

Таким образом, в данной работе усовершенствована численная методика, позволяющая моделировать процесс развития очага горения в закрытом сосуде на основе достаточно полных нестационарных двумерных уравнений движения реагирующего газа и производить расчет пределов воспламенения горючей смеси, исходное состояние которой является докритическим. Показано, что развитие конвекции приводит к различным концентрационным пределам при зажигании горючей смеси в верхней и нижней частях сосуда: в случае теплоизолированной верхней стенки сосуда пределы при зажигании сверху шире, чем при зажигании снизу. Конвективная природа предела воспламенения газовой горючей смеси в большом объеме подтверждена с помощью расчетов в отсутствие внешней силы. Полученные результаты свидетельствуют о возможности теоретического определения конвективных пределов воспламенения. Разработанная методика может быть приспособлена для расчета пределов в горючих смесях с учетом детальной кинетики многостадийного химического превращения.

Поступила в редакцию 18/VIII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. Lovachev, V. S. Babkin et al. Combust. Flame, 1973, 20, 259.
2. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн. ФГВ, 1976, 12, 2, 222.
3. I. A. Lovachev. Combust. Sci. and Techn., 1979, 20, 209.
4. В. Н. Кривулин, Е. А. Кудрявцев и др. ФГВ, 1981, 17, 1, 47.
5. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Препринт ИПМ АН СССР, № 189, 1981.
6. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. ФГВ, 1982, 18, 5.
7. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Препринт ИПМ АН СССР, № 113, 1978.
8. И. М. Желева, Г. М. Махвиладзе, Х. И. Христов. Теоретична и приложна механика, 1979, 3, 76.
9. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Изв. АН СССР, МЖГ, 1981, 5, 3.
10. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
11. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
12. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.

### ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ РЕАКЦИЯМИ

А. Н. Золотко, Я. И. Вовчук

(Одесса)

Во многих практически важных случаях гетерогенного горения и катализа конечный продукт образуется через промежуточную стадию. Такие процессы можно схематически представить двумя последовательными реакциями:



При анализе процессов с последовательными реакциями, как отмечалось в работе [1], основная задача состоит в том, чтобы найти критерии, которые позволяют установить, какая из реакций является ведущей. В настоящей работе эта задача решается применительно к проблеме воспламенения дисперсных гетерогенных систем (ДС) — одиночная частица, конгломерат частиц, газовзвесь частиц — с учетом их отличительных особенностей.

Пусть на поверхности сферических частиц, составляющих дисперсную систему, протекает двухстадийный процесс, первая стадия которого сильно экзотермична ( $Q_1 \gg 0$ ), причем накопление продукта  $Y$  вызывает торможение этой стадии по степенному закону, а реакция (II) имеет нулевой порядок по продуктам  $Y$  и  $Z$  ( $Q_2 \cong 0$ ).

Рассматриваемый процесс с использованием общепринятых допущений о равнодоступности поверхности реакций, пренебрежении выгоранием реагента X, градиентом температуры по радиусу частицы и излучением описывается системой безразмерных уравнений для одиночных частиц [2] и конгломератов:

$$\frac{d\Theta_{\text{ч}}}{d\tau} = \frac{1}{z^n} \exp \frac{\Theta_{\text{ч}}}{1 + \beta\Theta_{\text{ч}}} + \omega \frac{\Theta_{\text{ч}}}{\Theta_{\text{г}}} \exp \frac{\nu\Theta_{\text{ч}}}{1 + \beta\Theta_{\text{ч}}} - \frac{\Theta_{\text{ч}} - \Theta_{\text{г}}}{\xi\Omega}, \quad (1)$$

$$\frac{dz}{d\tau} = \frac{1}{z^n} \exp \frac{\Theta_{\text{ч}}}{1 + \beta\Theta_{\text{ч}}} - \omega \exp \frac{\nu\Theta_{\text{ч}}}{1 + \beta\Theta_{\text{ч}}}, \quad (2)$$

а для газозвесей частиц в двухтемпературном приближении — включающей и уравнение прогрева газа [3]

$$\frac{d\Theta_{\text{г}}}{d\tau} = \frac{B}{1-B} \frac{\Theta_{\text{ч}} - \Theta_{\text{г}}}{\Omega} - \frac{B}{1-B} \frac{\Theta_{\text{г}} - \Theta_{\text{ст}}}{A\Omega} \quad (3)$$

с начальными условиями

$$\tau = 0, \Theta_{\text{ч}} = \Theta_{\text{чн}}, z = z_{\text{н}} (z_{\text{н}} \ll 1), \Theta_{\text{г}} = \Theta_{\text{гн}}.$$

Здесь

$$\Theta = \frac{E_1}{RT_0^2} (T - T_0); z = \frac{3Q_1\rho_Y E_1 h}{c_{\text{PX}}\rho_X RT_0^2 r_0}; \tau = \left( \frac{3Q_1\rho_Y E_1}{c_{\text{PX}}\rho_X RT_0^2 r_0} \right)^{n+1} \frac{W_1(T_0)}{\rho_Y} t;$$

$$\Omega = \left( \frac{Q_1\rho_Y E_1}{c_{\text{PX}}\rho_X RT_0^2} \frac{3}{r_0} \right)^{n+1} \frac{\rho_X}{\alpha\rho_Y} \frac{r_0}{3} W_1(T_0); B = \frac{c_{\text{PX}} m_X}{c_{\text{PX}} m_X + c_{\text{P}} m_{\text{г}}};$$

$$\omega = \left( \frac{c_{\text{PX}}\rho_X RT_0^2}{Q_1\rho_Y E_1} \frac{r_0}{3} \right)^n \frac{W_2(T_0)}{W_1(T_0)}; \beta = \frac{RT_0}{E_1}; \xi = \frac{\rho_{\text{к}} R_0}{\rho_X r_0};$$

$$A = \alpha_{\text{ч-г}}/\alpha_{\text{г-ст}} \cdot C_X/\rho_X \cdot L/r_0; W_i = k_i \exp(-E_i/RT_0),$$

где  $E$  — энергия активации;  $T_0$  — температура среды;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $\rho$  — плотность;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $r_0$  — радиус частиц, составляющих дисперсную систему;  $R_0$  — радиус конгломерата;  $\alpha$  — коэффициент теплообмена;  $W$  — скорость реакции;  $k$  — предэкспонент;  $C$  — концентрация;  $L$  — характерный размер газозвеси; индексы X, Y, Z — исходное вещество и продукты реакции соответственно; г — газ; ч — частица; к — конгломерат; ст — стенка;  $\beta$ ,  $\Theta_{\text{н}}$ ,  $z_{\text{н}}$ ,  $\Omega$ ,  $A$  — параметры, известные из теории воспламенения дисперсных систем [4, 5]. Параметр  $\omega$  учитывает соотношение скоростей последовательных реакций при характерной температуре.

Характерной особенностью двухстадийного реагирования на равнодоступной поверхности ДС в рассматриваемом случае является наличие сложной обратной связи. Тепло, выделяющееся в первой реакции, с повышением температуры ускоряет обе стадии (тепловой механизм самоускорения). Если скорость удаления промежуточного тормозящего продукта Y в ходе разогрева становится больше скорости его образования, возникает дополнительное ускорение первой стадии процесса (кинетический механизм самоускорения). Поэтому воспламенение ДС может происходить либо вследствие срыва теплового равновесия между скоростями тепловыделения и теплоотвода при накоплении на поверхности частиц продукта Y, либо в результате одновременного воздействия обоих механизмов самоускорения — теплового и кинетического, когда резкое увеличение температуры системы, неразрывно связанное с нарушением кинетического равновесия, совпадает с удалением продукта Y. Первый из указанных типов воспламенения будем называть тепловым срывом, а второй, воспользовавшись термином, введенным Д. А. Франк-Каменецким [4], — термокинетическим срывом.

Для одиночных частиц металлов со сложным строением окалина либо летучими продуктами в [2, 6] показано, что специфика поставленной задачи с точки зрения ее математической формулировки характеризуется

величиной параметра  $\omega$ . При этом в [2, 6] впервые указано на возможность реализации при воспламенении одиночных частиц одного элемента двух предельных режимов для  $\omega \rightarrow 0$  и  $\omega \rightarrow \infty$ , т. е. режим воспламенения (тепловой либо термокинетический) определяется значением параметра  $\omega$ . Следует ожидать, что указанная особенность сохраняется и для более сложных ДС — конгломератов и газозвесей частиц. Вместе с тем усложнение ДС приводит к появлению дополнительных факторов, определяющих механизм воспламенения.

Для одиночных частиц при заданных значениях кинетических констант накопление тепла главным образом зависит от величины их удельной поверхности  $S_{уд} = 3/r_0$ , поскольку поверхности реакции ( $S_p$ ) и теплоотвода ( $S_t$ ) дисперсной системы совпадают ( $S_p/S_t = 1$ ), потому воспламенение в режиме теплового срыва ( $\omega \sim 1/S_{уд} \ll 1$ ) может наблюдаться лишь при малых размерах частиц. Для конгломератов ( $S_{уд} = 3/R_0$ ,  $\xi = S_p/S_t = \rho_k/\rho_x \cdot R_0/r_0$ ) и газозвесей частиц ( $S_{уд} = 3/r_0$ ,  $A \sim S_p/S_t = C_x E / (\rho_x r_0)$ ) поверхность реакции много больше поверхности теплоотвода ( $S_p/S_t \gg 1$ ), что существенно расширяет область значений параметров ДС, при которых критические условия могут быть обеспечены в основном тепловым механизмом.

Очевидно, что в случае, когда доминирует тепловой механизм обратной связи ( $\omega \rightarrow 0$ ), определяющей является первая стадия процесса. Тогда критические условия при  $n = 1$  в пренебрежении реакцией II могут быть найдены из следующих соотношений: одиночные частицы [7]

$$\Omega_{од} = 2,33, \quad (4)$$

конгломераты частиц [8, 9]

$$\xi \Omega_k = 2,33, \quad (5)$$

гавозвеси частиц [10]

$$A \cdot B / (1 - B) \cdot \Omega_b = 1,2. \quad (6)$$

В противоположном предельном случае, когда условия воспламенения ДС определяются существенным влиянием кинетического фактора, т. е. превалирующим является механизм термокинетического срыва ( $\omega \gg 1$ ), критерием воспламенения (при  $\nu > 1$ ) могут служить условия потери устойчивости в малом стационарных решений системы (1) — (3): одиночные частицы [11]

$$\delta_{од} = 1/e, \quad (7)$$

конгломераты частиц [12]

$$\xi \delta_k = 1/e, \quad (8)$$

гавозвеси частиц [13]

$$(1 + A) \delta_b = 1/e. \quad (9)$$

В принятой форме безразмерных параметров  $\delta = \omega \Omega \nu (1 + Q_2/Q_1)$ . Отметим, что условия (7) — (9) совпадают с критическими условиями воспламенения для одностадийных гетерогенных реакций [4, 5], если принять, что скорость суммарной реакции определяется скоростью ее второй стадии с эффективной теплотой  $Q = Q_1 + Q_2$ . В переходном режиме, где вклады обеих взаимодействующих реакций сравнимы, условия воспламенения ДС устанавливаются в результате численного решения системы (1) — (3).

Для исключения трудоемких расчетов на ЭВМ и упрощения практического вычисления температур воспламенения различных ДС целесообразно ввести условную границу раздела областей преобладания того или иного механизма воспламенения по параметру  $\omega$  с тем, чтобы при  $\omega < \omega^*$  приближенно применять условия вида (4) — (6), а для  $\omega > \omega^*$  — (7) — (9). Граничное значение  $\omega^*$  естественно искать, приравнявая критерии теплового и термокинетического срывов. Тогда связь параметров ДС на условной границе указанных областей (при  $n = 1$ ) задается решением систем трансцендентных уравнений (4), (7) — одиночная частица;

(5), (8) — конгломерат частиц; (6), (9) — газозвесь частиц и имеет вид: одиночные частицы

$$\omega_{\text{од}}^* = \frac{1}{\Omega_{\text{од}}^* \nu (1 + Q_2/Q_1)}, \quad (10a)$$

$$\Omega_{\text{од}}^* = 2,33, \quad (10b)$$

конгломераты частиц

$$\omega_{\text{к}}^* = \omega_{\text{од}}^*, \quad (11a)$$

$$\xi \Omega_{\text{к}}^* = 2,33, \quad (11b)$$

газовзвеси частиц

$$\omega_{\text{в}}^* = \frac{1}{1,2\nu (1 + Q_2/Q_1)} \frac{A}{1 + A} \frac{B}{1 - B}, \quad (12a)$$

$$A \frac{B}{1 - B} \Omega_{\text{в}}^* = 1,2. \quad (12b)$$

Как видим, для одиночных частиц, т. е. когда поверхности тепловыделения и теплоотдачи совпадают, положение границы определяется только величиной удельной поверхности. Численные значения параметра  $\omega^*$  для одиночных частиц и конгломератов одинаковы. Однако диапазон размеров частиц, составляющих конгломерат, где критические условия могут обеспечиваться накоплением тепла, у конгломератов существенно более широк, поскольку их удельная поверхность много меньше, чем у одиночных частиц ( $3/R_0 \ll 3/r_0$ ), и в условиях равнодоступности реакционной поверхности много больше поверхности теплообмена ( $\xi \gg 1$ ). Вариация положения условной границы смены контролирующих механизмов воспламенения газозвеси  $\omega_{\text{в}}^*$  может быть обеспечена изменением концентрации частиц во взвеси  $B$ .

Оценку погрешности, возникающей при использовании приближенных условий вида (10) — (12), легко получить из сопоставления значений  $\Omega_{\text{кр}}^*$  для различных дисперсных систем с результатами численного решения системы уравнений (1) — (3). Как показывает расчет, даже на условной границе областей преобладания теплового и термокинетического механизмов воспламенения при  $\omega = \omega^*$  для  $\nu > 1$  эта погрешность не превышает 35%, что соответствует ошибке в определении критической температуры не более 80 К.

Для проверки высказанного выше предположения о возможности смены преобладающего механизма воспламенения в рамках одной дисперсной системы при изменении ее параметров, а также целесообразности применения предлагаемого способа приближенного расчета критических условий воспламенения различных ДС, который основан на выявлении превалирующего механизма срыва — теплового или термокинетического, обратимся к анализу процесса воспламенения бора.

Известно (см., например, [14]), что воспламенение бора определяется взаимодействием процессов окисления бора (параболический закон,  $n = 1$ ) и испарения борного ангидрида, которое формально можно рассматривать как вторую стадию в схеме последовательных реакций. Тогда кинетический механизм самоускорения есть следствие утоньшения окисной пленки.

Здесь уместно отметить следующее. Экспериментальные исследования воспламенения и горения бора показали, что переход к самоподдерживающемуся горению происходит при полном испарении окисного покрытия. Если же конденсированная пленка отсутствует, происходит смена продуктов реакции, а следовательно, и механизма реагирования в целом — на поверхности одновременно образуются низшие окислы бора, газообразные при нормальных условиях [15, 16].

Остановимся несколько подробнее на определении диапазона размерных параметров дисперсных систем, где реализуются альтернативные режимы воспламенения бора.

Численные значения теплофизических и кинетических констант, принятые при расчетах:  $Q_1 = 4260$  кал/г,  $E_1 = 45200$  кал/моль,  $c_p = 0,5$  кал/(г · град),  $\rho_B = 2,34$  г/см<sup>3</sup>,  $Q_2 = -1285$  кал/г,  $E_2 = 88000$  кал/моль,  $\lambda = 5,5 \times 10^{-5} (T/273)^{0,75}$  кал/(см · с · град),  $Nu_{ч-г} = 2$ ,  $Nu_{г-ст} = 5,6$ ,  $k_1 = 1,2 \cdot 10^{-6} \times \rho_{O_2} \cdot T_0$  г/(см<sup>2</sup> · с). Граничное значение размера одиночных частиц бора ( $r_0^*$ ) легко найти, привлекая общее выражение для скорости испарения окиси бора, учитывающее как диффузионный, так и кинетический факторы [17]:

$$W_2(T_0) = \frac{4 \cdot 10^5 \mu_{ок}}{\sqrt{T_0} \left( 1 + \frac{1,8 \cdot 10^6 P}{T_0 Nu_{ч-г}} r_0 \right)} \exp \left( - \frac{E_2}{RT_0} \right). \quad (13)$$

Расчет показывает, что  $r_0^* \ll 1$  мкм ( $\omega_{од}^* = 0,12$ ). Поэтому практически во всем диапазоне размеров для расчета температур воспламенения частиц бора следует применять критерий (7). К аналогичному выводу пришли и авторы работы [7]. Напомним, что величины  $T_{од}$ , полученные из соотношения (7), хорошо согласуются как с экспериментальными данными [18], так и с результатами решения системы (1) — (3) на ЭВМ [14].

Рассмотрим теперь процесс воспламенения систем с развитой реакционной поверхностью газозвесей и конгломератов частиц бора. Для газозвесей, образованных частицами малых размеров, при больших массовых концентрациях тепловыделение на развитой реакционной поверхности может обеспечивать необходимый для воспламенения саморазогрев частиц и газа без заметного утоньшения окисной пленки. Поэтому следует ожидать, что в опыте при определении температур самовоспламенения таких газозвесей должен фиксироваться срыв теплового равновесия. Для взвесей небольших массовых концентраций, состоящих из относительно крупных частиц (малая реакционная поверхность системы), для воспламенения необходимо удаление окисного покрытия с поверхности частиц, и тогда в опыте должен фиксироваться термокинетический срыв. Очевидно, что отличить визуально характер воспламенения невозможно, поэтому для идентификации механизма воспламенения следует проанализировать зависимость  $T_{об}$  от различных параметров.

Наиболее убедительным доказательством возможности реализации теплового или термокинетического механизмов воспламенения газозвеси частиц бора является различие в характере наблюдаемых в эксперименте зависимостей температуры воспламенения от концентрации окислителя для разреженных и плотных газозвесей (рис. 1)<sup>1</sup>. Из рис. 1, б видно, что при концентрации металла  $C_m = 240$  мг/л отчетливо проявляется понижение критической температуры с ростом содержания кислорода в окисляющем газе, которое легко объясняется в рамках теплового механизма воспламенения (кривая 1). Для газозвеси с  $C_m = 60$  мг/л (см. рис. 1, а) влияние доли окислителя на критические условия отсутствует, что согласуется с предсказаниями теории термокинетического воспламенения (кривая 2). Значения концентрации кислорода на условной границе областей альтернативных механизмов воспламенения газозвеси частиц бора с  $r_0 = 2,25$  мкм при  $C_m = 240$  и 60 мг/л составляют  $\rho_{O_2}^*/P = 0,10$  и 0,89 соответственно. Следовательно, при вариации параметров системы газозвесь частиц — окислитель происходит смена стадии процесса, определяющей воспламенение.

Такое же заключение вытекает и из сопоставления результатов численного решения системы (1) — (3) с расчетами по формулам (6) и (9), приведенного на рис. 2. При этом, как видно из рисунка, данные приближенных вычислений справа и слева от условной границы областей теплового и термокинетического срывов хорошо согласуются с машинным

<sup>1</sup> В проведении эксперимента по методике, описанной в работе [13], принимал участие А. М. Мацко.

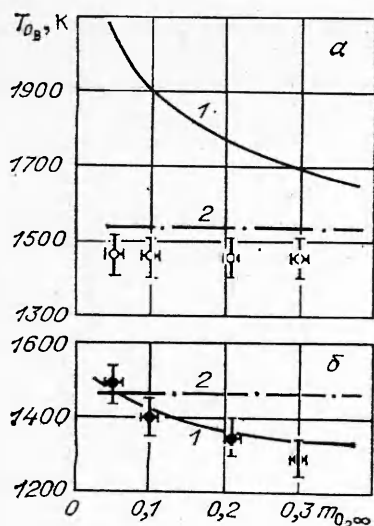


Рис. 1. Зависимость критической температуры воспламенения газозвеси частиц бора от мольной доли кислорода;  $P = 10^5$  Па,  $r_0 = 2,25$  мкм.  
1 — расчет по (6); 2 — расчет по (9) (точки — эксперимент).

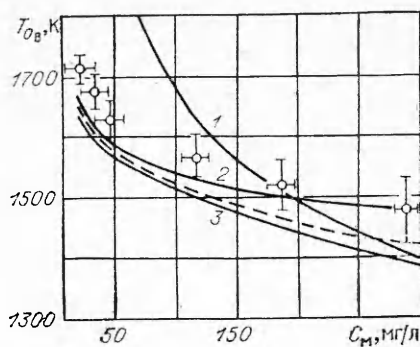


Рис. 2. Зависимость критической температуры воспламенения газозвеси частиц бора от концентрации металла по (6) (1), (9) (2) и на ЭВМ (3);  $P = 10^5$  Па,  $r_0 = 3,5$  мкм,  $P_{O_2}/P = 0,21$ .

счетом. Изменение размера частиц, составляющих газозвесь, приводит к смещению координат границы смены режимов воспламенения, не меняя качественного характера поведения кривых. Отметим, что, как показал расчет на ЭВМ (штриховая кривая на рис. 2), учет выгорания окислителя и горючего в рассматриваемом диапазоне параметров не оказывает существенного влияния на значения температур воспламенения газозвеси частиц бора ввиду его высокой теплотворной способности. Вполне удовлетворительное количественное согласование наблюдается и при сравнении теории с экспериментом (см. рис. 1, 2), что свидетельствует о приемлемой точности предлагаемого подхода применительно к описанию воспламенения газозвесей частиц бора.

Обратимся к анализу процесса воспламенения конгломератов частиц бора. Исследования воспламенения крупных конгломератов ( $R_0 > 0,25$  мм,  $\rho_k = 0,6 \div 1,1$  г/см<sup>3</sup>) показали, что критические условия теплового срыва, полученные из критериального соотношения (5), хорошо описывают опытные данные [8]. Однако в [8] не обсуждался вопрос о характере развития процесса после срыва. Как показали более поздние эксперименты [12], вслед за срывом теплового равновесия может наступить спад скорости реакции и охлаждение образца до температуры среды. При этом полнота превращения бора ( $\eta$ ), определяемая химическим анализом, не превышает <sup>2</sup> 40%. Переход реагирования в самоподдерживающийся режим ( $\eta \cong 100\%$ ) наблюдается при температурах среды, превышающих критические температуры теплового срыва на 100—150 К. Характерные осциллограммы светимости образцов в указанных случаях приведены на рис. 3, 1, 2 соответственно.

Таким образом, выполнения условия теплового срыва недостаточно для достижения интенсивного высокотемпературного горения крупных конгломератов частиц бора. Вместе с тем из расчета граничного размера конгломерата ( $r_0 = 1$  мкм,  $\rho_k = 1$  г/см<sup>3</sup>) следует, что для образцов с  $R_0 > 25$  мкм преобладающим должен быть тепловой механизм воспламенения. Это подтверждается и наблюдающимся в опыте снижением критических температур среды, обеспечивающих самоподдерживающееся горение бора, с увеличением содержания кислорода в окисляющем газе. Напомним, что для термокинетического механизма воспламенения характерна

<sup>2</sup> Оценки показывают, что при такой степени выгорания бора в конгломератах, использованных в опытах ( $R_0 = 1$  мм,  $r_0 = 1$  мкм,  $\rho_k = 1$  г/см<sup>3</sup>), их свободный объем будет практически полностью заполнен окисью.



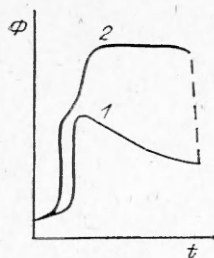


Рис. 3. Характерные осциллограммы светимости конгломератов частиц бора,  $P = 10^5$  Па.

независимость температуры воспламенения ДС от концентрации окислителя.

Отмеченное выше различие минимальной температуры среды, необходимой для реализации интенсивного горения крупных конгломератов частиц бора, и температуры теплового срыва может быть объяснено следующим образом. По мере разогрева конгломерата после срыва теплового равновесия поры заливаются окисью, что приводит к резкому уменьшению реакционной поверхности и затуханию процесса. Поэтому для обеспечения высокотемпературного горения крупных конгломератов частиц бора необходимо создать условия, когда в процессе воспламенения проявляется его кинетическое ускорение<sup>3</sup>. В сухих кислородсодержащих средах это можно осуществить повышением температуры среды.

Для проверки такого предположения проведен качественный эксперимент при температурах среды, соответствующих критическим условиям теплового срыва. Опыты показали, что механическое разрушение поверхностного слоя конгломерата сразу вслед за резким увеличением температуры, как правило, позволяет перевести догорание остатка в самоподдерживающийся режим. Тем самым подтверждаются высказанные выше соображения о преобладающей роли теплового механизма воспламенения крупных конгломератов частиц бора и характере протекания процесса после теплового срыва.

Для точного описания воспламенения крупных конгломератов частиц бора необходима разработка модели, в которой было бы учтено возможное нарушение в процессе реагирования равнодоступности поверхности частиц, составляющих конгломерат, и распределение температуры по его радиусу. Поскольку решение такой задачи связано со значительными трудностями даже при использовании современных ЭВМ, при оценке уровня температур воспламенения крупных конгломератов можно ограничиться выбором в качестве нижней границы температуры теплового срыва, а верхней — термокинетического срыва. Соответствующие кривые в сопоставлении с экспериментальными данными приведены на рис. 4.

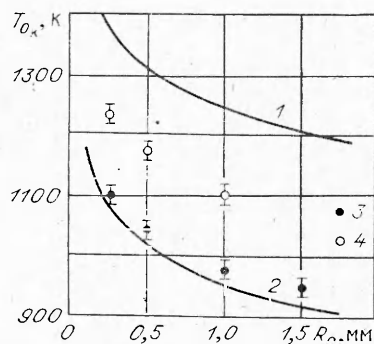


Рис. 4. Зависимость критической температуры воспламенения конгломератов частиц бора от их размера;  $P = 10^5$  Па,  $r_0 = 1$  мкм,  $P_{O_2}/P = 0,21$ ,  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>.

1 — расчет по (8); 2 — расчет по (5); 3 — эксперимент [7]; 4 — экспериментальные значения температур, при которых обеспечивается самоподдерживающееся горение бора.

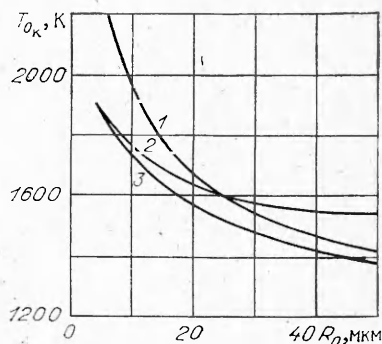


Рис. 5. Расчет зависимости критической температуры воспламенения конгломератов частиц бора от их размера по (5) (1), по (8) (2) и на ЭВМ (3);  $P = 10^5$  Па,  $r_0 = 1$  мкм,  $P_{O_2}/P = 0,21$ ,  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> Таков, с нашей точки зрения, и механизм интенсификации воспламенения бора при введении в окисляющий газ добавок водяного пара — газификации окиси бора [19].

Что касается мелких конгломератов частиц бора, то, как видно из рис. 5, введение условной границы областей теплового и термокинетического срывов позволяет с достаточной степенью точности заменить расчеты на ЭВМ критериальными соотношениями (5) либо (8).

Таким образом, проведенный выше анализ экспериментальных и расчетных данных подтверждает возможность существования двух механизмов воспламенения ДС при протекании последовательных гетерогенных реакций рассмотренного вида, а также возможность преобладания теплового либо термокинетического механизма срыва. Механизм воспламенения бора в зависимости от параметров ДС и окружающей среды может быть аналогичен либо воспламенению ДС, окисляющихся по параболическому ( $n = 1$ , например, алюминий), либо по линейному ( $n = 0$ , например, магний) законам. Вполне удовлетворительное согласование расчетов по приближенным аналитическим выражениям с данными машинного счета свидетельствует о приемлемости предлагаемого подхода к описанию воспламенения различных ДС. Такой подход дает конкретный критерий, применение которого позволяет установить области преобладания одной из двух последовательных реакций и заменить трудоемкие расчеты критических условий на ЭВМ достаточно простыми аналитическими соотношениями, физически достоверно описывающими процесс в соответствующих областях.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Л. А. Клячко и Е. С. Озерова за внимание к работе и полезные замечания.

*Поступила в редакцию 18/VIII 1982*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4.
2. Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян. ФГВ, 1979, 15, 4.
3. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко, К. М. Копейка и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
4. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
5. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1.
6. Ю. М. Григорьев, К. З. Сафанеев. ФГВ, 1980, 16, 2.
7. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
8. В. Г. Шевчук, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. ФГВ, 1975, 11, 2.
9. Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук, В. Л. Великанова и др. ФГВ, 1978, 15, 2.
10. В. Б. Либрович, В. И. Лисицын, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1974, 1.
11. Д. И. Полищук, А. Н. Золотко, В. Г. Шевчук. *Archiwum Termodynamiki i Spalania*, 1976, 7, 1.
12. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Д. Д. Полищук.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черноголовка, 1980.
13. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко, К. М. Копейка и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
14. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук, А. П. Золотко и др.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
15. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1975, 11, 4.
16. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1979, 15, 6.
17. M. N. King. *Comb. Sci. Techn.*, 1974, 8, 5.
18. A. Masek, J. M. Semple. *Comb. Sci. Techn.*, 1969, 1, 3.
19. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1974, 10, 4.

#### ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВ

*В. С. Бабкин, В. И. Дробышевич, Ю. М. Лаевский,  
С. И. Потышняков*

*(Новосибирск)*

Под фильтрационным горением обычно понимается волновой процесс высокотемпературного химического превращения пористого материала при подводе газообразного окислителя к зоне реагирования путем встречной или спутной фильтрации [1, 2]. К настоящему времени накоплен большой