

**ТЕОРИЯ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ
СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ.
III. СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ**

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

Развитая в работах [1, 2] квазиодномерная теория может быть использована для решения широкого класса задач, связанных с горением жидкостей со свободной поверхностью. Проиллюстрируем сказанное примерами приближенного расчета двух интересных в плане технического приложения процессов — гашения пламени при горении жидкости в резервуарах и выгорания жидкости из пористого слоя.

Известно, что путем интенсивного перемешивания жидкости можно погасить факел над свободной поверхностью [3]. Механизм такого процесса заключается в следующем. При перемешивании жидкости снижается температура свободной поверхности и соответственно интенсивность испарения. Уменьшение потока пара, подводимого к фронту, при практически неизменной теплоотдаче от пламени приводит к снижению скорости реакции и в конечном счете к потуханию — теплообменные критические условия [4].

Для определения значений параметров, отвечающих потуханию, воспользуемся одномерной моделью факела (рис. 1) и квазигетерогенной схемой фронта пламени [5]. Запишем уравнения материального и теплового баланса на фронте

$$G_{\phi-0} - G_{\phi+0} = W_{\phi}, \quad (1)$$

$$q(G_{\phi-0} - G_{\phi+0}) = Q_{\phi+0} - Q_{\phi-0}, \quad (2)$$

где $G_{\phi-0}$ и $G_{\phi+0}$ — соответственно диффузионные потоки пара, подходящие к фронту пламени и отходящие от него; $Q_{\phi-0}$ и $Q_{\phi+0}$ — тепловые потоки на фронте; $W_{\phi} = z_{01} c_{0\phi} \times \times \exp(-E/RT_{\phi})$ — скорость эффективной квазигетерогенной реакции¹.

Входящие в уравнения (1) и (2) потоки могут быть найдены на основе решения системы квазиодномерных уравнений переноса и последующего вычисления значений производных по известным профилям температуры и концентрации [1]. С целью упрощения выкладок воспользуемся в дальнейшем приближенными выражениями для диффузионных

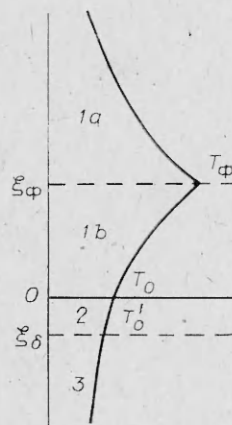


Рис. 1. Распределение температуры при горении жидкости со свободной поверхностью.

1а, б — газовая среда; 2 — реагирующая жидкость; 3 — подложка.

¹ Обозначения остальных величин, входящих в уравнения (1) и (2) и последующие соотношения, а также индексы приняты такими же, как в работах [1, 2].

И ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

$$G_{\Phi-0} = -\rho_1 D \left(\frac{dc_b}{d\xi} \right)_{\Phi-0} \approx \rho_1 D \frac{c_{b0} - c_{b\Phi}}{\xi_{\Phi}}, \quad (3)$$

$$G_{\Phi+0} = -\rho_1 D \left(\frac{dc_b}{d\xi} \right)_{\Phi+0} \approx \rho_1 D \frac{c_{b\Phi}}{\xi_{\delta} - \xi_{\Phi}}, \quad (4)$$

$$Q_{\Phi+0} = \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\Phi+0} \approx -\lambda_1 \frac{T_{\Phi} - T_c}{\xi_{\Phi}}, \quad (5)$$

$$Q_{\Phi-0} = \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\Phi-0} \approx \lambda_1 \frac{T_{\Phi} - T_{1*}}{\xi_{\delta} - \xi_{\Phi}}, \quad (6)$$

ξ_{δ} — условная толщина слоя окислителя над свободной поверхностью, на границе которого $c_a \approx c_{a\infty}$.

Введем в рассмотрение коэффициент полноты сгорания пара

$$\varphi = 1 - c_{b\Phi}/c_{bm}, \quad (7)$$

где $c_{bm} = c_{b0}(1 - \xi_{\Phi}/\xi_{\delta})$ — концентрация пара в сечении $\xi = \xi_{\Phi}$ при отсутствии горения.

Подстановка выражений (3) и (4) в уравнение (1) приводит с учетом (7) к соотношению

$$\varphi = \frac{\tau}{\tau + e^{1/\Theta_{\Phi}}}, \quad (8)$$

$\tau = z/D \cdot \xi_{\Phi} (\xi_{\delta} - \xi_{\Phi})/\xi_{\delta}$; $\Theta_{\Phi} = RT_{\Phi}/E$.

Считая $\xi_{\delta} \gg \xi_{\Phi}$, получим $\tau = z\xi_{\Phi}/D$. Приняв, что при устойчивом горении вплоть до срыва пламени параметр $\beta \approx \bar{\Omega}$, получим приближенное выражение для ξ_{Φ} [1]

$$\xi_{\Phi} = \sqrt{\frac{\rho_1 D}{\alpha_c} \left(\frac{1 + \bar{\Omega}}{\bar{\Omega} - \beta} \right) \ln(1 + \bar{\Omega})},$$

где $\beta = \bar{\Omega}c_{b0}$; $\bar{\Omega} = \Omega/c_{a*}$. Используя это соотношение и уравнение Клапейрона — Клаузиуса $\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp(-\bar{q}_{\pi}/R_b E \Theta_0)$, представим τ в виде экспоненциальной функции от температуры свободной поверхности

$$\tau = \tau_0 [1 - \kappa \exp(-\bar{q}_{\pi}/\Theta_0)]^{-1/2}.$$

Здесь $\tau_0 = z \left(\frac{\rho_1}{D\alpha_c} \frac{1 + \bar{\Omega}}{\bar{\Omega}} \right)^{1/2} \ln(1 + \bar{\Omega})$; $\bar{q}_{\pi} = q_{\pi} R/ER_b$.

Преобразуя уравнение (2) с помощью соотношений (3)–(7), получим²

$$\varphi_2 = \frac{(\Theta_{\Phi} - \Theta_0) c_{p1} E}{c_{bm} q R}. \quad (9)$$

Так как масштабная концентрация пара c_{bm} достаточно близка к величине c_{b0} , то можно, приняв

$$c_{bm} \approx \kappa \exp(-\bar{q}_{\pi}/\Theta_0), \quad (10)$$

уравнению (9) придать следующий вид:

$$\varphi_2 = \frac{\Theta_{\Phi} - \Theta_0}{q} \exp(\bar{q}_{\pi}/\Theta_0), \quad (11)$$

где $\bar{q} = qR\kappa/c_p E$.

Для определения температуры свободной поверхности Θ_0 следует использовать уравнение теплового баланса на границе раздела фаз. Входящие в это уравнение тепловые потоки отражают как теплоотвод от газа к жидкости, так и перенос теплоты теплопроводностью и конвекцией

² При выводе уравнения (9) принято $Le = 1$.

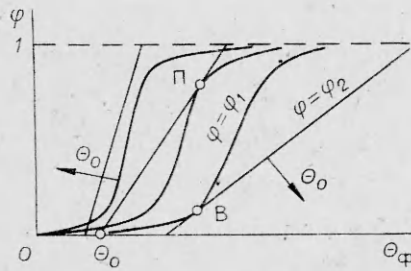


Рис. 2. $\varphi - \Theta$ -диаграмма (φ_1 — тепло-выделение, φ_2 — теплоотвод).

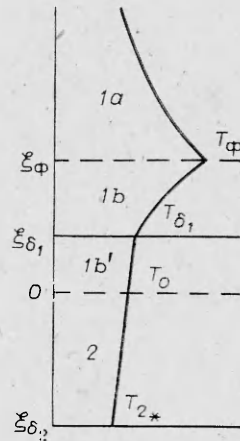


Рис. 3. Распределение температуры при выгорании жидкости из пористого слоя. 1 — газовая фаза; 2 — пористое вещество (1a' — область фильтрации пара через пористый слой).

в жидкости. Таким образом, решение задачи в полном объеме включает расчет процессов переноса в газе и жидкости при наличии в последней вынужденной конвекции (перемешивания). Для анализа влияния перемешивания на тепловой режим горения нет, однако, необходимости решать столь сложную задачу. Можно ограничиться лишь рассмотрением зависимости температуры горения (скорости реакции) от температуры свободной поверхности, поскольку из физических соображений ясно, что перемешивание жидкости ведет к снижению Θ_0 .

Считая поэтому Θ_0 параметром, рассмотрим ход кривых $\varphi_1(\Theta_\phi)$ и $\varphi_2(\Theta_\phi)$ в переменных $\varphi - \Theta$ (рис. 2). Зависимость $\varphi_2(\Theta_\phi)$ описывается S-образной кривой, выходящей из начала координат и при $\Theta_\phi \rightarrow \infty$ имеющей асимптоту $\varphi = 1$. Увеличение Θ_0 (интенсификация смешения в газовом факеле) приводит к смещению кривой $\varphi_1(\Theta_\phi)$ к началу координат. Функция $\varphi_2(\Theta_\phi)$ является линейной. Изменение Θ_0 смещает ее вдоль оси абсцисс и резко изменяет угол наклона. Это отражает соответственно два следствия изменения температуры свободной поверхности — изменение теплоотвода от фронта, пропорционального $\Theta_\phi - \Theta_0$, и концентрации пара на границе раздела фаз, экспоненциально зависящей от Θ_0 . Из рис. 2 видно, что уменьшение Θ_0 приводит к снижению температуры горения и росту концентрации пара на фронте пламени. При некотором критическом значении Θ_0 кривые $\varphi_1(\Theta_\phi)$ и $\varphi_2(\Theta_\phi)$ теряют общую точку на верхнем температурном уровне, что соответствует срыву горения (точка П).

Используя соотношения (8) и (11), определим критическую температуру свободной поверхности. Из условия касания кривых $\varphi_1(\Theta_\phi)$ и $\varphi_2(\Theta_\phi)$ получим выражение, связывающее критическую полноту сгорания с критической температурой

$$\varphi_{кр} = 1 - \frac{\Theta_\phi^2}{\Theta_\phi - \Theta_0}. \quad (12)$$

Приравняв правые части уравнений (11) и (12), найдем зависимость критической температуры от температуры свободной поверхности и приведенной теплотворности \bar{q} :

$$\Theta_{кр} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{q} + 2\Theta_0 \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)}{\bar{q} + \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)} \pm \sqrt{\left[\frac{\bar{q} + 2\Theta_0 \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)}{\bar{q} + \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)} \right]^2 - 4\Theta_0 \frac{\bar{q} + \Theta_0 \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)}{\bar{q} + \exp\left(\frac{\bar{q}_n}{\Theta_0}\right)}} \right\}. \quad (13)$$

Знак минус перед радикалом в выражении (13) соответствует воспламенению, знак плюс — потуханию. Из соотношений (8) и (11) имеем

$$\frac{\tau(\Theta_0)}{\tau(\Theta_0) + e^{1/\Theta_0\Phi}} = \frac{1}{q} (\Theta_\Phi - \Theta_0) \exp(\bar{q}_n/\Theta_0). \quad (14)$$

Равенство (14) справедливо для любого стационарного состояния, в том числе и для критического.

Решая систему уравнений (13) и (14), можно найти критическое значение температуры свободной поверхности $\Theta_{\text{кр}}$ в зависимости от величин заданных параметров \bar{q} и \bar{q}_n .

Рассмотрим задачу о выгорании жидкости из слоя пористого вещества. Опыты показывают, что в зависимости от гидравлических характеристик системы могут реализоваться два различных режима выгорания жидкости [6]. При малом гидравлическом сопротивлении пористого слоя (большая пористость среды, малая вязкость реагирующей жидкости) фильтрационный механизм подвода обеспечивает потребности реакции. В системе устанавливается равновесие, при котором фронт испарения локализован на поверхности слоя. При снижении проницаемости среды равновесие нарушается, и фронт испарения смещается в глубь слоя. Его наружная поверхность при этом нагревается до температуры, превышающей температуру кипения жидкости. В соответствии с этим в поле течения жидкой и газообразной фаз можно выделить четыре характерные зоны (рис. 3). В первой из них 2 реагирующая жидкость под действием капиллярных сил и приложенного извне давления фильтруется через слой пористого вещества толщиной $\xi_{\delta 2}$. При этом жидкость нагревается за счет теплоты, подводимой к пористому веществу от фронта пламени. В области 1b' образующийся при испарении жидкости пар фильтруется через слой пористого вещества толщиной $\xi_{\delta 1}$. В зонах 1b и 1a происходят смешение пара с окислителем, содержащимся в окружающей среде, и химическое взаимодействие компонентов.

В квазиодномерном приближении диффузионное горение жидкости, фильтрующейся через слой пористого вещества, в системе отсчета, связанной с фронтом кипения, описывается следующими уравнениями³:

$$\rho_1 u_1 \frac{dc}{d\xi} = \rho_1 D \frac{d^2 c}{d\xi^2} - \alpha c \quad (15)$$

для области $\xi_{\delta 1} < \xi < +\infty$,

$$\rho_1 u_1 \frac{d\bar{c}}{d\xi} = \rho_1 D \frac{d^2 \bar{c}}{d\xi^2}, \quad (16)$$

$$\rho_1 u_1 c_{p1} \frac{dT_1'}{d\xi} = \lambda_1' \frac{d^2 T_1'}{d\xi^2}, \quad (17)$$

$$\frac{u_1'}{k_{\Phi 1}} = - \frac{dp'}{d\xi}, \quad p' = \rho_1' \frac{R_b}{m} T' \quad (18)$$

для области $0 < \xi < \xi_{\delta 1}$, и

$$m \rho_2 u_2 c_{p2} \frac{dT_2}{d\xi} = \lambda_2 \frac{d^2 T_2}{d\xi^2}, \quad (19)$$

$$\frac{u_2}{k_{\Phi 2}} = - \frac{dp}{d\xi} \quad (20)$$

для области $\xi_{\delta 2} < \xi < 0$, где m и k_{Φ} — пористость и коэффициент фильтрации; λ_1' и λ_2 — эффективные коэффициенты теплопроводности заполненной пористой среды в зонах 1b' и 2.

³ При $Le = 1$ для описания процессов тепло- и массопереноса в газе над пористым слоем достаточно одного уравнения диффузии.

Граничные условия, с учетом которых следует интегрировать систему уравнений (15)–(20), имеют вид

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow +\infty: \quad \bar{T} &\rightarrow \bar{T}_{1*}, \quad \bar{c} \rightarrow 0, \\ \xi = \xi_\Phi: \quad T &= T_\Phi, \quad \bar{c} = c_{a*}, \\ \xi = \xi_\delta: \quad T &= T_\delta, \quad p = p_{1*}, \\ \xi = 0: \quad T &= T_0, \quad \bar{c} = \bar{c}_0, \\ \xi = \xi_{\lambda_2}: \quad T &= T_{2*}, \quad p = p_{2*}. \end{aligned} \quad (21)$$

К условиям (21) следует присоединить балансные соотношения, отражающие сохранение потоков теплоты и вещества на характерных поверхностях

$$\xi = \xi_\Phi, \quad \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\Phi+0} - \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\Phi-0} = q \rho_1 D \left(\frac{dc_b}{d\xi} \right)_{\Phi-0}, \quad (22)$$

$$\xi = \xi_{\delta 1}, \quad \lambda_1 \left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\delta 1+0} = \lambda_1' \left(\frac{dT_1'}{d\xi} \right)_{\delta 1-0}, \quad (23)$$

$$\xi = 0, \quad \lambda_1' \left(\frac{dT_1'}{d\xi} \right)_{+0} - \lambda_2 \left(\frac{dT_2}{d\xi} \right)_{-0} = q_{\text{н}} \rho_2 u_2 m, \quad (24)$$

$$\rho_1 u_1 c_{b0} - \rho_1 D \left(\frac{dc_b}{d\xi} \right)_0 = \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 m, \quad (25)$$

$$\beta = \bar{\Omega} \kappa \exp \left(-u \frac{\rho_1}{T_0' T_{1*}} \right). \quad (26)$$

Не решая задачу в полном объеме, можно, однако, исходя из предельно упрощенной модели, выяснить некоторые существенные особенности рассматриваемого процесса⁴. Практический интерес представляет, например, оценка величины предельного перепада давления $\Delta p_{\text{пр}} = p_{2*} - p_{1*}$, при котором происходит переход фронта испарения в глубь пористого слоя. Для его определения, положив $T_\Phi \gg T_{\delta 1}$, $T_0 = T_{\kappa 2}$, $k_{\Phi 1} \approx k_{\Phi 2} = k_\Phi$, $\left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\delta 1+0} \approx T_\Phi / \xi_\Phi$, $\left(\frac{dT_1}{d\xi} \right)_{\delta 1-0} \approx \frac{T_{\delta 1} - T_{\kappa 2}}{\xi_{\delta 1}}$, $\left(\frac{dT_2}{d\xi} \right)_{-0} \approx \frac{T_{\kappa 2} - T_{2*}}{h - \xi_{\delta 1}}$, $\xi_\Phi \gg \xi_{\delta 1}$ (h — высота пористого слоя, $T_{\kappa 2}$ — температура кипения жидкости), получим систему из трех алгебраических уравнений

$$\lambda_1 \frac{T_\Phi}{\xi_\Phi} = \lambda_1' \frac{T_{\delta 1} - T_{\kappa 2}}{\xi_{\delta 1}}, \quad (27)$$

$$\lambda_1' \frac{T_{\delta 1} - T_{\kappa 2}}{\xi_{\delta 1}} - \lambda_2 \frac{T_{\kappa 2} - T_{2*}}{h - \xi_{\delta 1}} = q_{\text{н}} \rho_2 u_2 m, \quad (28)$$

$$m \rho_2 u_2 = \frac{k_\Phi \Delta p}{\xi_{\delta 1} / \rho_1 + \frac{h - \xi_{\delta 1}}{\rho_2}}, \quad (29)$$

определяющих величины T_δ , ξ_δ и u_2 в зависимости от тепловых, фильтрационных и геометрических характеристик рассматриваемой системы. В частности, разрешив уравнения (27)–(29) относительно Δp , найдем

$$\Delta p = \frac{\xi_{\delta 1} (m \rho_2 - \rho_1) + \rho_1 h}{q_{\text{н}} \rho_1 \rho_2 k_\Phi m} \left(\lambda_1 \frac{T_\Phi}{\xi_\Phi} - \lambda_2 \frac{T_{\kappa 2} - T_{2*}}{h - \xi_{\delta 1}} \right). \quad (30)$$

Положив в соотношении (30) $\xi_{\delta 1} = 0$, получим искомое выражение, связывающее предельные значения параметров, отвечающие переходу горения от режима, при котором жидкость испаряется с поверхности порн-

⁴ Интегрирование системы уравнений (15)–(20) не сопряжено с трудностями принципиального характера.

стого материала, к режиму, тогда поверхность фазового перехода располагается внутри слоя пористого вещества

$$\Delta p_{\text{пр}} = \frac{h}{g_{\text{п}} \rho_2 k_{\text{ф}} m} \left(\lambda_1 \frac{T_{\text{ф}}}{\xi_{\text{ф}}} - \lambda_2 \frac{T_{\text{к2}} - T_{2*}}{h} \right). \quad (31)$$

Считая слой пористого вещества достаточно толстым, тепловой эффект химической реакции большим ($T_{\text{ф}}/T_{1*} \approx \bar{v}/\bar{\Omega}$, а $T_{\text{к2}} \approx T_{2*}$), получим следующую оценку:

$$\Delta p_{\text{пр}} = a_1 h / m k_{\text{ф}} \xi_{\text{ф}} \cdot \rho_{12} / \bar{\Omega} \cdot \bar{v} / \bar{v}_{\text{п}}, \quad (32)$$

где $\rho_{12} = \rho_1 / \rho_2$; $a_1 = \lambda_1 / c_{\text{р1}} \rho_1$. Из (32) видно, что при прочих равных условиях предельный перепад определяется отношением теплоты реакции к теплоте парообразования.

Используя данные [6], можно приближенно оценить величину $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}}$, соответствующую выходу фронта кипения на наружную поверхность пористого слоя. Например, для керосина в засыпке из хлористого натрия ($h = 120$ мм, $d = 16$ мм, $m = 0,4$) переход от фильтрационного режима горения (фронт кипения в глубине слоя) к свободному горению (испарение с поверхности слоя) происходит при изменении поперечника гранул от 10 до 340 мкм. Соответствующие этим режимам величины $k_{\text{ф}} \Delta p = 0,15 \cdot 10^{-5}$ и $2,16 \cdot 10^{-5}$ м²/с и определяют диапазон возможных значений предельной величины $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}}$. Расчет по формуле (32) с привлечением данных [3] по длине факела дает $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}} = 0,09 \cdot 10^{-5}$ м²/с, что близко к нижнему пределу указанного диапазона.

Поступила в редакцию 5/X 1983,
после доработки — 22/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 1.
2. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 2.
3. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
4. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.: Госэнергоиздат, 1954.
5. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
6. Н. Я. Вахман, Л. Н. Алдабаев, Н. Д. Сатинский. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Л. Ю. Артюх, В. П. Кашкаров, И. В. Локтионова
(Алма-Ата)

В настоящей работе рассматривается развитие турбулентного диффузионного факела, образующегося при вдуве горючего с постоянной скоростью через поверхность пористой вертикальной пластины в неподвижную окружающую среду окислителя. Теоретическое решение такой задачи встречает многочисленные трудности, связанные с сильной нелинейностью системы дифференциальных уравнений. В связи с этим возникает необходимость ряда допущений:

1. Экзотермическая окислительно-восстановительная реакция, протекающая при горении, одностадийная типа

