

Франк-Каменецкого путем экстраполяции находится для заряда октогена толщиной 0,1 мм  $T_{*0} = 270 \pm 5^\circ\text{C}$  ( $E = 38$  ккал/моль). При малых давлениях  $T_+ - T_{*0} \sim 30^\circ\text{C}$  [12]. При переходе к давлениям  $\sim 90$  кбар разность  $T_+ - T_*$  при неизменной скорости нагрева изменяется незначительно, несмотря на возможное изменение значения энергии активации. Так, для октогена и НТФА [9] при  $w \sim 1$  град/мин  $T_+ - T_* = 30 \div 40^\circ\text{C}$ , хотя для октогена  $E = 38$  ккал/моль, а для НТФА  $E = 46$  ккал/моль. Далее по известному экспериментальному значению  $T_+$  при  $p = 90$  кбар определяется  $T_* = 130 \pm 10^\circ\text{C}$ .

Для оценки изменения  $E$  используется соотношение, приведенное в [9]

$$(E + p\Delta V)/RT_* = E/RT_{*0}, \quad (2)$$

где  $\Delta V$  — суммарное эффективное значение объема активации. С учетом полученных значений  $T_*$ , находим  $\Delta V = E(T_* - T_{*0})/(pT_{*0}) = -4$  см<sup>3</sup>/моль. Тогда снижение величины энергии активации при  $p = 100$  кбар составляет около 10 ккал/моль (с точностью  $\pm 20\%$ , учитываемая погрешности в определении  $T_*, p$ ). Величина снижения энергии активации для октогена близка к  $\Delta E$ , найденной для нитрометана.

Изложенное выше оказывается возможным применить при рассмотрении механизма разложения взрывчатого вещества при распространении процесса детонации при высоких давлениях. Ударный фронт детонационной волны сжимает и нагревает ВВ до высоких температур. Согласно (1), с ростом давления энергия активации процесса термораспада ВВ убывает (при давлениях, больших величины критического давления, определяемого свойствами ВВ), вследствие чего ослабляется зависимость времени реакции от температуры. В частности, при  $E + p\Delta V - \alpha\varepsilon = 0$  зависимость от температуры исчезает совсем, что соответствует такой степени сжатия кристалла, при которой молекулы диссоциируют на составляющие их атомы или функциональные группы и слой сжатого кристалла в целом переходит в активированное состояние. Иначе говоря, давление непосредственно вызывает химическое превращение вещества [4].

Поступила в редакцию  
30/IV 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. L. Mader. Phys. of Fluids, 1962, 6, 6.
2. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1, 45.
3. Г. С. Соснова, В. М. Богомолов и др. ФГВ, 1968, 4, 2, 272.
4. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
5. С. Б. Ратнер. ЖФХ, 1967, 20, 1377.
6. М. В. Баталов, С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1973, 9, 3, 416.
7. D. R. Hardesty. Comb. and Flame, 1976, 27, 229.
8. К. К. Шведов, С. А. Колдунов. — В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
9. Ф. А. Баум, А. С. Державец и др. Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах. М., Недра, 1969.
10. В. В. Якушев, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1979, 15, 2, 132.
11. J. Sophy. Compt. Rend. Acad. Scien. France, 1966, 263, C, 689.
12. А. Г. Мержанов, А. Г. Струнина. НТПГВ, 1965, 1, 4, 59.

#### К ТЕОРИИ ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Г. С. Сузов, Л. П. Ярин

(Ленинград)

1. При горении жидкости над испаряющей поверхностью формируется диффузионный факел, в котором реагируют пары жидкости и газообразный окислитель, содержащийся в окружающей среде. Как показывают

опыты, скорость горения жидкости зависит от ее физико-химических свойств, излучательной способности пламени и др. [1, 2]. Существенное влияние на скорость горения оказывает вынужденная конвекция окислителя, приводящая к изменению местоположения фронта пламени и величин тепловых потоков на свободной поверхности.

При обдуве газообразным окислителем свободной поверхности неподвижной или движущейся жидкости вблизи границы раздела фаз образуется гетерогенный пограничный слой, включающий пограничные слои жидкости и газа (рис. 1). В первом из них происходит нагрев и испарение жидкости, а во втором — смешение и диффузионное горение парогазовой смеси. В гидродинамическом отношении зона взаимодействия реагирующих потоков представляет собой разновидность струйного движения несмешивающихся жидкостей, на границе раздела которых происходит фазовый переход.

В настоящей работе рассматривается диффузионное горение жидкости, обтекаемой потоком газообразного окислителя, ориентированным параллельно свободной поверхности. При этом полагается, что скорость химического взаимодействия между парами жидкости и окислителем бесконечно велика, а потери теплоты излучением незначительны. В такой постановке рассматриваемая задача обобщает задачу Эммонса [3] на случай струйного движения реагирующих компонентов. Особенность данной постановки состоит в том, что в отличие от [3] температура и концентрация паров на свободной поверхности не заданы, а должны определяться в ходе решения.

2. Исследуем структуру диффузионного факела, обращаемого при горении полуграничных потоков реагирующей жидкости и газообразного окислителя<sup>1</sup>. Полагая, что пар жидкости является совершенным газом, а теплоемкости исходных компонентов и продуктов реакции одинаковы и не зависят от температуры, запишем уравнения движения, неразрывности, энергии и диффузии в пограничных слоях газа и жидкости

$$\begin{aligned} \rho_i u_i \cdot \partial u_i / \partial x + \rho_i v_i \cdot \partial u_i / \partial y &= \partial / \partial y \cdot (\rho_i \nu_i \cdot \partial u_i / \partial y), \\ \partial \rho_i u_i / \partial x + \partial \rho_i v_i / \partial y &= 0, \\ \rho_i u_i \cdot \partial T_i / \partial x + \rho_i v_i \cdot \partial T_i / \partial y &= \partial / \partial y \cdot (\rho_i a_i \cdot \partial T_i / \partial y), \\ \rho_i u_i \cdot \partial c_j / \partial x + \rho_i v_i \cdot \partial c_j / \partial y &= \partial / \partial y \cdot (\rho_i D_j \cdot \partial c_j / \partial y), \\ \rho_1 T_1 &= \text{const.} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь и далее  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $c$  — плотность, компоненты скорости, температура и концентрация;  $\nu$ ,  $a$ ,  $D$  — коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и диффузии; индексы  $i = 1, 2$  относятся соответственно к газообразной и жидкой фазам,  $j = a, v, п$  — отвечают окислителю, парам жидкости, продуктам сгорания, \* и 0 — относятся соответственно к параметрам невозмущенного потока газа или жидкости и параметрам на границе раздела фаз, а  $\phi$  — к параметрам на фронте пламени.

Уравнения движения и неразрывности описывают течение газа и жидкости в областях 1 и 2, а уравнения энергии и диффузии — распределения температуры и концентрации пара жидкости, окислителя и продуктов реакции в зоне 1 по обе стороны фронта пламени. Уравнение энергии описывает также распределение температуры в пограничном слое жидкости.

Граничные условия, достаточные для интегрирования системы уравнений (1), имеют вид<sup>2</sup>

<sup>1</sup> В общем случае окислитель может содержать некоторое количество инертной газообразной примеси.

<sup>2</sup> Для определения неизвестных величин  $T_0$ ,  $T_\phi$ ,  $c_{v0}$  и  $u_\phi(x)$  необходимо использовать дополнительные граничные условия на фронте пламени и свободной поверхности в виде соотношений материального теплового баланса, которые будут введены ниже.

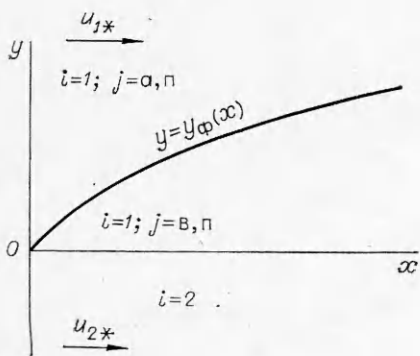


Рис. 1.

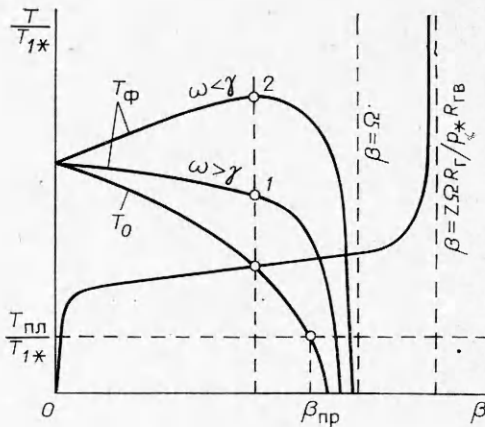


Рис. 2.

$$\begin{aligned}
 y \rightarrow +\infty \quad u_1 \rightarrow u_{1*}, \quad T_1 \rightarrow T_{1*}, \quad c_a \rightarrow 1, \\
 y = y_\phi(x) \quad T_1 = T_\phi, \quad c_a = c_b = 0, \\
 y = 0 \quad u_1 = u_2 = u_0, \quad T_1 = T_2 = T_0, \quad \left( \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \right)_1 = \left( \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \right)_2, \\
 c_b = c_{b0}, \\
 y = -\infty \quad u_2 \rightarrow u_{2*}, \quad T_2 \rightarrow T_{2*}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Предположение об однородности состояния вдали от свободной поверхности позволяет считать давление в системе  $p_*$  постоянным.

3. Считая динамическую вязкость газа линейной функцией температуры, перейдем в плоскость переменных  $\xi = x, \eta = \int_0^y \rho dy$ . Введем безразмерные переменные

$$U_i = \frac{2u_i}{u_{1*} + u_{2*}}, \quad V_i = U_i \frac{\partial \eta}{\partial \xi} + \bar{\rho}_i \bar{v}_i, \quad \bar{\rho}_i = \frac{\rho_i}{\rho_{i*}}, \quad \bar{v}_i = \frac{2v_i}{u_{1*} + u_{2*}} \left( \frac{1+m}{2} \text{Re}_{i*} \right)^{1/2},$$

$$\text{Re}_{i*} = \frac{u_{1*} L}{\nu_{i*}}, \quad m = \frac{u_{2*}}{u_{1*}}, \quad I_i = \frac{\Delta T_i}{\Delta T_{im}}$$

$$(\Delta T_i = T_1 - T_{1*}, \quad T_1 - T_0, \quad T_2 - T_{2*}; \quad \Delta T_{im} = T_\phi - T_{1*}, \quad T_\phi - T_0, \quad T_0 - T_{2*}), \quad G_j = \frac{\Delta c_j}{\Delta c_{jm}} \quad (\Delta c_j = c_a, c_b, c_\pi)$$

—  $c_{\pi\phi}$ ;  $\Delta c_{jm} = 1, c_{b0}, c_{\pi 0} - c_{\pi\phi}$ ) соответственно для области 1 по обе стороны фронта пламени и области (2);  $\bar{\xi} = x/L, \bar{y} = \frac{y}{L} \left( \frac{1+m}{2} \text{Re}_{i*} \right)^{1/2}, \bar{\eta} = \int_0^{\bar{y}} \bar{\rho} dy$ .

Здесь  $L$  — произвольный масштаб длины.

Задачу будем рассматривать в приближении, когда температуры  $T_\phi$  и  $T_0$ , а также скорость фаз на свободной поверхности полагаются постоянными. В этом случае можно найти автомодельные решения для полей скорости, температуры и концентраций. Представим решение системы (1) в виде функций  $F'(\varphi) = U_i, \Theta_i(\varphi) = I_i, \pi_j(\varphi) = G_j$  от автомодельной переменной  $\varphi = \eta/\sqrt{\bar{\xi}}$ . Положив  $V(0) = \delta/2 \sqrt{\bar{\xi}}$ , где  $\delta = \text{const}, \rho_i^2 a_i = \text{const}, \rho_i^2 D_j = \text{const}$ , получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\Phi_i'' + 2\Phi_i \Phi_i' = 0, \quad \Theta_i'' + 2\text{Pr}_i \Phi_i \Theta_i' = 0, \quad \pi_j'' + 2\text{Sc}_j \Phi_i \pi_j' = 0 \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\bar{\varphi} \rightarrow +\infty \quad \Phi'_1 \rightarrow \frac{1}{2(1+m)}, \quad \Theta_1 \rightarrow 0, \quad \pi_a \rightarrow 1, \quad \bar{\varphi} = \bar{\varphi}_\Phi, \quad \Theta_1 = 1, \quad \pi_a = \pi_b = 0, \quad (4)$$

$$\bar{\varphi} = 0 \quad \Phi'_1 = \Phi'_2, \quad \alpha \Phi''_1 = \Phi''_2, \quad \Theta_1 = \Theta_2 - 1 = 0, \quad \pi_b = 1,$$

$$\bar{\varphi} \rightarrow -\infty \quad \Phi'_2 \rightarrow \frac{m}{2(1+m)}, \quad \Theta_2 \rightarrow 0,$$

где  $\Phi_i = 0,25(F_i - \delta)$ ;  $\alpha = \frac{\rho_{1*}}{\rho_{2*}} \left( \frac{v_{1*}}{v_{2*}} \right)^{1/2}$ ;  $Pr_i = \frac{v_i}{a_i}$ ;  $Sc_j = \frac{v_1}{D_j}$ .

Следуя [4], представим решение первого уравнения системы (3)

в виде ряда  $\Phi_i = \sum_{k=0}^{\infty} \left[ 0,25U_0 - \frac{m(i-1)+2-i}{2(1+m)} \right]^k (-1)^{i+1} \Phi_{ik}(\bar{\varphi})$ , где

$\Phi_{i0} = \bar{\varphi}$ . Ограничиваясь линейным приближением, получим следующие выражения для распределения скорости в пограничных слоях газа и жидкости

$$u_1/u_{1*} = [(1-m) \operatorname{erf}(\bar{\varphi}) + \alpha + m]/(1 + \alpha), \quad (5)$$

$$u_2/u_{1*} = [\alpha(1-m) \operatorname{erf}(\bar{\varphi}) + \alpha + m]/(1 + \alpha). \quad (6)$$

Интегрирование второго и третьего уравнений системы (3) приводит к соотношениям, определяющим в случае  $Le = 1$ ,  $D_j = D$  профили температуры и концентрации:

$$\bar{\varphi} > \bar{\varphi}_\Phi \quad \frac{T_1 - T_{1*}}{T_\Phi - T_{1*}} = 1 - c_a = \frac{1 - \operatorname{erf}(\bar{\varphi} \sqrt{Pr_1})}{1 - \operatorname{erf}(\bar{\varphi}_\Phi \sqrt{Pr_1})}, \quad (7)$$

$$0 < \bar{\varphi} < \bar{\varphi}_\Phi \quad \frac{T_1 - T_0}{T_\Phi - T_0} = 1 - \frac{c_b}{c_{b0}} = \frac{\operatorname{erf}(\bar{\varphi} \sqrt{Pr_1})}{\operatorname{erf}(\bar{\varphi}_\Phi \sqrt{Pr_1})}, \quad (8)$$

$$\bar{\varphi} < 0 \quad \frac{T_2 - T_{2*}}{T_0 - T_{2*}} = 1 + \operatorname{erf}(\bar{\varphi} \sqrt{Pr_2}), \quad (9)$$

где  $\bar{\varphi} = \varphi/\rho_{1*} \sqrt{2v_{1*}/u_{1*}(1+m)}$ .

В соотношениях (7)–(9) характерными масштабами температур и концентраций являются заранее неизвестные температуры  $T_\Phi$  и  $T_0$  и концентрация  $c_{b0}$ . Для определения этих величин, а также безразмерной координаты фронта пламени  $\bar{\varphi}_\Phi$  необходимо использовать дополнительные условия, отражающие особенности диффузионного горения предельно перемешанных компонентов и условия тепло- и массообмена на фронте пламени и свободной поверхности жидкости.

4. Для определения положения фронта пламени и температуры горения используем соотношения, связывающие величины диффузионных потоков реагентов и тепловых потоков на фронте пламени. Они могут быть получены интегрированием уравнений энергии и диффузии с источниками и имеют следующий вид:<sup>3</sup>

$$(\partial c_a / \partial y)_\Phi = -\Omega (\partial c_b / \partial y)_\Phi, \quad (10)$$

$$q_\tau D_\Phi (\partial c_b / \partial y)_\Phi = c_p a_\Phi [(\partial T_{1a} / \partial y)_\Phi - (\partial T_{1b} / \partial y)_\Phi], \quad (11)$$

где  $\Omega$  — стехиометрический коэффициент;  $q_\tau$  — тепловой эффект реакции;  $c_p$  — удельная теплоемкость.

Подстановкой соотношений (7) и (8) в уравнение (10) найдем зависимость координаты фронта пламени от концентраций паров и окислителя в набегающем потоке

$$\operatorname{erf}(\bar{\varphi}_\Phi \sqrt{Pr_1}) = \beta / (1 + \beta), \quad (12)$$

<sup>3</sup> В выражениях (10) и (11), согласно [5], принято  $\partial/\partial n \approx \partial/\partial y$ , где  $n$  — нормаль к фронту пламени.

где  $\beta = \Omega c_{в0}$ . Преобразование уравнения (11) с учетом соотношения (12) приводит к следующему выражению для температуры горения:

$$\frac{T_{\Phi}}{T_{1*}} = \frac{1}{1+\beta} \left[ \frac{T_0}{T_{1*}} + \beta \left( 1 + \frac{\vartheta_T}{\Omega} \right) \right], \quad (13)$$

где  $\vartheta_T = q_T/c_p T_{1*}$ .

Соотношение (13) совпадает по форме с выражением, определяющим температуру факела неперемешанных газов в зависимости от начальных температур реагирующих компонентов и их концентраций [5]. Однако при горении жидкости величины  $T_0$  и  $c_{в0}$  не заданы и подлежат определению в процессе задачи. Для этого воспользуемся уравнениями теплового и материального баланса на свободной поверхности жидкости

$$\begin{aligned} \left( \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right)_0 - \left( \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \right)_0 - \rho_{2*} v_{20} q_{\Pi} &= 0, \\ \rho_{10} v_{10} c_{в0} - \left( \rho_1 D \frac{\partial c_{в}}{\partial y} \right)_0 - \rho_{2*} v_{20} &= 0, \\ \rho_{10} v_{10} c_{п0} - \left( \rho_1 D \frac{\partial c_{\Pi}}{\partial y} \right)_0 &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $q_{\Pi}$  — удельная теплота парообразования. Преобразование системы уравнений (14) приводит с учетом соотношений (7)–(9) и (12) к зависимости

$$\frac{T_0}{T_{1*}} = \frac{1}{\Omega(1+\sigma)} \left[ \vartheta_T - \vartheta_{\Pi} \frac{\Omega(1+\beta)}{\Omega-\beta} + \Omega(1+\omega\sigma) \right], \quad (15)$$

где

$$\omega = \frac{\bar{T}_{2*}}{T_{1*}}, \quad \sigma = \frac{\rho_{2*}}{\rho_{1*}} \left( \frac{a_{2*}}{a_{1*}} \right)^{1/2}, \quad \vartheta_{\Pi} = \frac{q_{\Pi}}{c_p T_{1*}}.$$

Считая процесс испарения равновесным, присоединим к уравнению (17) соотношение, связывающее давление пара над свободной поверхностью с ее температурой [6]:

$$\beta = \frac{z\Omega R_r}{p_* \bar{r}_{ГВ}} \exp(-q_{\Pi}/R_{ГВ} T_0), \quad (16)$$

где  $R_r$  и  $R_{ГВ}$  — газовые постоянные парогазовой смеси и паров. Соотношения (15) и (16) определяют стационарные значения  $T_0$  и  $\beta$ .

5. Из уравнения (15) видно, что зависимость  $T_0(\beta)$  представляет собой монотонно убывающую функцию с максимумом при  $\beta = 0$  и асимптотой при  $\beta = \Omega$  (рис. 2). Положительным значениям  $T_0$  соответствует область изменения  $\beta$  от  $\beta = 0$  до

$$\beta = \Omega[\vartheta_T + \Omega(1+\omega\sigma) - \vartheta_{\Pi}]/[\Omega\vartheta_{\Pi} + \vartheta_T + \Omega(1+\omega\sigma)].$$

Так как температура жидкости не может быть ниже температуры плавления  $T_{пл}$ , то область физически реальных  $\beta$  ограничена справа некоторым предельным значением  $\beta_{пр}$ , отвечающим температуре фазового перехода

$$\beta_{пр} = (\Omega A - 1)/(A + 1), \quad (17)$$

где

$$A = \left[ \vartheta_T + \Omega(1+\omega\sigma) - \Omega(1+\sigma) \frac{T_{пл}}{T_{1*}} \right] / \Omega\vartheta_{\Pi}.$$

Уравнение (16) определяет экспоненциальную зависимость  $\beta(T_0/T_{1*})$ , исходящую из начала координат и имеющую асимптоту  $\beta = z\Omega R_r/p_* \bar{r}_{ГВ}$ . Для нахождения стационарных состояний системы можно использовать графоаналитический метод решения уравнений (15) и (16) в плоскости переменных  $\beta$  и  $T/T_{1*}$ . Вид кривых  $T/T_{1*}(\beta)$  при различных значениях параметров задачи показан на рис. 2. На графике отмечены также значения  $\beta$ , отвечающие характерным температурам. Видно, что

значение  $\beta = \Omega$ , соответствующее кипению жидкости у свободной поверхности, больше  $\beta_{пр}$ . Это означает, что температура поверхности горячей жидкости всегда меньше температуры кипения<sup>4</sup>. Последнее находится в соответствии с данными [1] по измерению температуры поверхности горящих жидкостей. При найденных  $\beta$  и  $T_0/T_{1*}$ , отвечающих стационарному состоянию, температура горения определяется уравнением (13), которое с помощью соотношения (15) приводится к виду:

$$\frac{T_{\phi}}{T_{1*}} = \frac{1}{\Omega(1+\beta)} \left\{ \frac{1}{1+\sigma} \left[ \vartheta_T + \Omega(1+\omega\sigma) - \vartheta_{п} \frac{\Omega(1+\beta)}{\Omega-\beta} \right] + \beta(\Omega + \vartheta_T) \right\}. \quad (18)$$

Уравнение (20) определяет кривую  $T_{\phi}/T_{1*}(\beta)$ , которая имеет асимптоту при  $\beta = \Omega$ , и в зависимости от величины параметра  $\gamma = 1 + \vartheta_{п}/\Omega - \vartheta_{п}\Omega^2\sigma$  может либо быть монотонно убывающей (при  $\omega > \gamma$ ), либо иметь максимум (при  $\omega < \gamma$ ). Таким образом, стационарные значения температуры факела (точки 1 и 2 на рис. 2), определяемые совместным решением системы уравнений (15), (16) и (18), при  $\omega > \gamma$  ограничены сверху величиной  $(T_0/T_{1*})_{\beta=0} = |\vartheta_T - \vartheta_{п} + \Omega(1+\omega\sigma)|/\Omega(1+\sigma)$ , а снизу — значением  $T_{\phi}/T_{1*}(\beta_{пр})$ . В случае, когда профиль  $T_{\phi}$  имеет максимум, минимум температуры факела достигается при  $\beta = 0$  или  $\beta = \beta_{пр}$ .

Выполненные оценки относятся к горению с бесконечно большой скоростью реакции. В действительности, при конечной скорости реакции, когда зона химического превращения имеет конечную ширину, температура пламени несколько снижается. Однако при достаточно больших значениях энергии активации снижение невелико и, как показано в [7], составляет величину порядка  $RT_{\phi}^2/E$ , где  $E$  — энергия активации,  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Соотношения (12) и (17) позволяют проследить за изменением  $T_{\phi}$  в зависимости от положения фронта горения. При этом оказывается существенной величина  $\omega$ , отражающая соотношение начальных температур жидкости и газа. При  $\omega > \gamma$  с удалением от свободной поверхности температура на фронте пламени монотонно убывает, а при  $\omega < \gamma$  сначала возрастает, а затем убывает.

Соотношения (8), (15), (16) определяют линейную скорость горения жидкости  $v_{20}$ . Учитывая, что в зоне, ограниченной фронтом пламени и свободной поверхностью,  $c_{п} + c_{в} = 1$ , получим выражение

$$v_{20} = D_* \frac{\rho_{1*}}{\rho_{2*}} \left[ \frac{2(1+m)u_{i*}}{\pi a_{1*}x} \right]^{1/2} \frac{1+\beta}{\Omega-\beta},$$

из которого видно, что скорость горения жидкости существенно зависит от интенсивности обдува жидкости, отношения плотностей фаз и концентрации пара на свободной поверхности.

Несомненно, на закономерности рассмотренного процесса определенное влияние должны оказывать различные факторы, обусловленные свойствами реальных систем, в том числе конечность скорости химической реакции, лучистый теплообмен и др. Их влияние, однако, нетрудно учесть в рамках рассмотренной выше схемы введением квазигетерогенной модели горения [5] и дополнительного члена в уравнение теплового баланса в соответствии с законом Стефана — Больцмана.

Поступила в редакцию  
22/IV 1979

<sup>4</sup> Следует отметить, что вывод о невозможности кипения жидкости не связан с предположением о квазиравновесности паров у ее поверхности, а определяется лишь характером зависимости (15), имеющей асимптоту при  $\beta = \Omega$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М., Изд-во АН СССР, 1964.
2. Н. Н. Бахмац, Л. И. Алдабаев, И. Д. Сатинский.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
3. Х. Эммонс. Вопросы ракетной техники, 1956, 6.
4. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., Наука, 1965.
5. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., Энергия, 1968.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., Наука, 1964.
7. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ БОГАТЫХ ПРОПАН-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

*В. Н. Гудкович, Э. А. Грановский, Э. А. Штессель*  
(Северодонецк)

При определении концентрационных пределов распространения пламени важная роль принадлежит источнику зажигания. В настоящее время практически отсутствуют теоретические и экспериментальные работы, посвященные влиянию характеристик зажигания на пределы. В работах [1, 2] указывается лишь на неэффективность искровых источников зажигания по сравнению с зажиганием накаленной проволоочки. Вместе с тем на характеристики зажигания может оказать влияние естественная конвекция, развивающаяся за время задержки зажигания. В силу того, что процесс зажигания существенно нестационарный, судить о влиянии конвекции можно лишь после сопоставления характерных времен развития естественной конвекции и зажигания.

Настоящая работа посвящена исследованию характеристик развития естественной конвекции и зажигания богатых пропан-кислородных смесей накаленными проволоочками.

### Методика эксперимента

Для исследования конвективного теплообмена и условий зажигания выбран электротермографический метод [3, 4], сущность которого заключается в том, что в исследуемую среду помещается электрически нагреваемая металлическая проволоочка с известной зависимостью сопротивления от температуры. Проволочка является одновременно источником тепла и датчиком температуры.

На рис. 1 схематически показаны основные узлы экспериментальной установки. Камера представляет собой прямоугольный стальной параллелепипед с полезным объемом  $250 \times 250 \times 60$  мм, снабженный окнами из оптического стекла, которые обеспечивали наблюдение за всем полем камеры на теневом приборе ИАБ-451. Нижний ее конец через клапан сообщался с ресивером объемом  $0,3 \text{ м}^3$ , заполненным азотом. Исследуемая смесь готовилась в отдельном смесителе и запускалась в предварительно отвакуумированную камеру. Проволочка нагревалась с помощью стабилизатора напряжения МТКС-35М. Специальная схема обеспечивала синхронизацию подачи напряжения с работой камеры СФР-2 с низкооборотным двигателем. Выходное напряжение моста регистрируется на осцил-