

Из проведенных исследований следует, что с ростом n ширина, максимальная температура, время установления стационарного распространения ФР увеличиваются.

Кратко остановимся на физической интерпретации полученных оценок. Структура тепловой волны определяется распределением скорости превращения реагентов по длине фронта реакции. Более низкие скорости превращения в первых по ходу газа участках ФР приводят к поступлению более богатой непрореагировавшим реагентом смеси на высокотемпературные участки ФР и обуславливают повышение температуры. Это происходит, например, при увеличении E , n или при уменьшении k_0 . Рост E приводит к снижению скорости реакции при низких температурах и одновременно увеличению при высоких, что проявляется более крутым профилем температур ФР. Для реакции более высокого порядка скорость химического превращения падает быстрее с уменьшением концентрации реагента. Этим объясняется увеличение необходимого времени контакта (или ширины) ФР.

Сочетание аналитических и численных методов позволило определить влияние кинетических факторов на параметры распространения фронта реакции в слое катализатора при протекании необратимых реакций различного порядка и предложить оценки для их описания. Знание закономерностей протекания нестационарных процессов в слое катализатора необходимо при создании промышленных установок обезвреживания на основе реверс-процесса. Разработанные численные методы позволяют рассчитывать и более сложные технологические схемы обезвреживания, например, когда торцевые участки слоя катализатора заменяются на инертный материал [4]. На рис. 3 представлены фактические значения и расчетные профили температур по высоте такого промышленного реактора очистки газов от паров акрилонитрила и синильной кислоты, откуда можно сделать вывод о хорошем согласии теоретических и экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матрос Ю. Ш. Каталитические процессы в нестационарных условиях.— Новосибирск: Наука, 1987.— 229 с.
2. Киселев О. В., Матрос Ю. Ш. Определение параметров теплового фронта в гетерогенном каталитическом реакторе // Применение математических методов и ЭВМ в каталитических исследованиях.— Новосибирск, 1979.— С. 173—183.
3. Матрос Ю. Ш., Носков А. С., Чумаченко В. А. Математическое моделирование нестационарных процессов обезвреживания в реакторах с неподвижным слоем катализатора // Математическое моделирование каталитических реакторов/Под ред. Ю. Ш. Матроса.— Новосибирск: Наука, 1989.— С. 232—258.
4. Матрос Ю. Ш., Носков А. С., Чумаченко В. А. Каталитическое обезвреживание отходящих газов промышленных производств.— Новосибирск: Наука, 1991.— С. 83.
5. Боресков Г. К., Бунимович Г. А., Матрос Ю. Ш. и др. Циклические режимы в неподвижном слое катализатора при переключениях направления подачи газовой смеси // Докл. АН СССР.— 1983.— 268, № 3.— С. 646.

г. Новосибирск

УДК 662.612.32

В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский

О МЕХАНИЗМЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПЫЛЕЙ В ПРОХОДЯЩИХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Работа посвящена исследованию воспламенения пылей при нестационарном взаимодействии проходящей ударной волны (УВ) с протяженным пылевым облаком. Экспериментально показано, что в присутствии дисперсной фазы с объемной концентрацией $\sim 10^{-3}$ температура за УВ с числом Маха $M_s = 4,5$ может превышать невозмущенную на 400 К и более. Предложен физический механизм разогрева

© В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский, 1993.

несущей фазы. Он основан на эффекте торможения сверхзвукового потока за УВ в условиях стесненности, создаваемой частицами пыли в период скоростной релаксации. Получен аналитический вид газодинамических функций от числа M потока. В частности показано, что для температуры газа имеет место равенство $T/T_0 = M_0/M$. Найден вид функции M от параметров дисперсной фазы и количественный критерий нестационарности. Установлено хорошее согласие функции M с экспериментом.

В работе [1] исследовались задержки воспламенения τ_{ig} угольных пылей с содержанием летучих $V_g = 0,09 \div 0,55$ в диапазоне температур $T = 1200 \div 2200$ К. Эксперименты выполнены в отраженных ударных волнах в воздухе и в чистом кислороде, причем давление за отраженной волной $P = 2,3$ МПа было постоянным независимо от M УВ. Путем аппроксимации экспериментальных данных получена следующая эмпирическая зависимость:

$$\tau_{ig} \simeq 5,5 \cdot 10^{-6} \ln \left(\frac{V_g}{V_g - 0,04} \right) \exp(10\,000/T) + 2 \cdot 10^{-9} V_g^{0,3} \times \\ \times (p/p_0)^{-(1+3,7V_g)} \exp(23\,000/T), \quad (1)$$

где p — парциальное давление кислорода; $p_0 = 0,1$ МПа. Первый член определяет задержку образования летучих путем пиролиза и при $T > 1500$ К вносит основной вклад в период индукции воспламенения частицы угля. Второй член описывает задержку воспламенения летучих и является основным при $T < 1500$ К. На рис. 1 приведены экспериментальные данные по задержкам воспламенения угольной пыли с $V_g = 0,55$ в кислороде, а также кривая, вычисленная по соотношению (1).

Образцы пылей с $V_g = 0,55$ исследовались и в проходящих УВ. Полученный в плотных облаках пыли (> 3 кг/м³) режим воспламенения наблюдался в узком диапазоне температур кислорода $1200 \div 1350$ К ($M_s = 4,3 \div 4,6$), ограниченном снизу пределом воспламенения, а сверху — возможностями установки. Давление кислорода в проходящей УВ $0,24$ МПа было на порядок меньше, чем в экспериментах с отраженными волнами (см. рис. 1). Зная характер зависимости τ_{ig} от парциального давления кислорода, можно оценить, каковы должны быть задержки воспламенения при $p \simeq 0,24$ МПа, $T = 1200$ К. Оценка по (1) дает значение $\tau_{ig} = 25 \cdot 10^{-3}$ с, но наблюдаемые в эксперименте задержки $(30 \div 50) \cdot 10^{-6}$ с на 3 порядка меньше. Следовательно, реальные параметры окислителя в пылевзвеси не соответствуют расчетным. Как следует из рис. 1, величины $\tau_{ig} \sim 20 \div 40$ мкс соответствуют $T \sim 1700$ К, и можно предположить, что причина аномального режима воспламенения угольных пылей в проходящих УВ заключается в разогреве несущей фазы при нестационарном взаимодействии УВ с пылевым облаком.

Для проверки этой гипотезы выполнены эксперименты с разреженными газозвесьями инертных пылей. Методом многокадровой теневой визуализации исследовалась динамика ускорения сферических ($d \sim 400$ мкм) частиц оргстекла за проходящей УВ; $M_s = 4,5$, объемная концентрация дисперсной фазы $\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Связь между несущей и твердой фазами устанавливается с помощью параметров релаксации. Наиболее просто они выводятся для одиночной сферической частицы. Например, время скоростной релаксации определяется из уравнения движения частицы в стационарном потоке. Отклонение поведения частицы от расчетных параметров следует отнести к нестационарности несущей фазы и использовать для определения зависимости параметров газа от степени стесненности потока. Такой подход основан на том, что многокадровая теневая визуализация на основе лазерного стробоскопа позволяет детально (на уровне отдельных частиц) исследовать динамику взаимодействия УВ с пылевым облаком (рис. 2).

Расчетные параметры релаксации находятся из уравнения движения сферической частицы в стационарном потоке:

$$m \frac{dv}{dt} = S \frac{\rho_0 (u_0 - v)^2}{2} C_D,$$

где m , v , S — соответственно масса, скорость и площадь мидельного сечения частицы; C_D — коэффициент сопротивления. Полагая, что $m = \pi \rho_p d^3 / 6$, $S = \pi d^2 / 4$ и $C_D = \text{const}$, его решение можно записать в виде

$$u_0 - v = u_0 \left(\frac{3}{4} \frac{\rho_p u_0}{\rho} \frac{C_D t}{d} + 1 \right)^{-1}$$

Если величину $4\rho_p d / 3\rho_0 u_0 C_D = \tau$ определить как характерное время скоростной релаксации, то скорость частицы в стационарном потоке

$$v = u_0 \left(1 - \frac{\tau}{t/\tau + 1} \right). \quad (2)$$

Согласно [2], при $Re \sim 6 \cdot 10^3$ $C_D \approx 0,31 M + 0,48$. Сравнение расчетной динамики ускорения с наблюдаемой показало хорошее совпадение (+5 %) для частиц 1—4 из передней кромки облака (см. рис. 2). Однако на задней кромке совпадение расчетной и экспериментально полученной динамики ускорения частиц 5—8 наблюдается при других параметрах, соответствующих новому состоянию газа: скорость $u \approx 1090$ м/с вместо $u_0 = 1200$ м/с, плотность $\rho \approx 0,89$ кг/м³ вместо $\rho_0 = 0,8$ кг/м³. Кроме того, по углу Маха (рис. 2, 2') установлено, что на длине облака поток тормозится до $M \sim 1,4$. Из

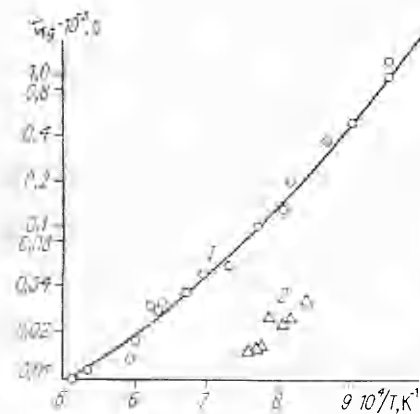


Рис. 1. Задержки воспламенения угольных пылей с $d < 40$ мкм. 1 — в отраженных УВ; 2 — в проходящих УВ.

10 Физика горения и взрыва № 3, 1993 г.

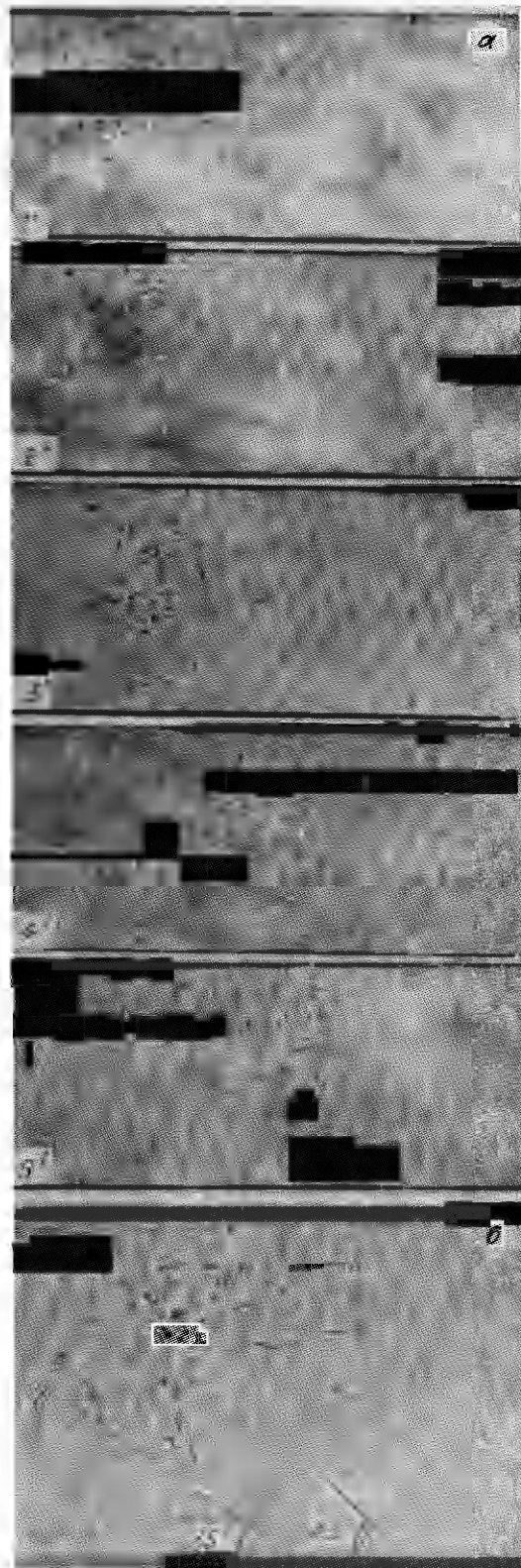


Рис. 2. Взаимодействие проходящей УВ с облаком сферических частиц оргстекла; $M_s = 4,5$, $\Delta t = 40$ мкс (а) и частицы, выбранные для траекторных измерений, и углы Маха передней и задней кромки облака (б).

соотношения $M = u/c$ следует, что скорость звука на выходе из облака ≈ 780 м/с вместо 690 м/с, а это соответствует $T \approx 1700$ К вместо $T_0 \approx 1300$ К.

Таким образом, отличие от невозмущенных параметров УВ в пылевом облаке на длине ~ 1 см составляет: $\approx 11\%$ для скорости и плотности, $\approx 30\%$ для температуры газа. Можно показать, что это не связано с погрешностью измерений. Действительно, традиционно метрология УВ средней интенсивности строится на определении единственного параметра — числа Маха УВ (с погрешностью $\Delta M_s/M_s$), а остальные вычисляются из соотношений на основе уравнений прямого скачка в том или ином приближении. В простейшем случае для стационарного скачка уплотнения в газе с постоянным показателем адиабаты γ имеют место следующие соотношения для скорости u_2 , давления p_2 и температуры T_2 (см., например, [3]):

$$U_{21} = \frac{u_2}{c_1} = \frac{2}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right),$$

$$p_{21} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left(M_s^2 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right),$$

$$T_{21} = \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^2 \frac{1}{M_s^2} \left(\gamma M_s^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \right) \left(\frac{\gamma - 1}{2} M_s^2 + 1 \right)$$

и уравнение Ренкина — Гюгонно для плотности ρ_2 при $\gamma = 1,4$

$$R_{21} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1 + 6p_{21}}{6 + p_{21}}.$$

Относительная погрешность $\Delta\Phi/\Phi$ любой функции $\Phi(M_s)$ выражается через $\Delta M_s/M_s$ следующим образом:

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \frac{M_s}{\Phi} \frac{d\Phi}{dM_s} \frac{\Delta M_s}{M_s},$$

откуда, например, для скорости имеем

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{M_s^2 + 1}{M_s^2 - 1} \frac{\Delta M_s}{M_s}$$

и при $M_s \geq 2,5$ $\Delta U/U < 1,5 (\Delta M_s/M_s)$. Аналогично можно показать, что при $2 < M_s < 5$ для давления и температуры имеет место погрешность $\Delta p/p \approx \Delta T/T = 2 (\Delta M_s/M_s)$, а для плотности $\Delta R/R \approx 0,5 (\Delta M_s/M_s)$. В данной работе $\Delta M_s/M_s \sim 1\%$, тогда максимальная относительная погрешность параметров УВ не превышает 2%, что подтверждается траекторными измерениями динамики частиц в невозмущенном потоке (передняя кромка пылевого облака в сверхзвуковом потоке с $M = 1,8$).

В работе [4] предложена модель взаимодействия потока газа с экраном, представляющая собой однородный по сечению канала набор идентичных элементов. Расположенные в одной плоскости, элементы образуют бесконечно тонкую газопроницаемую преграду с относительной площадью $\alpha \ll 1$, которая в принятом приближении является поверхностью разрыва газодинамических функций. Вид элементов экрана не конкретизируется, однако требуется, чтобы характерный масштаб задачи был много больше размера элемента экрана и расстояния между элементами.

Скачок параметров в плоскости экрана выводится в [4] из уравнений сохранения через напряжение сопротивления F :

$$u_+ = u_- \left[1 + \left(\frac{\gamma}{\gamma p - \rho u^2} \right) F \right]_-, \quad \rho_+ = \rho_- \left[1 - \left(\frac{\gamma}{\gamma p - \rho u^2} \right) F \right]_-, \quad (3)$$

$$p_+ = p_- - \left[\frac{\gamma p + (\gamma - 1) \rho u^2}{\gamma p - \rho u^2} \right]_- F, \quad M_+^2 = M_-^2 \left[1 + \frac{2(\gamma - 1) M_-^2}{1 - M_-^2} \frac{F}{p} \right]_-.$$

Здесь знак минус относится к параметрам газа перед экраном, знак плюс — к параметрам после него. Для неподвижного экрана $F = \text{const}$,

но если предположить, что экран ускоряется в потоке как одиночная сферическая частица (выражение (2)), то

$$F = \frac{\rho u^2}{2} \frac{C_D \alpha k}{(q\theta + 1)^2}, \quad (4)$$

где $q = 1 - u_0/V_s$; V_s — скорость УВ; $\theta = t/\tau$ — безразмерное время.

Гипотетически пылевое облако можно заменить системой свободно ускоряющихся экранов, отстоящих друг от друга на расстоянии $\sim d$, тогда $\alpha = 3/2\beta$. Согласно (3), скорость газа после n -го экрана

$$u_n = u_{n-1} \left[1 + \left(\frac{\gamma}{\gamma p - \rho u^2} \right) F \right]_{n-1} = u_{n-1} \Phi_{n-1}$$

или через u_0 (скорость перед первым экраном):

$$u_n = u_0 \Phi_1 \Phi_2 \dots \Phi_{n-1}. \quad (5)$$

При условии, что $\gamma F / (\gamma p - \rho u^2) \ll 1$, справедливо приближение

$$\exp \left\{ \frac{\gamma F}{\gamma p - \rho u^2} \right\} \simeq 1 + \frac{\gamma F}{\gamma p - \rho u^2}.$$

Тогда произведение ряда $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_{n-1}$ в (5) можно заменить суммой ряда $(\Phi_1 - 1), (\Phi_2 - 1), \dots, (\Phi_{n-1} - 1)$, перейдя к экспоненте:

$$u_n = u_0 \exp \left\{ \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{\gamma F}{\gamma p - \rho u^2} \right)_i \right\}.$$

Подставляя сюда F из (4) и учитывая, что для идеального газа $\rho u^2 / \gamma p = M^2$, имеем

$$u_n = u_0 \exp \left\{ - C' \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{\gamma M^2}{M^2 - 1} \frac{1}{(q\theta + 1)^2} \right)_i \right\}.$$

Переходя от суммы к интегралу, получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{u}{u_0} &= \exp \left\{ - C \int_0^\theta \frac{\gamma M^2}{M^2 - 1} \frac{d\theta}{(q\theta + 1)^3} \right\}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= \frac{u_0}{u}, \\ \frac{p}{p_0} &= \frac{\rho}{\rho_0} \exp \left\{ C \int_0^\theta \frac{\gamma (\gamma - 1) M^4}{M^2 - 1} \frac{d\theta}{(q\theta + 1)^3} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

а также интегральное уравнение для числа Маха потока

$$M^2 = M_0^2 \exp \left\{ - C \int_0^\theta \frac{2\gamma (\gamma - 1) M^4}{M^2 - 1} \frac{d\theta}{(q\theta + 1)^3} \right\}, \quad (7)$$

где $C = u_0 \tau C_D \alpha k / 2d$. Считая, что для идеального газа справедливо выражение $T/T_0 = (p/p_0) (\rho_0/\rho)$, непосредственно из (6) следует

$$T/T_0 = M_0/M.$$

Явный вид функции скорости, плотности, давления и температуры газа в пылевом облаке можно получить, зная функцию $M = M(\theta)$. Решая уравнение (7), имеем

$$M^2 = \frac{1}{1 \pm \sqrt{\left(1 - \frac{1}{M_0^2}\right)^2 - \frac{c_1}{q} \left[1 - \frac{1}{(q\theta + 1)^2}\right]}}, \quad (8)$$

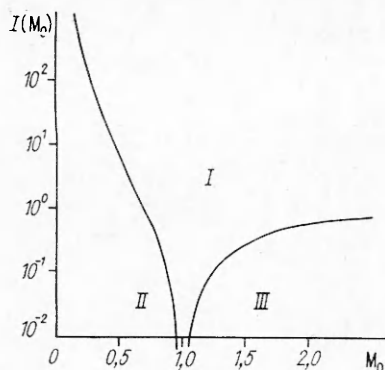


Рис. 3. Критерий нестационарности УВ в пылегазовой смеси по соотношению (9).

где $c_1 = \frac{4}{3} \gamma (\gamma - 1) \frac{\rho_p}{\rho_0} \alpha k$; знак плюс при $M_0 < 1$, минус при $M_0 > 1$.

В обоих случаях $M \rightarrow 1$, причем за конечное время θ^* поток вырождается в трансзвуковой. Условие неотрицательности подкоренного выражения дает

$$\theta < \frac{1}{q} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{q}{c_1} \left(1 - \frac{1}{M_0^2}\right)^2}} - 1 \right] = \theta^*, \quad (9)$$

откуда легко получить критерий нестационарности

$$\alpha k \frac{\rho_p}{\rho} > \left(1 - \frac{1}{M_0^2}\right)^2 = I.$$

Здесь ρ — характерная плотность газа.

На рис. 3 приводится график функции $I = I(M_0)$, на котором область под кривой соответствует режиму одиночных частиц, когда дисперсная фаза не оказывает влияния на поток, а область над кривой — режимам с нестационарностью течения. Для $\alpha k \rho_p / \rho > 1$ возможны оба режима. Коэффициент k — относительная площадь трансзвуковой зоны перед частицей, и при $M = 1,8 \div 1,4$ $k \approx 2,3$.

Интегрируя (6) с учетом (8), окончательно имеем

$$\frac{u}{u_0} = \exp \left\{ -\frac{1}{2(\gamma-1)} \left[\frac{1}{M^2(\theta)} - \frac{1}{M_0^2} \right] \right\},$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{u_0}{u}, \quad \frac{p}{p_0} = \frac{\rho}{\rho_0} \frac{M_0}{M}, \quad \frac{T}{T_0} = \frac{M_0}{M}.$$

Видно, что в момент вырождения потока в трансзвук ($M = 1$) отклонение параметров газа от невозмущенных максимально и при $M_0 > 1$ температура может достигать величины $T_{\max} = T_0 M_0$. При $M = 4,5$ $T_0 \approx 1300$ К, $M_0 \approx 1,8$, тогда $T_{\max} \approx 2300$ К, что и приводит к аномальным режимам воспламенения пылей в проходящих УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бойко В. М., Папырин А. П., Поплавский С. В. О влиянии летучих на задержки воспламенения газозвесей угольных пылей в ударных волнах // ФГВ.— 1991.— 27, № 2.— С. 101—111.
2. Henderson C. B. Drag coefficient of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J.— 1976.— 14, N 6.— P. 707—708.
3. Ударные трубы/Под ред. X. А. Рахматулина, С. С. Семенова.— М.: ИЛ, 1962.— 700 с.
4. Жигалко Е. Ф. Динамика ударных волн.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1987.— 264 с.

г. Новосибирск