

с кислородом полностью переходит к частице. Этим объясняется снижение температуры и времени задержки воспламенения бора при переходе от чистого водяного пара к кислородсодержащим смесям.

Хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных позволяет рекомендовать предложенную модель для теоретического анализа процессов воспламенения бора во влажных кислородсодержащих средах и водяном паре. В частности, модель может быть использована при описании воспламенения газовзвеси частиц, а также индивидуальных конгломератов бора и их совокупностей во влажных средах с различными параметрами. По-видимому, до проведения всесторонней проверки модели в указанных условиях предложенный механизм влияния паров воды следует в известной мере рассматривать как гипотетический.

В заключение необходимо отметить, что разработанная модель позволяет проводить оптимизацию состава влажной кислородсодержащей среды по минимальному времени задержки воспламенения частицы бора.

Поступила в редакцию
24/1 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. M. K. King. Comb. Sci. Techn., 1972, 5, 4.
2. M. K. King. Comb. Sci. Techn., 1974, 8, 5, 6.
3. Е. А. Золотарь, Е. С. Озеров. ФГВ, 1973, 9, 4.
4. A. Mašek, J. Mc. Sempie. Comb. Sci. Techn., 1969, 1, 3.
5. М. А. Гуревич, И. М. Кирьянов, Е. С. Озеров. ФГВ, 1969, 5, 2.
6. Миз, Скифстед. РТК, 1974, 12, 1.
7. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др. ФГВ, 1977, 13, 1.
8. А. Н. Золотко, Л. А. Клячко и др.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
9. В. Г. Шевчук, А. Н. Золотко, Д. И. Полищук. ФГВ, 1975, 11, 2.
10. Г. В. Самсонов, Л. Я. Марковский и др. Бор, его соединения и сплавы. Киев, Изд-во АН УССР, 1960.
11. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1974, 10, 4.
12. Е. Н. Еремип. Основы химической кинетики. М., Высшая школа, 1976.
13. Р. Рид, Т. Шервуд. Свойства газов и жидкостей. Л., Химия, 1971.
14. Я. И. Вовчук, А. Н. Золотко и др.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
15. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
16. W. E. Ranz, W. R. Marschall. Chem. Eng. Prog., 1952, 46, 3.
17. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
18. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
19. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ КОМПОНЕНТОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО СОСТАВА

В. А. Струнин, А. П. Дьяков, Г. Б. Манелис

(Черноголовка)

Вопрос о влиянии дисперсности компонентов на скорость горения смесевых систем на основе перхлората аммония изучен в экспериментальном плане достаточно подробно, особенно в отношении влияния дисперсности окислителя [1]. Скорость горения, как правило, растет с уменьшением размера частиц в случае компонентов, реагирующих между собой с выделением тепла. Однако в определенных условиях один из компонентов может вести себя как инертная добавка, на прогрев

которой расходуется тепло, что выражается в поижении скорости горения с уменьшением размера частиц [2].

Доля влияния химического взаимодействия и теплообмена фактически определяется соотношением между средним характерным размером частицы компонента d и шириной прогретого слоя топлива $x_a = \lambda/c\rho u = a/u$. При малых размерах компонент успеет полностью прогреться, и характеристики горения будут определяться в основном химическим взаимодействием. С увеличением d все большую роль начнет играть теплообмен.

Рассмотрим эти предельные случаи в совокупности в рамках элементарной одномерной модели горения в конденсированной зоне [3] на примере моноотоплива (чистый перхлорат аммония или квазигомогенный смесевой состав), в которое введен компонент, представляющий собой горючее, катализатор или металл.

Химическое взаимодействие ($d < x_a$). В случае химической реакции между топливом и введенным компонентом, которую будем учитывать только в тепловом балансе на поверхности горения, получим характеристики горения, имея в виду также сублимацию окислителя (затраты тепла на сублимацию и теплоприход из газовой фазы для упрощения анализа при этом не рассматриваются), в следующем виде: скорость горения

$$u \simeq u_0 e^{-E/2RT_{\Pi}}, \quad (1)$$

температура поверхности горения

$$T_{\Pi} = T_0 + \frac{(1-n)Q(1-\eta_c)}{c} + \frac{nQ_x d_0}{cd},$$

глубина сублимации

$$\eta_c = \frac{p_0 e^{-L/RT_{\Pi}}}{p}, \quad (2)$$

коэффициент давления

$$\nu = \frac{\frac{E}{2RT_{\Pi}^2} \frac{(1-n)Q\eta_c}{c}}{1 + \frac{L}{RT_{\Pi}^2} \frac{(1-n)Q\eta_c}{c}},$$

температурный коэффициент, в котором учтена зависимость $u_0 \sim (T_{\Pi} - T_0)^{-1}$:

$$\beta = \frac{\frac{E}{2RT_{\Pi}^2} + \frac{L}{RT_{\Pi}^2} \frac{(1-n)Q\eta_c}{c}}{1 + \frac{L}{RT_{\Pi}^2} \frac{(1-n)Q\eta_c}{c}}.$$

Здесь n — относительная весовая концентрация введенного компонента; d — размер частиц компонента; d_0 — эталонный размер; Q — тепловой эффект разложения топлива; Q_x — тепловой эффект химического взаимодействия; c — теплоемкость; E и L — энергии активации разложения и сублимации топлива; p — давление.

Зависимость скорости горения от размера частиц компонента имеет нормальный, ниспадающий характер, коэффициент ν слабо уменьшается, а β растет с увеличением d (рис. 1).

Теплообмен ($d \geq x_a$). В этом случае в зоне прогрева происходит теплоотвод со стороны экзотермически разлагающегося топлива в частицы

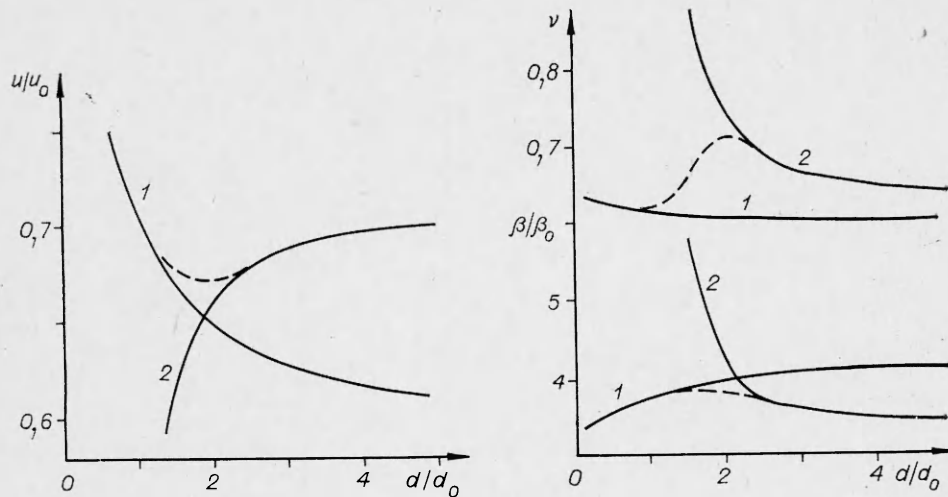


Рис. 1. Зависимость u , v и β от размера частиц при постоянном давлении. 1 — при химическом взаимодействии; 2 — при теплоотводе.

компонента, а химическое взаимодействие в зоне разложения топлива практически отсутствует. В уравнении теплопроводности функцию F , учитывающую теплообмен, можно приближенно представить следующим образом:

$$F = sNq,$$

где s — поверхность частицы; N — число частиц в 1 см^3 ; q — тепловой поток в частицу. Поскольку $s \sim d^2$, $N \sim n/d^3$, $q \sim \lambda \cdot (T - T_0)/d$, то $F \approx \lambda n(T - T_0)/d^2$.

Решение уравнения теплопроводности в зоне прогрева конденсированной фазы с учетом F имеет вид

$$T = T_0 + (T_{\text{п}} - T_0) \exp \left[-\frac{u}{2a} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4a^2 n}{u^2 d^2}} \right) x \right].$$

Температурный градиент на границе с зоной реакции можно связать с поступающим оттуда теплом разложения топлива

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{u}{2a} (T_{\text{п}} - T_0) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4a^2 n}{u^2 d^2}} \right) = -\frac{u \rho Q (1 - \eta_c)}{\lambda}$$

и получить баланс тепла

$$c(T_{\text{п}} - T_0) = \frac{2Q(1 - \eta_c)}{1 + \sqrt{1 + 4a^2 n/u^2 d^2}}.$$

В силу малости величины $4a^2 n/u^2 d^2$ по сравнению с 1 можно воспользоваться разложением функции в ряд. Тогда

$$T_{\text{п}} \approx T_0 + \frac{Q(1 - \eta_c)/c}{1 + a^2 n/u^2 d^2}. \quad (3)$$

Величина $a^2/u^2 d^2$ представляет собой отношение времени перемещения фронта прогрева $\tau = a/u^2$ к времени прогрева частицы $\tau = d^2/a$.

Выражение (3) вместе с (1) и (2) дает возможность рассчитать зависимость скорости горения от размера частиц с учетом теплообмена. Изменение теплового баланса в конденсированной зоне осуществляется при регулирующем влиянии сублимации (η_c переменна). Методика расчета следующая: за независимую переменную принимаем $T_{\text{п}}$ и находим

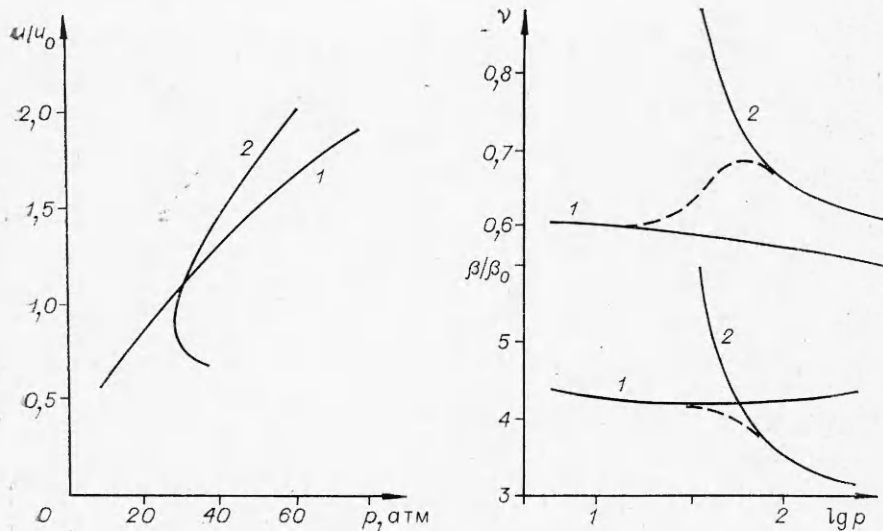


Рис. 2. Зависимость u , v и β от давления.
1 — при химическом взаимодействии; 2 — при теплоотводе.

по формулам (1)–(3) последовательно u , η_c и d при $p = \text{const}$. Значения исходных параметров: $n = 0,3$, $p = 10$ атм, $Ec/RQ = 20$, $Lc/RQ = 15$, $cT_0/Q = 0,3$, $Q_x d_0/Q = 10^{-2}$ см, $d_0 = 10^{-4}$ см, $p_0 = 10^{10}$ атм, $u_0 = 10^3$ см/с, $\beta_0 = 10^{-3}$ град $^{-1}$.

Из рис. 1 следует, что в этом случае скорость горения растет с увеличением размера частиц компонента вследствие уменьшения теплопотерь и в пределе становится равной скорости горения исходного топлива. В реальных условиях будет происходить по мере роста d переход с режима химического взаимодействия к режиму теплоотвода (показано штриховой линией). Таким образом, зависимость $u(d)$ должна, в общем случае, иметь минимум. Однако при некоторых значениях параметров, в частности с уменьшением концентрации компонента, происходит сближение кривых 1 и 2 и минимум проявляется слабо.

Рассмотрим, каким образом переход с одного режима на другой отражается на зависимости скорости горения от давления и начальной температуры. В случае теплоотвода

$$v = \frac{E}{2RT_{II}^2} \frac{Q\eta_c}{cA},$$

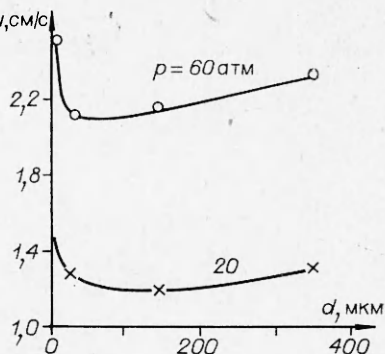
$$\beta = \left[\frac{E}{2RT_{II}^2} + \frac{L}{RT_{II}^2} \frac{Q\eta_c}{c(T_{II} - T_0)} + \frac{E}{2RT_{II}^2} \frac{Q(1 - \eta_c) - c(T_{II} - T_0)}{c(T_{II} - T_0)} \right] \frac{1}{A},$$

$$A = 1 + \frac{L}{RT_{II}^2} \frac{Q\eta_c}{c} - \frac{E}{RT_{II}^2} \left[\frac{Q(1 - \eta_c)}{c} - (T_{II} - T_0) \right].$$

Из рис. 1 следует, что рассчитанные по этим формулам значения v и β изменяются слабо при больших d , а в переходной области ($d \sim x_a$) резко растут с уменьшением d . Соответствующие переходы с одного режима горения на другой показаны штриховыми линиями. Видно, что зависимости $v(d)$ и $\beta(d)$ при $p = \text{const}$ должны иметь максимум.

Поскольку при изменении внешнего давления меняется соотношение между d и x_a , подобные переходные режимы будут проявляться и на зависимостях характеристик горения u , v и β от p при $d = \text{const}$ (рис. 2). Для зависимости $v(p)$ получается максимум, означающий, что в переходной области происходит усиление степени зависимости скорости го-

Рис. 3. Зависимость скорости горения смешанного состава от размера частиц углерода.



рения от давления. Нижняя ветвь кривой 2 отвечает неустойчивому режиму горения. Возможность появления экстремумов для различных зависимостей обусловлена, по-видимому, тем, что переходная область начинается лишь при достаточно развитом теплоотводе, отвечающем резкому увеличению крутизны кривых 2 (см. рис. 1, 2).

В целях экспериментальной проверки полученных закономерностей измерены скорости горения модельного смешанного состава, содержащего 75% перхлората аммония (<56 мкм), 15% углеводородного горючего и 10% углерода с различным размером частиц. Зависимость коэффициента давления ν от размера частиц углерода приведена ниже.

d , мкм	1—2	<70	100—200	300—400
ν	0,468	0,470	0,562	0,505

Существование минимума на кривых $u(d)$ (рис. 3) и максимума для зависимости $\nu(d)$ подтвердило теоретические выводы. Характерно, что при повышении давления минимум на кривых $u(d)$ закономерно сдвигается в сторону меньших размеров частиц углерода вследствие уменьшения толщины прогретого слоя топлива.

Поступила в редакцию
18/IX 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем, Наука, 1967.
2. С. С. Новиков, В. Ю. Потулов, С. В. Чуйко.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
3. G. V. Manelis, V. A. Strunin. Comb. and Flame, 1974, 17, 69.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ГОРЕНИЯ К-ФАЗЫ В ПОЛУЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Т. А. Боднарь
(Москва)

Систематическое изучение вопросов устойчивости горения конденсированного вещества (к-фазы) в полузамкнутом объеме началось с работы Я. Б. Зельдовича [1] и привело к появлению многочисленных исследований, наиболее полный анализ которых дан в [2], где содержится и библиография основных работ по исследованию устойчивости горения твердых веществ.

Физические предпосылки неустойчивости горения к-фазы в полузамкнутом объеме заключаются в различии инерционных свойств поверхностного слоя к-фазы и газа, заполняющего свободный объем камеры. Отсюда и математическое описание процесса, которое представляет со-