

горючего находился между толстыми слоями ПХА. Образцы гасили сбросом давления, погашенную поверхность фотографировали. Для пяти типичных горючих при $p = 30, 70$ и 140 атм и при различных толщинах прослойки горючего (как наиболее характерные взяты 30, 70, 150 мкм) получен одинаковый результат: скорость горения ПХА вблизи прослойки горючего уменьшена (см. на рис. 4 типичный профиль разреза погашенного образца). При $p = 70$ и 140 атм, когда ПХА нормально горит самостоятельно, на полученных профилях вообще нет четко выраженных минимумов, которые указывали бы на тепловое воздействие от «первичного» пламени. Торможение горения ПХА вблизи горючего нельзя объяснить плавлением и растеканием последнего: по крайней мере одно из горючих не плавилось. По-видимому, торможение вызвано тем, что в газовой фазе горючее просто разбавило газообразный окислитель над ПХА, затормозив этим горение ПХА как монотоплива. При этом тепловыделение от диффузионного пламени ввиду большого значения «кинетической» высоты не компенсирует уменьшение теплового потока к поверхности за счет торможения собственного пламени ПХА.

Поступила в редакцию 9/IV 1984,
после доработки — 23/VII 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Burke, T. E. W. Schumann. First and Second Symposium on Combustion. Combustion Institute, Pittsburgh, 1965.
2. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Наука, 1974.
3. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
4. R. L. Derr, M. W. Beckstead, N. S. Cohen. AFRPL-TR-69-190, Lockheed Propulsion Co., 1969.
5. Н. С. Козн. РТК, 1980, 18, 4.
6. Е. Прайс, Дж. Хэндли, Р. Паниам и др. РТК, 1981, 19, 4.
7. М. Бекстед, Р. Дерр, С. Прайс. РТК, 1970, 8, 12.

ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ.

II. КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТИ — ГОРЕНИЕ СЛОЯ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин
(Ленинград)

Горение конечного слоя жидкости имеет ряд специфических особенностей, обусловленных теплоотводом в подложку, на которой покоится жидкость. Это определяет зависимость характеристик процесса не только от физико-химических свойств реагирующих компонентов и геометрических параметров системы, но и от свойств подложки и ее агрегатного состояния.

Процесс горения жидкости, покоящейся на поверхности твердого тела, подобен процессу горения полубесконечного слоя. В обоих случаях непрерывность горения обеспечивается прогревом жидкости путем теплопроводности и испарения ее со свободной поверхности. При большой скорости химической реакции в газовой фазе теплоотвод в подложку ведет лишь к некоторому уменьшению скорости процесса, не изменяя общего характера явления. Аналогично развивается горение, когда подложка представляет собой инертную жидкость, температура кипения которой $T_{к3}$ выше температуры кипения реагирующей жидкости $T_{к2}$.

Ситуация качественно изменяется, если подложка — легкокипящая жидкость. В этом случае, когда $T_{к2} > T_{к3}$, на некотором удалении от границы раздела реагирующей и инертной жидкостей располагается изотер-

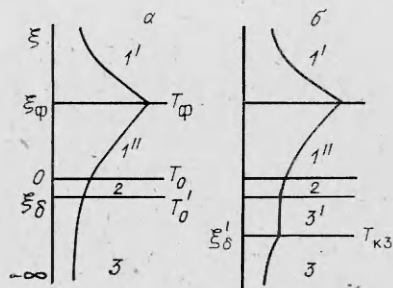


Рис. 1. Распределение температуры при горении конечного слоя жидкости.

1 — газовая фаза (1' — окислитель+продукты сгорания, 1'' — пары реагирующей жидкости+продукты сгорания); 2 — реагирующая жидкость; 3 — подложка (инертная жидкость, 3' — кипящая жидкость).

мическая поверхность $T_3 = T_{кз}$, ограничивающая область перегретой жидкости (рис. 1, б). Образующиеся здесь пузыри всплывают под действием архимедовых сил и проникают в слой реагирующей жидкости. Это резко интенсифицирует процессы тепло- и массопереноса в слое, изменяет температуры свободной поверхности и фронта пламени и, в конечном счете, скорость горения. При определенных условиях интенсивное кипение инертной жидкости может привести к выбросу горячей жидкости из резервуара [4].

Ниже на основе развитой в [2] квазиодномерной модели исследуются закономерности горения слоя жидкости конечной толщины при различных условиях взаимодействия с подложкой.

$T_{к2} < T_{к3}$. Рассмотрим горение слоя жидкости конечной толщины, покоящегося на теплопроводной подложке — твердой поверхности или поверхности инертной жидкости (рис. 1, а). При $T_{к2} < T_{к3}$ система квазиодномерных уравнений, описывающих рассматриваемый процесс, имеет вид¹

$$\rho_1 u_1 \frac{d\bar{c}}{d\xi} = \rho_1 D \frac{d^2 \bar{c}}{d\xi^2} - \bar{\alpha}_c \Delta \bar{c}, \quad (1)$$

$$\rho_2 u_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2}, \quad (2)$$

$$\rho_3 u_3 c_{p3} \frac{dT_3}{d\xi} = \lambda_3 \frac{d^2 T_3}{d\xi^2}, \quad (3)$$

где индексы 1—3 относятся соответственно к газовой фазе, реагирующей жидкости и подложке.

Считая процессы в факеле над свободной поверхностью квазистационарными, запишем выражения для распределения температуры и концентрации в газовой фазе. При $Le = 1$ профили c_i и T имеют вид [2]

$$\frac{c}{c_{a*}} = 1 - (1 + \beta) \exp(k_1 \xi), \quad \frac{T_1 - T_0}{T_\phi - T_0} = 1 - \beta^{-1} [1 - (1 + \beta) \exp(k_1 \xi)], \quad (4)$$

$$c_b = \bar{\Omega}^{-1} [1 - (1 + \beta) \exp(k_1 \xi)], \quad \frac{T_1 - T_{1*}}{T_\phi - T_{1*}} = (1 + \beta) \exp(k_1 \xi). \quad (5)$$

Интегрируя уравнения (2) и (3) при граничных условиях

$$\xi = 0: T_2 = T_0, \quad \xi = \xi_\delta = -\delta, \quad T_2 - T_3 = T_0', \quad (6)$$

$$\xi \rightarrow -\infty: T_2 = T_{3*},$$

найдем профили температуры в реагирующей и инертной жидкости

$$(T_0 - T_2)(T_0 - T_0')^{-1} = \left[1 - \exp\left(\frac{u_2}{a_2} \xi\right) \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

$$(T_3 - T_{3*})(T_0' - T_{3*})^{-1} = \exp\left(\frac{u_2}{a_2} \xi\right) \left[\exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где T_0' — температура на границе раздела инертная — реагирующая жидкость; δ — толщина слоя реагирующей жидкости.

¹ Обозначения принятых величин см. в [2].

Используя (7) и (8) и условие неразрывности теплового потока на границе раздела жидкостей, найдем связь между величинами T_0 и T'_0

$$T'_0 = (1 + \gamma)^{-1} (T_0 \gamma + T_{3*}), \quad (9)$$

где $\gamma = c_{p23} \rho_{23} \exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right)\right]^{-1}$; $c_{p23} = c_{p2}/c_{p3}$; $\rho_{23} = \rho_2/\rho_3$.

Определив с помощью соотношений (4) и (5) значения производных $\frac{dT_1}{d\xi}$, $\frac{dT_2}{d\xi}$, $\frac{dc_b}{d\xi}$ при $\xi = 0$, запишем уравнение теплового баланса на свободной поверхности

$$\begin{aligned} -\lambda_1 (T_\Phi - T_0) \frac{1+\beta}{\beta} k_1 - \lambda_2 (T_0 - T'_0) \frac{u_2}{a_2} \left[1 - \exp\left(\frac{u_2}{a_2} \delta\right)\right]^{-1} = \\ = -q_{\text{п}} \rho_1 D \frac{1+\beta}{\Omega - \beta} k_1. \end{aligned} \quad (10)$$

Преобразуя (10) с помощью (9), получим

$$-\lambda_1 (T_\Phi - T_0) \frac{1+\beta}{\beta} k_1 - \lambda_2 (T_0 - T_{3*}) \frac{u_2}{a_2} \Gamma = -q_{\text{п}} \rho_1 D \frac{1+\beta}{\Omega - \beta} k_1, \quad (11)$$

где $\Gamma = \left[1 - \varepsilon \exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right)\right]^{-1}$; $\varepsilon = 1 - c_{p23} \rho_{23}$. Подстановка в (11) значений

$\bar{T}_\Phi = (1 + \beta)^{-1} [\bar{T}_0 + \beta(1 + \vartheta/\bar{\Omega})]$ и $k_1 = -\sqrt{\frac{\alpha_1 \bar{\Omega} - \beta}{\rho_1 D \bar{\Omega} + 1}}$ (см. [2])

приводит к соотношению

$$\bar{T}_0 = \omega_1 \frac{M - \Gamma}{M' - \Gamma}. \quad (12)$$

Здесь $\bar{T}_0 = T_0/T_{1*}$; $\bar{T}_\Phi = T_\Phi/T_{1*}$; $M = \left[\left(1 + \frac{\vartheta}{\bar{\Omega}}\right) - \vartheta_{\text{п}} \frac{1+\beta}{\bar{\Omega} - \beta}\right] \left(\lambda_2 \omega_1 \frac{u_2}{a_2}\right)^{-1} k_1$;

$M' = \left(\lambda_{21} \frac{u_2}{a_2}\right)^{-1} k_1$. Учитывая, что $\lambda_{21} \frac{u_2}{a_2} \frac{1}{k_1} = -\frac{c_{p2}}{c_{p1}} \frac{1+\beta}{\bar{\Omega} - \beta}$, и полагая $c_{p21} = 1$, запишем соотношение (12) в виде

$$\bar{T}_0 = \frac{\bar{\Omega}(\bar{\Omega} + \vartheta - \vartheta_{\text{п}} + \omega_1 \Gamma) - \beta(\bar{\Omega} + \vartheta + \vartheta_{\text{п}} \bar{\Omega} - \omega_1 \bar{\Omega} \Gamma)}{\bar{\Omega}[(\bar{\Omega} + \Gamma) - \beta(1 - \Gamma)]}. \quad (13)$$

При $\delta \rightarrow \infty$ $\Gamma \rightarrow 1$. В этом случае (горение полубесконечного слоя) температура свободной поверхности есть линейная функция параметра β .

$T_{к2} > T_{к3}$. Точное описание сложных процессов, характерных для горения при $T_{к2} > T_{к3}$, затруднено из-за необходимости учета влияния барботажа пузырей пара инертной жидкости на тепло- и массоперенос в слое реагирующей жидкости. Ограничиваясь поэтому анализом упрощенной модели, полагаем, что пузыри пара достаточно малы и не взаимодействуют между собой, скорость их постоянна, а температуры инертной жидкости и ее пара в области Z' (см. рис. 1, б) одинаковы и равны температуре кипения инертной жидкости.

Рассмотрим последовательно два предельных случая, когда в пузырьках содержится либо только пар инертной жидкости (за время движения пузырьков в слое активной жидкости заметного испарения ее внутрь пузырьков не происходит), либо равновесная смесь активных и инертных паров. Для описания горения в первом случае к системе (1)–(3) присоединим уравнения, отражающие тепловой баланс жидкости и пузырьков в процессе барботажа

$$(1 - m) \rho_2 u_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2} - \alpha S (T_2 - T_{\text{п}}), \quad (14)$$

$$\rho_{\text{п}} u_{\text{п}} c_{p\text{п}} \frac{dT_{\text{п}}}{d\xi} = \alpha S (T_2 - T_{\text{п}}), \quad (15)$$

$$T_{кз} = T'_0 = T'_3, \quad (16)$$

где α — коэффициент межфазного теплообмена; S — удельная межфазная поверхность; m — объемное паросодержание жидкого слоя; индекс p отвечает пару инертной жидкости; ρ_2 и $\rho_{п}$ — физическая и эффективная (с учетом объемного паросодержания) плотность активной жидкости и инертных паров. Складывая уравнения (14) и (15), получим уравнение

$$(1 - m) \rho_2 u_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\xi} + \rho_{п} u_{п} c_{pп} \frac{dT_{п}}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2}, \quad (17)$$

интегрируя которое по ξ , находим

$$(1 - m) \rho_2 u_2 c_{p2} T_2 + \rho_{п} u_{п} c_{pп} T_{п} = \lambda_2 \frac{dT_2}{d\xi} + C. \quad (18)$$

Для определения постоянной интегрирования C воспользуемся следующими соображениями. Кипение инертной жидкости возможно лишь в случае, когда $T_2 > T_{кз}$. Поэтому при $T_0 = T_{кз}$ инертная жидкость еще не кипит ($u_{п} = 0$), и распределение температуры в слое реагирующей жидкости определяется соотношением (7). Исходя из этого, положим в (18) $T_2 = T_{кз}$, $u_{п} = 0$ и значение производной $\frac{dT_2}{d\xi}$ при $\xi = 0$, определенное из (7). В результате запишем

$$C = (1 - m) \rho_2 u_2 c_{p2} T_{кз} - \lambda_2 (T_{кз} - T_{3*}) \frac{u_2}{a_2} \Gamma. \quad (19)$$

Разрешив уравнение (18) относительно $T_{п}$ и представив ее выражение в (14), найдем²

$$Z'' + AZ' + BZ = 0, \quad (20)$$

где

$$A = \left[\frac{\alpha S \lambda_2}{\rho_{п} u_{п} c_{pп}} - (1 - m) \rho_2 u_2 c_{p2} \right] \frac{\delta}{\lambda_2};$$

$$B = \left[(1 - m) \frac{\rho_2 u_2 c_{p2}}{\rho_{п} u_{п} c_{pп}} + 1 \right] \frac{\alpha S \delta^2}{\lambda_2};$$

$$Z = B \bar{T}_2 - D; \quad D = \frac{C \alpha S \delta^2}{\lambda_2 \rho_{п} u_{п} c_{pп} T_{1*}};$$

$$\bar{T}_2 = T_2 / T_{1*}; \quad \bar{\xi} = \xi / \delta.$$

Решение уравнения (20) имеет вид

$$Z = C_1 \exp(k'_1 \bar{\xi}) + C_2 \exp(k'_2 \bar{\xi}). \quad (21)$$

Здесь

$$C_1 = B \frac{\bar{T}_{кз} - \bar{T}_2 \exp(-k'_2)}{\exp(-k'_1) - \exp(-k'_2)} - D \frac{1 - \exp(-k'_2)}{\exp(-k'_1) - \exp(-k'_2)};$$

$$C_2 = B \frac{\bar{T}_0 \exp(-k'_1) - \bar{T}_{кз}}{\exp(-k'_1) - \exp(-k'_2)} + D \frac{1 - \exp(-k'_1)}{\exp(-k'_1) - \exp(-k'_2)};$$

$$k'_{1,2} = \frac{1}{2} [-A \pm \sqrt{A^2 + 4B}].$$

Запишем теперь уравнение (15) в виде

$$\bar{T}'_{п} + b \bar{T}_{п} - b \bar{T}_2(\bar{\xi}) = 0, \quad (22)$$

где $\bar{T}_2(\bar{\xi})$ определяется соотношением (21); $b = \alpha S \delta / \rho_{п} u_{п} c_{pп}$; $\bar{T}_{п} = T_{п} / T_{1*}$. Интегрирование (22) с учетом условия $\bar{\xi} = -1$, $\bar{T}_{п} = \bar{T}_{кз}$ приводит к вы-

² Здесь и далее штрих означает дифференцирование по переменной ξ .

ражению

$$\bar{T}_n = C' \exp(-b\xi) + \frac{b}{B} \left[\frac{C_1}{k_1' + b} \exp(k_1'\xi) + \frac{C_2}{k_2' + b} \exp(k_2'\xi) + \frac{D}{b} \right], \quad (23)$$

$$\text{где } C' = \exp(-b) \left\{ \bar{T}_{кз} - \frac{b}{B} \left[\frac{C_1}{k_2' + b} \exp(-k_1') + \frac{C_2}{k_2' + b} \exp(-k_2') + \frac{D}{b} \right] \right\}.$$

Учитывая различие температур барботажного пара и парогазовой смеси над свободной поверхностью, при расчете процессов тепло- и массопереноса в факеле введем некоторую эффективную температуру $T_3 = 0,5 (T_0 + T_{п0})$, характеризующую тепловое состояние парогазовой смеси на внешней поверхности ($\xi = +0$) границы раздела фаз. Такой прием представляется физически оправданным, так как на свободной поверхности происходит интенсивное перемешивание барботажного пара с наружной парогазовой смесью.

При $T_{к2} > T_{к3}$ распределение температуры в газовой фазе описывается в квазистационарном приближении такими же соотношениями, как и в случае $T_{к2} < T_{к3}$. Наличие потока пара инертной жидкости не отражается и на виде граничных условий на фронте пламени. Формально вид уравнения теплового баланса на свободной поверхности остается также неизменным. Однако входящий в него член $\lambda_2 \frac{dT_3}{d\xi}$ теперь зависит от интенсивности межфазного теплообмена при барботаже.

$$\begin{aligned} \text{Учитывая соотношение (18), запишем уравнение теплового баланса} \\ -\lambda_1 (T_\phi - T_3) \frac{1+\beta}{\beta} k_1 - (1-m) \rho_2 u_2 c_{p2} T_0 - \rho_n u_n c_{pn} T_{п0} + C = q_n [\beta \rho_n u_n - \\ - k_1 \rho_1 D (1+\beta)] / (\bar{\Omega} - \beta). \end{aligned} \quad (24)$$

Подстановка в (24) выражений для T_ϕ и C дает

$$\begin{aligned} T_3 = \{ k_1 (1 + \theta/\bar{\Omega}) + \rho_n u_n c_{pn} \bar{T}_{п0} / \lambda_1 - (1-m) \rho_2 u_2 c_{p2} T_{к3} / \lambda_1 + \lambda_{21} (\bar{T}_{кз} - \\ - \omega_1) \Gamma u_2 / a_2 - (1-m) \rho_2 u_2 c_{p2} T_{п0} / \lambda_1 - [k_1 (1+\beta) - \rho_n u_n \beta / \rho_1 a_1] \theta_n / (\bar{\Omega} - \\ - \beta) \} [k_1 - 2(1-m) \rho_2 u_2 c_{p2} / \lambda_1]^{-1}, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\bar{T}_{п0}$ находится из (23) при $\xi = 0$, а величина u_2 определяется из соотношения материального баланса на свободной поверхности

$$u_2 = [\beta \rho_n u_n - \rho_1 D k_1 (1+\beta)] / \rho_2 (1-m) (\bar{\Omega} - \beta). \quad (26)$$

Входящая в соотношения (20), (23), (25) и (26) величина u_n находится из уравнения теплового баланса для слоя кипящей жидкости

$$q_n \rho_n u_n = Q_2 - Q_3, \quad (27)$$

$$Q_2 = \lambda_2 \left(\frac{dT_2}{d\xi} \right)_{-\delta} \text{ и } Q_3 = \lambda_3 \left(\frac{dT_3}{d\xi} \right)_{-(\delta+h)}; \quad h - \text{толщина кипящего слоя.}$$

Используя (21), получим

$$Q_2 = \lambda_2 \frac{T_3}{\delta} [C_1 k_1' \exp(-k_1') + C_2 k_2' \exp(-k_2')]. \quad (28)$$

Интегрируя уравнение (3) с учетом условий $\xi \rightarrow -\infty$, $T_3 \rightarrow T_{3*}$, $\frac{dT_3}{d\xi} \rightarrow 0$, $\xi = -(\delta+h)$, $T_3 = T_{к3}$, имеем

$$Q_3 = \rho_3 u_3 c_{p3} T_{1*} (\bar{T}_{кз} - 1). \quad (29)$$

Подстановка выражений (28) и (29) в соотношение (27) дает

$$\rho_n u_n = \frac{i}{\theta_n} \left\{ \frac{\lambda_2}{\delta c_{p1}} [C_1 k_1' \exp(-k_1') + C_2 k_2' \exp(-k_2')] - \frac{\rho_3 u_3 c_{p3}}{c_{p1}} (T_{кз} - 1) \right\}.$$

Соотношения (25) и (29) следует дополнить уравнением Клапей-

³ При этом, однако, в соотношениях вместо T_0 должна стоять T_3 .

рона — Клаузиуса

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp(-n\theta_{\text{п}}/\bar{T}_0), \quad (30)$$

а также условием материального баланса инертного вещества

$$\rho_3 u_3 = \rho_{\text{п}} u_{\text{п}}.$$

В принятой системе отсчета скорости $u_{\text{п}}$ и u_2 связаны между собой кинематическим соотношением

$$u_{\text{п}} = u_2 + u_{\text{всп}},$$

в котором $u_{\text{всп}}$ — скорость всплытия пузырьков. Для конкретных условий кипения она определяется по соотношениям теории газожидкостных систем [3].

Предполагая, что объемное паросодержание слоя жидкости невелико ($m \ll 1$), получим замкнутую систему уравнений для вычисления при заданном параметре Нуссельта ($\alpha S \delta^2 / \lambda_2$) основных характеристик горения: β , T_0 , T_3 , $T_{\text{п0}}$, $u_{\text{п}}$, u_2 , u_3 , $\rho_{\text{п}}$, после чего по формулам (34) и (35) работы [2] определяются температура факела и его длина.

Выше предполагалось, что в процессе горения активная жидкость испаряется только со свободной поверхности. В действительности при движении паровых пузырьков в слое происходит испарение реагирующей жидкости и образование в пузырьках смеси паров инертной и реагирующей жидкостей. Этот процесс сопровождается отводом тепла от жидкости и увеличением потока ее пара на свободной поверхности за счет дополнительного переноса в пузырьках. Названные эффекты можно приближенно учесть в рамках предельной модели, основанной на допущении об отсутствии объемного испарения внутрь пузырьков и мгновенном установлении в них равновесного состава смеси на свободной поверхности при $T = T_3$. Тогда объемные потери теплоты на парообразование заменятся эффективными поверхностными и учитываются введением дополнительного члена в уравнении теплового баланса на свободной поверхности⁴

$$\lambda_1 \left(\frac{dT_z}{d\xi} \right)_{+0} + (1 - m) c_{\text{p2}} \rho_2 u_2 T_0 + \rho_{\text{п}} u_{\text{п}} c_{\text{pп}} T_{\text{п0}} = \lambda_2 \left(\frac{dT_z}{d\xi} \right)_{-0} + c_{\text{p1}} [\rho_{\text{п}} u_{\text{п}} + (1 - m) \rho_2 u_2] T_3 + q_{\text{п}} [(1 - m) \rho_2 u_2 + m \beta u_{\text{п}} / \bar{\Omega}].$$

В остальном процедура расчета параметров процесса аналогична описанной выше.

Проанализируем результаты расчетов при $T_{\text{к2}} < T_{\text{к3}}$. На рис. 2 показан характер зависимости температуры свободной поверхности \bar{T}_0 от параметра Γ/M' при различных величинах отношения $M/M' = P$. Видно, что в случае, когда $P > 1$, температура свободной поверхности с увеличением параметра Γ/M' монотонно уменьшается, а при $P < 1$ — монотонно возрастает. В обоих случаях при $\Gamma/M' \rightarrow \infty$ \bar{T}_0 стремится к предельному значению $T_0 = \omega_1$.

Для нахождения величин P , отвечающих реальному процессу, рассмотрим зависимость $\beta(P)$. Из формул, определяющих M и M' , получим

$$\beta = \frac{(1 + \theta/\bar{\Omega} - \omega_1 P) \bar{\Omega} - \theta_{\text{п}}}{1 + \theta/\bar{\Omega} - \omega_1 P + \theta_{\text{п}}}. \quad (31)$$

Дифференцируя (31), можно показать, что $\frac{d\beta}{dP} < 0$. Положив в (31) $P = 1$, найдем соответствующее ему значение $\beta = \beta_*$. Учтя приближенно $\omega_1 \simeq 1$, $\theta \gg \theta_{\text{п}}$ и $\theta \gg \bar{\Omega} \theta_{\text{п}}$, определим оценку $\beta_* \simeq \bar{\Omega}$. Поскольку в реальных условиях жидкость на свободной поверхности не кипит [4], то

⁴ Вследствие различия температур фаз по обе стороны свободной поверхности в тепловом балансе существенную роль играют конвективные члены.

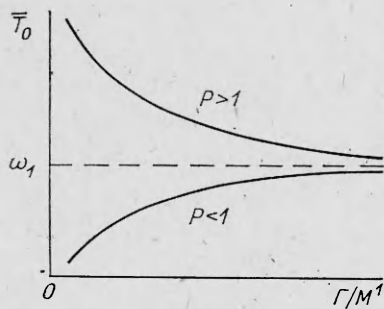


Рис. 2. Зависимость $\bar{T}_0(\Gamma/M')$.

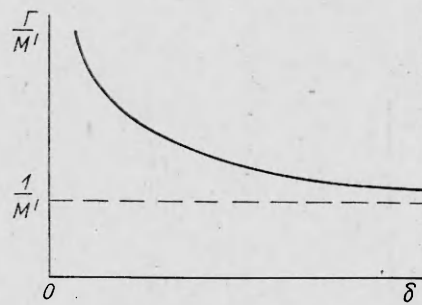


Рис. 3. Зависимость $\Gamma/M'(\delta)$.

$\beta < \bar{\Omega}$. Последнее означает, что ветвь кривой на рис. 2, отвечающая случаю $P < 1$, не может быть реализована.

На рис. 3 показана зависимость параметра Γ/M' от толщины слоя реагирующей жидкости. Видно, что при $0 < \varepsilon < 1$ (что отвечает реальным условиям) уменьшение δ сопровождается ростом Γ/M' и соответственно уменьшением T_0 . Это ведет к снижению скорости горения, температуры и укорачиванию факела.

Приведенные выше результаты относятся к горению жидкости, покоящейся на полубесконечной подложке. Как видно из (12), параметр Γ , отражающий теплофизические характеристики инертной и реагирующей жидкостей, зависит только от отношения их теплоемкостей и плотностей. При конечной толщине подложки основные характеристики процесса явно зависят от λ_3 , температура свободной поверхности определяется такой же зависимостью, как и при $\delta_3 \rightarrow \infty$. Однако входящий в нее параметр Γ имеет более сложный вид

$$\Gamma = \left\{ 1 - \varepsilon \exp\left(-\frac{u_2}{a_2} \delta\right) - (1 - \varepsilon) \exp\left[-\frac{u_2}{a_2} \delta \left(1 + \frac{\delta_3 a_2}{\delta a_3}\right)\right] \right\}^{-1},$$

где δ_3 — толщина подложки.

Из этого выражения и соотношения (13) следует, что при прочих равных условиях увеличение коэффициента теплопроводности вещества подложки ведет к снижению температуры свободной поверхности и соответственно скорости горения.

В случае $T_{к2} > T_{к3}$ наибольший интерес представляет горение в условиях $m \approx 1$, когда влияние кипения инертной жидкости проявляется наиболее сильно. Допущение $m \approx 1$ позволяет пренебречь в (25) теплопередачей по жидкости в сравнении с конвективным теплопереносом в потоке пара:

$$\bar{T}_0 = 1 + \vartheta/\bar{\Omega} - \frac{\rho_{пн} u_{пн}}{|k_1|} \left[\frac{\rho_{пн} \bar{T}_{п0}}{\lambda_1} + \frac{\beta \vartheta_{пн}}{\rho_1 a_1 (\bar{\Omega} - \beta)} \right] - \frac{2 + \beta}{\bar{\Omega} - \beta} \vartheta_{пн}.$$

Из этого соотношения видно, что при прочих равных условиях интенсификация подслоного кипения (рост $\rho_{пн} u_{пн}$) ведет к снижению температуры T_0 , резкому уменьшению β (согласно (30)), снижению скорости горения и температуры факела.

В реальных условиях, когда скорость тепловыделения на фронте факела конечна и пропорциональна $q \exp(-E/RT_{ф})$, а теплотери пропорциональны $T_{ф}$, отмеченный выше эффект может привести к нарушению теплового баланса фронта реакции и срыву горения.

Поступила в редакцию 11/VII 1983
после доработки — 7/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
2. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 1.

3. С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. Гидродинамика газожидкостных систем. Л.: Энергия, 1976.
 4. Г. С. Сухов, Л. П. Яриш. ФГВ, 1980, 16, 6, 87.

СТАЦИОНАРНЫЙ ФРОНТ ГОРЕНИЯ В СМЕСИ ГОРЮЧЕГО С ИНЕРТОМ

К. Г. Шкадинский, П. М. Кришеник

(Черноголовка)

Теоретическое исследование реальных гетерогенных смесевых составов, как правило, проводится в рамках определенным образом периодически организованных композиций. Периодичность позволяет сократить область исследования до периода, затем с помощью математической модели получить необходимую информацию. В данной работе рассмотрим процесс стационарного распространения фронта горения в смеси горючего с инертном, описываемой моделью типа «сэндвич».

$$\begin{aligned} \varphi c \rho u \frac{dT}{dx} &= \varphi \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + \varphi \rho Q u \frac{d\eta}{dx} - \kappa (T - \bar{T}), \\ u \frac{d\eta}{dx} &= k(1 - \eta) e^{-E/RT}, \\ (1 - \varphi) \bar{c} \bar{\rho} u \frac{d\bar{T}}{dx} &= (1 - \varphi) \bar{\lambda} \frac{d^2 \bar{T}}{dx^2} + \kappa (T - \bar{T}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь T , \bar{T} — температура горючего и инерта соответственно; c , \bar{c} — теплоемкость; ρ , $\bar{\rho}$ — плотность; λ , $\bar{\lambda}$ — коэффициенты теплопроводности; u — скорость фронта; k — предэкспонент; E — энергия активации; R — постоянная; η — глубина превращения; Q — тепловой эффект; κ — коэффициент теплообмена; φ — доля горючей компоненты в слое исходной смеси; x — координата.

Исследование решений типа бегущей волны для уравнений (1), характеризующих фронтальные режимы экзотермического превращения, представляет интерес в связи с вопросами горения смесевых безгазовых составов [1, 2] и с возникающей здесь неединственностью фронтального режима превращения: с вопросами влияния теплопотерь на процесс горения [3], особенно при горении безгазовых составов в оболочках.

Анализ структуры фронта горения проведем, используя подходы [4, 5], хотя все изложенное можно сформулировать и в терминах метода срачивающихся асимптотических разложений. Ожидаемая структура фронта изображена на рис. 1. Конечная температура продуктов легко определяется из теплового баланса (1) путем исключения $\kappa(T - \bar{T})$ из первого и третьего уравнения и интегрирования

$$T_{\tau} = T_{\pi} + \varphi \rho Q / (\varphi c \rho + (1 - \varphi) \bar{c} \bar{\rho}). \quad (2)$$

Здесь T_{π} — начальная температура перед фронтом; T_{τ} — конечная температура продуктов. В узкой зоне реакции (малый параметр в задаче) в предположении сильной активированности экзотермического химического превращения справедлив приближенный закон подобия

$$1 - \eta = 1 - \eta_{\max} + \frac{\lambda}{\rho u Q} T'_x, \quad (3)$$

где η_{\max} — значение глубины превращения, отвечающее точке максимальной температуры T_{\max} . Полученная связь (3) позволяет исключить из рассмотрения глубину превращения и исследовать только уравнение теплопроводности.

Вводя обозначения $p = \frac{\lambda T'_x}{\rho u c}$ и пренебрегая в зоне реакции относительно малыми конвективным и теплообменным слагаемыми, получим