

Т а б л и ц а 2

**Влияние PbO на скорость и состав продуктов разложения НГЦ ( $t=140^\circ\text{C}$ ,  
 $V=20\text{ нсм}^3/\text{г}$ )**

Образец	Скорость распада, нсм <sup>3</sup> /г·мин)	Состав продуктов разложения, %						
		NO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	NO	N <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>
НГЦ	0,45	55	1	17	—	21	6	—
НГЦ с PbO	0,48	43	3	17	15	2	17	3

ДЭГДН окись меди оказывает значительное влияние в области давления выше  $40\text{ кг/см}^2$ , превосходя действие  $\text{PbO}_2$ . Комбинированный катализатор с преобладающим количеством окиси меди более чем в 4 раза повышает скорость горения, приводя при этом на участке  $70\text{—}100\text{ кг/см}^2$  к резкой обратной зависимости  $u(p)$ .

*Поступила в редакцию  
12/X 1976,  
после доработки — 17/XII 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Андросов, А. П. Денисюк и др. ФГВ, 1975, 11, 1.
2. А. С. Андросов, А. П. Денисюк, Н. П. Токарев. ФГВ, 1976, 12, 5.
3. В. М. Мальцев, М. Саммерфильд. ФГВ, 1973, 9, 1.
4. А. С. Андросов, А. П. Денисюк и др. ФГВ, 1974, 10, 3.
5. А. С. Андросов, М. И. Денисенко и др. Изв. вузов. Химия и хим. технология, 1976, XIX, 8.
6. D. I. Hewkin, I. A. Hicks a. o. Combustion science and Technology, 1971, 2, 307.
7. Б. С. Светлов, В. П. Шелапутина. ЖФХ, 1966, X, 11.
8. В. В. Поповский, Г. К. Боресков. Проблемы кинетики и катализа, 1960, 10.
9. О. В. Крылов. Кинетика и катализ, 1962, 3, 4.
10. Г. К. Боресков, В. И. Маршнева. Докл. АН СССР, 1973, 213, 1.
11. Л. М. Роев, С. В. Батыченко, Т. М. Трусов.— В сб.: Катализ и катализаторы, № 8. Киев, «Наукова думка», 1971.
12. Б. С. Светлов. Докт. дис. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1970.

### ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ГОРЕНИЕМ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ, СКОльзяЩЕЙ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

В. М. Гендугов

(Москва)

Исследование детонации гетерогенных систем предварительно несмешанных фаз связано с необходимостью изучения процессов тепло- и массообмена в пограничном слое с горением за ударной волной, скользящей вдоль поверхности пленки жидкого топлива [1, 2]. В работах [3, 4] получено решение ламинарного пограничного слоя с горением и распределением температуры в пленке жидкости за ударной волной. Однако в реальных условиях пограничный слой существенно турбулентный [1, 5, 6], поэтому интерес представляет изучение процессов тепло-

массообмена в турбулентном пограничном слое с горением за ударной волной.

Основная трудность при этом заключается в том, что система уравнений, описывающая процессы турбулентного переноса, не замкнутая, и единственно возможный путь построения теории пока состоит в обобщении полуэмпирических теорий турбулентности в несжимаемой жидкости на этот более сложный случай.

Рассмотрим плоскую ударную волну, которая перемещается в покоящемся газообразном окислителе с постоянной скоростью  $U_s$  вдоль поверхности жидкого топлива. Пусть  $p_1, T_1$  — соответственно давление и температура газа, занимающего полупространство  $y > 0$  перед ударной волной;  $T_1$  — начальная температура несжимаемой жидкости. Чтобы изучить процессы теплообмена между газом и жидкостью за ударной волной, требуется совместно решить уравнения неустановившегося турбулентного пограничного слоя в газе и уравнение энергии в жидкости с соответствующими краевыми условиями.

Примем следующие допущения: пограничный слой за ударной волной всюду турбулентный; каждый компонент смеси подчиняется уравнению состояния калорически совершенного газа; в пограничном слое протекает одна одноступенчатая химическая реакция

$$\sum_{i=1}^N v_i' A_i \rightarrow \sum_{i=1}^N v_i'' A_i \quad (1)$$

( $v_i', v_i''$  — стехиометрические коэффициенты компонента, участвующего в реакции в качестве реагента и продукта соответственно,  $A_i$  — химический символ  $i$ -го компонента); топливо однокомпонентное и его плотность ( $\rho_T$ ), теплоемкость ( $c_T$ ), теплопроводность ( $\lambda_T$ ) — величины постоянные; вклад термобародиффузии в перенос массы и энергии пренебрежимо мал по сравнению с вкладом массовой диффузии; числа Прандтля и Шмидта и их турбулентные аналоги равны единице; давление в пограничном слое постоянно; испарение с поверхности жидкости равновесное. Кроме того, из-за малой толщины пленки ( $d \sim 4 \cdot 10^{-5}$  м) и наличия вязких сил течением в жидкости пренебрегаем. Внешние граничные условия температурного пограничного слоя сносятся в минус бесконечность, поскольку оценка глубины прогрева топлива за время  $t$  ( $t \sim 3 \cdot 10^{-4}$  с) не превышает величины  $3 \cdot 10^{-5}$  м.

В системе координат, связанной с ударной волной, движение стационарно, в силу чего течение за скачком уплотнения будет зависеть только от двух переменных:  $\bar{x} = U_s t - t, y$ . Ось  $x$  направлена вдоль границы раздела газ — жидкость в направлении движения ударной волны. Запишем в переменных  $\bar{x}$  и  $y$  уравнения турбулентного пограничного слоя для сжимаемой химически реагирующей смеси газов

$$\begin{aligned} \partial \bar{u} / \partial \bar{x} + \partial \rho v / \partial y &= 0, \\ \rho \bar{u} \cdot \partial \bar{u} / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial \bar{u} / \partial y &= \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial \bar{u} / \partial y], \\ \rho \bar{u} \cdot \partial c_i / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial c_i / \partial y &= \omega_i + \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial c_i / \partial y], \\ \rho \bar{u} \cdot \partial H / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial H / \partial y &= \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial H / \partial y], \end{aligned} \quad (2)$$

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{m_i}$$

и уравнение энергии в топливе, которое в предположении теории пограничного слоя, т. е.  $\frac{\partial^2 T}{\partial \bar{x}^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$ , имеет вид  $\rho_T c_T U_s \cdot \partial T / \partial \bar{x} = \lambda_T \cdot \partial^2 T / \partial y^2$ .

Здесь  $\rho$  — плотность смеси;  $\bar{u} = U_s - u$  — относительная продольная скорость;  $v$  — поперечная скорость;  $i$  — номер компонента ( $i = 1, 2, \dots, N$ );  $c_i$  — массовая концентрация;  $\omega_i$  — скорость массообразования;  $m_i$  — молекулярный вес;  $\bar{H} = \sum_{i=1}^N c_i h_i + \frac{\bar{u}^2}{2}$  — полная энтальпия торможения;  $h_i = \int_{T_0}^T c_{pi} dT + h_i^0$ ;  $T$  — температура;  $\mu$  — динамическая вязкость газа;  $\varepsilon$  — турбулентная вязкость;  $h_i^0$  — энергия образования  $i$ -го компонента. Присвоим для определенности индекс 1 окислителю,  $N$  — топливу.

Наличие в пограничном слое одной одноступенчатой реакции (1) эквивалентно условию

$$\frac{\omega_i}{v_i'' - v_i'} = \frac{\omega_j}{v_j'' - v_j'} \quad (3)$$

для любой пары компонентов  $i, j$ .

Учитывая (3), систему уравнений (2) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \rho \bar{u} / \partial \bar{x} + \rho v / \partial y &= 0, \\ \rho \bar{u} \cdot \partial \bar{u} / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial \bar{u} / \partial y &= \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial \bar{u} / \partial y], \\ \rho \bar{u} \cdot \partial \beta_i / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial \beta_i / \partial y &= \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial \beta_i / \partial y], \\ \rho \bar{u} \cdot \partial \alpha / \partial \bar{x} + \rho v \cdot \partial \alpha / \partial y &= \partial / \partial y \cdot [(\mu + \varepsilon) \cdot \partial \alpha / \partial y], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_i &= \frac{c_i}{m_i (v_i'' - v_i')} - \frac{c_1}{m_1 (v_1'' - v_1')}; \\ \alpha &= \frac{c_p T + \frac{\bar{u}^2}{2}}{\sum_{i=1}^N h_i^0 m_i (v_i'' - v_i')} - \frac{c_1}{m_1 (v_1'' - v_1')}; \end{aligned}$$

$c_p = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi} \approx c_{pj}$  — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении.

Краевые условия на внешней границе пограничного слоя в газе, т. е. при  $y \rightarrow \infty$ , берутся из решения «невязкой» задачи в предположении, что вне пограничного слоя химические реакции отсутствуют,

$$\bar{u} = \bar{u}_e, \quad T = T_e, \quad \alpha = \alpha_e, \quad \beta = \beta_e$$

( $e$  — индекс параметров газа при  $y \rightarrow \infty$ ). На внешней границе температурного пограничного слоя ( $y \rightarrow -\infty$ )

$$\bar{u} = U_s, \quad T = T_1, \quad c_N = 1.$$

Условия на границе раздела газ — жидкость ( $y = 0$ ) записаны в предположении, основанном на опытных данных [5, 6], что в окрестности  $y = 0$  газ химически нейтрален из-за отсутствия окислителя, т. е.

$$c_{10} = 0, \quad (\partial c_1 / \partial y)_0 = 0. \quad (5)$$

В этом случае при  $y = 0$  выполняются условие прилипания

$$\bar{u} = U_s,$$

закон сохранения энергии

$$-\lambda_T (\partial T / \partial y) = (\lambda + \bar{\lambda})_{\omega} (\partial T / \partial y)_{\omega} - (\rho v)_{\omega} [h_L + c_T (T_{\omega} - T_1)], \quad (6)$$

закон сохранения массы  $i$ -го компонента

$$(\rho v)_{\omega} c_{i\omega} = \rho_{\omega} (D_{i\omega} + \bar{D}_{i\omega}) (\partial c_i / \partial y)_{\omega}, \quad i=2, \dots, N-1, \quad (7)$$

$$(\rho v)_{\omega} (c_{N\omega} - 1) = \rho_{\omega} (D_{N\omega} + \bar{D}_{N\omega}) (\partial c_N / \partial y)_{\omega}, \quad (8)$$

условие равновесного испарения Клаузиуса — Клапейрона

$$\ln (p_{\omega} / p_N) = h_L m_N / R \cdot (1/T_{\omega} - 1/T_N). \quad (9)$$

Здесь  $h_L$  — скрытая теплота испарения;  $R$  — абсолютная газовая постоянная;  $T_N$  — температура равновесного кипения;  $p_N$  — парциальное давление паров жидкости;  $\rho_{\omega}$  — полное давление;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа;  $\bar{\lambda}$  — коэффициент турбулентной теплопроводности;  $D_j = \bar{D}_j$  — коэффициент бинарной диффузии;  $\bar{D}_j = \bar{D}_j$  — коэффициент турбулентной диффузии.

Система уравнений (4) допускает в качестве решений интегралы

$$\beta_i = (\beta_{ie} - \beta_{i\omega}) / (\bar{u}_e - U_s) \cdot \bar{u} - (\beta_{ie} U_s - \beta_{i\omega} \bar{u}_e) / (\bar{u}_e - U_s), \quad (10)$$

$$\alpha = (\alpha_e - \alpha_{\omega}) / (\bar{u}_e - U_s) \cdot \bar{u} - (\alpha_e U_s - \alpha_{\omega} \bar{u}_e) / (\bar{u}_e - U_s).$$

Дифференцируя (10) по  $y$  и учитывая (5), приведем (6) — (9) к виду

$$-\lambda_T \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\omega} = \frac{\tau_{\omega}}{\bar{u}_e - U_s} \left\{ c_p (T_e - T_{\omega}) + \frac{\bar{u}_e^2}{2} + c_{1e} \Phi_N \Delta H - B [h_L + c_T (T_{\omega} - T_1)] \right\}, \quad (11)$$

$$c_{i\omega} = 1 / (1 + B) \cdot (c_{1e} - \Phi_i c_{1e}), \quad i=2, 3, \dots, N-1,$$

$$c_{N\omega} = 1 / (1 + B) \cdot (c_{Ne} - \Phi_N c_{1e}) + B / (1 + B),$$

$$B = \Phi_N c_{1e} - c_{Ne} + \left[ \sum_{i=2}^{N-1} \frac{m_N}{m_i} c_{ie} - \Phi_i c_{1e} \right] \left[ \exp \left\{ \frac{h_L m_N}{R} \left( \frac{1}{T_{\omega}} - \frac{1}{T_N} \right) \right\}^{-1} - 1 \right], \quad (12)$$

$$\Phi_i = \frac{m_i (v_i'' - v_i')}{m_1 (v_1'' - v_1')}, \quad \Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N h_i^0 m_i (v_i'' - v_i')}{m_N (v_N'' - v_N')}. \quad (13)$$

Таким образом, основные газодинамические величины на границе раздела ( $y=0$ ) определяются через напряжения трения ( $\tau_{\omega}$ ), температуру поверхности ( $T_{\omega}$ ) и параметр массообмена ( $B$ ). В свете этого задача теплообмена между газом и жидкостью за скачком уплотнения сводится к отысканию зависимостей между  $\tau_{\omega}$ ,  $T_{\omega}$ ,  $B$ . Одна из них следует из известного соотношения, устанавливающего связь между напряжением трения на поверхности со вдувом и напряжением трения на поверхности без вдува ( $\tau_{\omega}^0$ ) [7],

$$\frac{\tau_{\omega}}{\tau_{\omega}^0} = \frac{\ln(1+B)}{B}.$$

Причем напряжение трения на поверхности «сухой» стенки за скачком уплотнения известно [8] и найдено путем распространения на этот

случай полуэмпирических интегральных соотношений, разработанных для полубесконечной пластины

$$\tau_{\omega}^0 = -c\bar{x}^{-1/5},$$

где

$$c = -0,046 \rho_e \bar{u}^2 \theta [\varphi (1 - U_s / \bar{u}_e) 1 / \theta]^{4/5} (U_s / \bar{u}_e - 1)^{3/5} (v_e / \bar{u}_e)^{1/5};$$

$v_e = \mu_e / \rho_e$ ;  $\theta$  — форпараметр, рассчитываемый по таблицам [8];  $\varphi = (\mu / \mu_e)^{1/4} (\rho_m / \rho_e)$ ; индекс  $m$  относится к параметрам, соответствующим средним условиям в пограничном слое.

Как следует из (12) и (13), параметр массообмена и напряжение трения есть функции температуры поверхности пленки за скачком уплотнения. В свою очередь  $T_{\omega}$  удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению, получаемому из решения второй краевой задачи теплопроводности с учетом (12) и (13),

$$T_{\omega} - T_1 = \frac{c}{(\bar{u}_e - U_s) \sqrt{\pi \rho_T c_T \lambda_T U_s}} \int_0^{\bar{x}} \frac{\ln(1+B)}{B} \left\{ c_p (T_e - T_{\omega}) + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e} \Phi_N \Delta H - B \right\} \frac{d\xi}{\xi^{1/5} (\bar{x} - \xi)^{1/2}},$$

и как функция  $\bar{x}$  вычисляется по разностной схеме

$$\bar{x}_s = s\Delta, \quad s = 0, 1, 2, \dots, n,$$

$$T_{\omega}(0) = T_1, \quad B(0) = 0,$$

$$T_{\omega}(\bar{x}_{s+1}) = T_{\omega}(\bar{x}_s) + \frac{2,299 \cdot c}{(\bar{u}_e - U_s) \sqrt{\pi \rho_T c_T \lambda_T U_s}} \frac{\ln[1+B(\bar{x}_s)]}{B(\bar{x}_s)} \left\{ c_p [T_e - T_{\omega}(\bar{x}_s)] + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e} \Phi_N \Delta H \right\} - B(\bar{x}_s) [h_L + c_T T(\bar{x}_s) - c_T T_1] (\bar{x}_{s+1}^{3/10} - \bar{x}_s^{3/10}), \quad (14)$$

$$B(\bar{x}_s) = \Phi_N c_{1e} - c_{Ne} + \left[ \sum_{i=2}^{N-1} \frac{m_N}{m_i} (c_{ie} - \Phi_i c_{1e}) \right] \times \left\{ \left[ \exp \frac{h_L m_N}{R} \left( \frac{1}{T_{\omega}(\bar{x}_s)} - \frac{1}{T_x} \right) \right]^{-1} - 1 \right\}.$$

Нетрудно видеть (14), что  $T_{\omega}(\bar{x})$  по мере удаления от скачка уплотнения растет и, достигнув температуры  $T_{\omega}^*(\bar{x})$ , остается постоянной, удовлетворяя равенству

$$B[h_L + c_T (T_{\omega}^* - T_1)] = c_p (T_e - T_{\omega}^*) + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e} \Phi_N \Delta H.$$

Численные оценки, проведенные для гетерогенной системы, когда топливо — индивидуальный углеводород (н-декан), а газообразный окислитель — воздух (воздух, обогащенный кислородом, кислород), показывают, что при  $c_{1e} > 0,2$ .  $T_{\omega}^*$  достигается на расстоянии  $\bar{x}^* < 10^{-3}$  м, и ее значение менее чем на 2% отличается от равновесной температуры кипения. Поэтому при изучении процессов тепломассообмена между газом и жидкостью с учетом горения в турбулентном пограничном слое за ударной волной можно пренебречь областью изменения температуры

поверхности жидкости и считать температуру поверхности равной равновесной температуре кипения топлива всюду за скачком уплотнения. В этом случае параметр массообмена удовлетворяет условию

$$B [h_L + c_T(T_K - T_1)] = c_p(T_e - T_K) + \frac{u_e^2}{2} + c_{1e}\Phi_N\Delta H$$

и (см. (11)) поток тепла, идущий на прогрев пленки топлива, равен нулю.

Таким образом, за ударной волной при наличии горения в турбулентном пограничном слое температура поверхности жидкого топлива практически скачком изменяется до температуры равновесного кипения, в то время как температура топлива во всей толщине пленки остается равной начальной температуре.

*Поступила в редакцию  
25/Х 1976*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Регланд, Я. Николс. РТК, 1969, 7, 5.
2. В. М. Гендугов. ФГВ, 1972, 9, 4.
3. К. Регланд. РТК, 1970, 8, 3.
4. В. М. Гендугов. ФГВ, 1973, 9, 2.
5. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
6. С. А. Лесняк, М. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
7. У. Х. Доренс. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1969.
8. Г. Майрлс.— В сб.: Ударные трубы. М., ИЛ, 1962.

#### ОЦЕНКА СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНТУРОВ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

*Г. А. Доррер*

*(Красноярск)*

Контур низового (наземного) лесного пожара, определяемый фронтом пламени, распространяющимся по плоскому слою горючего, может рассматриваться как линия разрыва температуры горючего. Феноменологическое описание движения контура при сделанном предположении требует задания нормальной скорости распространения пламени как функции времени и пространственных координат и положения контура в начальный момент времени.

Величина нормальной скорости распространения огня зависит от большого числа факторов [1—3]: теплоты сгорания сухого горючего, относительной пористости материала, его влажности, толщины слоя горючего, скорости ветра и угла, образованного направлением ветра с нормалью к фронту пламени, уклона местности и т. д.

В естественных лесных условиях многие из перечисленных факторов носят случайный характер, в результате чего нормальная скорость также изменяется случайно во времени и пространстве. При этом конфигурация кромки имеет, вообще говоря, вероятностный характер. Случайный характер процесса распространения огня в лесу отмечался неоднократно, предпринимались также попытки моделирования его по методу Монте-Карло [4, 5], однако количественного описания вероятностных характе-