. Светлов, В. Я. Аджемян,
С. М. Колясов, О. И. Сергиенко, С. М. Петров*

Анализ результатов, приведенных в работах [1—3], показывает, что реакционная способность и строение окислителя, входящего в состав газовой смеси, оказывает заметное влияние на величину скорости горения. Для взрывчатых соединений активность окислителя, образующегося при распаде, также влияет на величину скорости горения [4—6]. Можно поэтому ожидать, что N-нитроамины, при разложении которых образуется большое количество закиси азота [7, 8], будут гореть быстрее C- и O-нитросоединений, у которых окислитель выделяется главным образом в виде двуокиси азота [9, 10] (газовые смеси на основе N₂O горят быстрее аналогичных смесей с NO₂ [1]).

Однако провести сопоставление скоростей горения N-нитроаминов с C- и O-нитросоединениями не представляется возможным без дополнительных опытов, так как если последние исследованы более или менее подробно [11—13], то данные по скоростям горения N-нитроаминов практически отсутствуют [12, 14]. Здесь следует отметить исследования горения метилендинитроамина [15]¹, этилендинитроамина (ЭДНА) [16], тетраметилендинитроамина [16], циклотетраметилентетранитроамина (ЦТМ) [17], нитромочевины [17], нитрогуанидина [17], азо-бис-нитроформамида, гидрозо-бис-нитроформамида [18, 19], N-нитроанилина [20], o-, m-, n-нитроанилина и 2,4-динитроанилина, 2,3,4,6-тетранитроанилина [17], нитрозогуанидина [21] и циклотриметилентринитрозоамина [22].

Методика эксперимента

Опыты проводились в бомбе постоянного давления [4] и в вакуумной камере объемом 40 л. Заряды прессовались в трубки из оргстекла с внутренним диаметром 4 или 7 мм под давлением 2000—4000 кг/см². Распределение температуры в волне горения измерялось вольфрам-рениевыми термодарами толщиной 5 мк по методике, описанной в [23, 24]. Для опытов при повышенных температурах и давлениях использовался медный термостат с окнами [25]. Зависимость

¹ Указывается способ получения соответствующего вещества.