

обнаружены только концентрационные области *I* и *III*. Отсутствие промежуточной области *II* можно объяснить, исходя из сравнения характеристик горения. Скорости и температуры реакции гидрирования смеси $Ti-C-H_2$ намного ниже u_r и T_r реакции карбидизации во всем исследованном диапазоне соотношений C/Ti и p_{H_2} . Горение в области *I* проходит в послыном режиме (как и в случае двухкомпонентной системы $Ti-H_2$ [7]), что не создает возможности для протекания вторичной реакции карбидизации. В системе $Zr-C-H_2$ с низким содержанием углерода при достижении $p_{H_2}^*$ скорость реакции (1) также много ниже скорости реакции (2); неоднородных продуктов в этом случае не обнаружено. При горении составов с $C/Zr = 0,7 \div 0,9$ скорости реакции гидрирования при приближении к $p_{H_2}^*$ становятся соизмеримыми со скоростями карбидизации. Здесь принципиально возможно параллельное протекание реакций гидрирования и карбидизации (подобно системам $Me-C-B$ [8], $Me-C-N$ [9]), однако в этом случае сказывается различие в температурных режимах реакций (1) и (2), которое не позволяет одновременно протекать обеим реакциям.

Обобщая сказанное выше, можно сделать следующие выводы.

В системе $Zr-C-H_2$ сохраняется общая тенденция, присущая системам $Me-C-H_2$, — конкуренция реакций гидрирования и карбидизации. В этой смеси, как и в $Ti-C-H_2$ [2], обнаружена неединственность стационарных режимов горения при использовании источников зажигания с различной температурой [10]. Процессы, протекающие при горении состава $Zr-C-H_2$, более сложны по сравнению с горением $Ti-C-H_2$. Кроме основных концентрационных областей *I* и *III*, соответствующих образованию гидридов и карбогидридов, отмечается промежуточная область *II*, где сказываются тонкие эффекты, связанные со спецификой протекания горения в данной системе.

Поступила в редакцию 2/VIII 1983,
после доработки — 23/I 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Мартиросян, С. К. Долуханян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1981, 17, 4.
2. Н. А. Мартиросян, С. К. Долуханян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1983, 19, 6.
3. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
4. В. М. Маслов, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1978, 14, 5.
5. С. К. Долуханян, А. Г. Акопян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1981, 17, 5.
6. Э. В. Агабабян, С. Л. Харатян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1980, 16, 6.
7. Э. В. Агабабян, С. Л. Харатян, М. Д. Нерсисян и др. ФГВ, 1979, 15, 4.
8. А. Г. Акопян, С. К. Долуханян, И. П. Боровинская. ФГВ, 1978, 14, 3.
9. А. Б. Авакян, А. Р. Баграмян и др. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
10. Н. А. Мартиросян, С. К. Долуханян, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1983, 19, 5.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛА РЕАКЦИИ НА РАЗВИТИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Д. Т. Алимов, И. В. Едвабный, Б. С. Лукьянчук,
П. К. Хабибуллаев
(Ташкент)

При лазерном нагреве металлической мишени в окислительной атмосфере на поверхности металла образуется поглощающая излучение окисная пленка. Это приводит к увеличению температуры мишени T и к дальнейшему ускорению окислительной реакции. В системе возникает положительная обратная связь и T растет взрывообразно. Это явление получило название термохимической неустойчивости и изучалось в рабо-

тах [1—5]. С другой стороны, развитие термохимической неустойчивости может происходить за счет экзотермической окислительной реакции [6]. Представляет интерес выяснить, какой из указанных факторов играет наиболее существенную роль при лазерном воспламенении металлов. С этой целью в данной работе исследовано влияние тепла экзотермической реакции на развитие термохимической неустойчивости.

Лазерный нагрев металлической мишени в окислительной атмосфере с учетом собственного тепла реакции описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{d}{x} \exp\left(-\frac{T_d}{T}\right), \quad (1)$$

$$mc \frac{dT}{dt} = PA(x) - sF(T) + \rho sW \frac{dx}{dt}, \quad (2)$$

где x — толщина окисла; P — мощность лазерного излучения; $A(x)$ — поглощательная способность системы окисел — металл; $F(T)$ — интенсивность конвективных и радиационных теплопотерь; s — площадь поверхности мишени; m — масса мишени; c — теплоемкость металла; ρ — плотность окисла; d , T_d — константы параболического закона окисления; W — удельная теплота окислительной реакции.

При малой толщине окисной пленки поглощательную способность можно аппроксимировать формулой [3]:

$$A(x) \approx A_0 + \alpha x^2, \quad (3)$$

A_0 — поглощательная способность металла. Если A_0 мало, то первоначально мишень хорошо отражает излучение и нагревается незначительно. При этом окисление происходит достаточно медленно и энерговыделение окислительной реакции пренебрежимо мало. Поэтому для исследования системы (1), (2) в таком квазистационарном режиме воспользуемся линейной теорией возмущений квазистационарного решения

$$PA_0 = sF(T_0), \quad (4)$$

$$x_0^2 = 2dt \exp(-T_d/T_0). \quad (5)$$

Решение ищем в виде

$$T(t) = T_0 + T_1(t), \quad T_1 \ll T_0; \quad (6)$$

$$x(t) = x_0(t) + x_1(t), \quad x_1 \ll x_0.$$

Подставим (6) в (1), (2) и линеаризуем уравнения по T_1 , x_1 . Считая T_1 , $x_1 \sim \exp\left[\int_0^\tau \gamma(\tau') d\tau'\right]$, получаем дисперсионное выражение для инкремента γ :

$$\gamma^2 + f\gamma + g = 0, \quad (7)$$

$$f = 1 + \left(\frac{1}{\xi_0^2} - \frac{w}{y_0^2 \xi_0}\right) e^{-\frac{1}{y_0}}, \quad g = \left(\frac{1}{\xi_0^2} - \frac{\mu}{y_0^2}\right) e^{-\frac{1}{y_0}},$$

где $y = T/T_d \ll 1$, $\xi = \sqrt{sF'/mcd} \cdot x$, $\tau = sF't/mc$, $w = \rho W/T_d \cdot \sqrt{sd/mcF'}$ — безразмерные температура, толщина окисла, время и теплота реакции соответственно; $F' = \left.\frac{dF(T)}{dT}\right|_{T=T_0}$; $\mu = 2dPmca/T_d(sT')^2$.

Условие возникновения неустойчивости $\gamma > 0$ выполняется в том случае, если хотя бы один из коэффициентов f , g становится отрицательным. Время развития термохимической неустойчивости можно с точностью до численного множителя порядка единицы оценить из условия

$$\int_{\tau_{\text{п}}}^{\tau_{\text{а}}} \gamma(\tau) d\tau = 1, \quad \gamma(\tau_{\text{п}}) = 0. \quad (8)$$

Рассмотрим два предельных случая.

1. $w = 0$ (собственное тепло реакции несущественно). Тогда $f > 0$ всегда, а $g < 0$ выполняется, если $\xi_0^2 > \frac{y_0^2}{\mu}$, т. е.

$$\tau_{\Pi} = \frac{y_0^2}{2\mu} e^{1/y_0}. \quad (9)$$

Учитывая, что при реальных значениях параметров задачи $y_0 \ll 1$, для инкремента γ можно приближенно получить из (7)

$$\gamma \approx \frac{\mu}{y_0^2} e^{-1/y_0} - \frac{1}{2\tau}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (8), находим время активации термохимической неустойчивости

$$\tau_a \approx \frac{y_0^2}{\mu} e^{1/y_0}. \quad (11)$$

Выражение (11) совпадает с уравнением для τ_a , приведенным в работе [5]. Отметим, что в этом случае неустойчивость носит беспороговый характер.

2. $\mu = 0$ (отсутствуют эффекты лазерного воздействия). В таком виде задача совпадает с рассмотренной в работе [6] о воспламенении частицы металла в потоке нагретого газа. При $\mu = 0$ $g > 0$ всегда, а из условия $f < 0$ получаем

$$\frac{w}{y_0^2 \xi_0} - \frac{1}{\xi_0^2} > e^{1/y_0}. \quad (12)$$

Видно, что левая часть (12) максимальна при $\xi_0 = \frac{2y_0^2}{w}$. Подставляя это значение в (12), находим, что воспламенение может произойти лишь если

$$\frac{w^2}{y_0^4} e^{-1/y_0} > 4. \quad (13)$$

Таким образом, в этом случае воспламенение носит пороговый характер. Численные расчеты [6] дают для порога формулу, аналогичную (13), но в правой части вместо 4 стоит 2,33.

Если выполнено неравенство (13), то неустойчивость развивается начиная с момента

$$\tau_{\Pi} \approx \frac{y_0^4}{2w^2} e^{1/y_0}. \quad (14)$$

Сравнивая (9) и (14), легко определить, какой из факторов служил исходной затравкой для развития неустойчивости. Если

$$w^2 > \mu y_0^2, \quad (15)$$

то такой затравкой был процесс воспламенения за счет собственного тепла реакции. Если же $w^2 < \mu y_0^2$, то начальный этап развития неустойчивости обусловлен эффектом изменения поглотательной способности. Численные оценки значений величин в (15) показывают, что в экспериментах [1—5] развитие неустойчивости связано с изменением поглотательной способности окисляющейся мишени. Из (7) также следует, что вблизи порога воспламенения $\text{Im } \gamma \approx \frac{1}{\sqrt{2\tau}} \neq 0$, т. е. система совершает затухающие или нарастающие (в зависимости от знака $\text{Re } \gamma$) колебания. Такие колебания действительно наблюдались при численном решении системы (1), (2) на ЭВМ, а также в экспериментах [5]. При этом амплитуда нарастающих колебаний ограничивается нелинейными членами, ко-

торые в данной работе не учитываются. Из (7), (8) при малом превышении порога находим

$$\tau_a \approx \frac{2y_0^4}{w^2} e^{1/y_0}. \quad (16)$$

В заключение приведем формулу для времени активации в общем случае $\mu \neq 0$, $w \neq 0$ в допороговых условиях, когда левая часть (12) много меньше правой:

$$\tau_a \approx \left[\sqrt{\frac{y_0^2}{\mu} + \frac{2w^2}{y_0^4}} - \frac{\sqrt{2}w}{y_0^2} \right]^2 e^{1/y_0}.$$

Эта формула показывает, каким образом происходит уменьшение τ_a при постепенном увеличении собственного тепла реакции, прежде чем это приведет к качественно новому эффекту возникновения порога (13).

*Поступила в редакцию 19/VII 1984,
после доработки — 10/X 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Володькина, К. И. Крылов, М. Н. Либенсон и др. Докл. АН СССР, 1973, 210, 1, 66.
2. М. Н. Либенсон. Письма в ЖТФ, 1978, 4, 15, 917.
3. М. И. Арзуов, А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 3, 466.
4. А. А. Углов, И. Ю. Смуров, А. А. Волков. Квантовая электроника, 1983, 10, 2, 289.
5. Ф. В. Бункин, И. А. Кириченко, Б. С. Лукьянчук. УФН, 1982, 138, 1, 45.
6. Б. И. Хайкин, В. И. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТАБИЛЬНЫХ И ЗАТУХАЮЩИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ПРИ ОКИСЛЕНИИ ПРОПАНА, ПРОПИЛЕНА И ПРОПАНО-ПРОПИЛЕНОВЫХ СМЕСЕЙ

С. Г. Бернатосян, А. А. Манташян

(Ереван)

В работах [1—3] показано, что при низкотемпературном окислении углеводородов в проточных условиях в реакторе без специального перемешивания при определенных температурах, давлениях и скоростях струи наблюдаются осцилляции температуры, давления и свечения. В этих условиях с изменением параметров система может переходить из осциллирующего в режим стабилизированного холодного пламени. При этом установлена взаимосвязь явлений холодных пламен и осцилляций. В устойчивом колебательном процессе окисления зафиксированы типы осцилляций: гармонические, квазигармонические и релаксационные, отмеченные в [4].

В данном сообщении приводятся результаты исследования основных характеристик осцилляций и их сопоставление при окислении пропана, пропилена и различных пропано-пропиленовых смесей в эквимольном соотношении с кислородом (1 — $C_3H_8 : O_2 = 1 : 1$; 2 — $C_3H_6 : O_2 = 1 : 1$; 3 — $C_3H_8 : C_3H_6 : O_2 = 1 : 2 : 3$; 4 — $C_3H_8 : C_3H_6 : O_2 = 1 : 1 : 2$; 5 — $C_3H_8 : C_3H_6 : O_2 = 2 : 1 : 3$).

Методика исследования осцилляций в проточном двухсекционном реакторе с помощью термопарного зондирования подробно описана в [1]. Реактор, предназначенный для стабилизации холодного пламени, состоит из двух цилиндрических сосудов одинакового диаметра (60 мм) и длиной соответственно $l_1 = 310$ и $l_2 = 140$ мм, соединенных узкой стеклянной трубкой-перемычкой длиной 15 мм. Пламя стабилизируется во второй секции и не распространяется в первую, так как скорость газового потока