

ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

И. Г. Намятов, С. С. Минаев, В. С. Бабкин, В. А. Бунев, А. А. Коржавин

Институт химической кинетики и горения СО РАН, 630090 Новосибирск

Экспериментально и теоретически исследовано диффузионное горение пленки жидкого топлива (*n*-ундекан и *n*-бутанол), нанесенной на поверхность тонкой металлической подложки. Полученные экспериментальные данные показывают, что механизмом, определяющим нагрев и испарение горючей жидкости, является передача тепла из области продуктов горения в зону подогрева за счет высокой продольной теплопроводности подложки. При этом горючая жидкость перед сгоранием может испариться, не достигнув температуры кипения. Предложена простая модель, учитывающая эти особенности. Проведено сравнение рассчитанных скоростей распространения пламени и температурного профиля с экспериментальными данными. Показано, что модель правильно отражает зависимости скорости пламени от толщины подложки, начальной температуры, свойств подложки и жидкого топлива.

ВВЕДЕНИЕ

Распространение пламени по поверхности топлива является сложным физико-химическим процессом. Экспериментальные исследования затруднены тем обстоятельством, что вариация одних определяющих параметров при сохранении постоянными других нередко оказывается практически невозможной. Газофазная реакция сопровождается рядом осложняющих факторов — пиролизом горючего, образованием конденсированных продуктов, гетерогенными реакциями, фазовыми переходами и др., которые трудно учесть в простых моделях. В работе [1] рассматривалась слоевая система, состоящая из пленки жидкого топлива на тонкой металлической подложке, для которой можно в широких пределах независимо варьировать параметры задачи (теплоту испарения, температуру кипения топлива, начальную температуру, теплопроводность, толщину подложки и т. д.). Использование в качестве топлив и подложек веществ с хорошо известными свойствами позволяет провести сравнение с существующими теориями, избегая неопределенностей, связанных с отсутствием некоторых данных, например о пиролизе горючих материалов, таких как бумага, полимеры и т. д. С другой стороны, такая система предоставляет широкие возможности для моделирования горения реальных горючих материалов. Существующие теории распространения пламени [2–4]

не учитывают специфику слоевой системы. Поэтому необходима их модернизация или создание новой теории. Как будет показано ниже, учет в рамках существующих теорий специфики слоевой системы не дает хорошего согласия между экспериментальными и теоретическими данными.

Имеющиеся экспериментальные данные по горению тонких пленок горючего часто не соответствуют представлениям о термически тонких системах, и поэтому их сравнение с теорией не обосновано. Например, в работе [5], где изучалось распространение пламени над термически тонкими полосами бумаги, понятие термически тонкий слой не было дано. Обработка в соответствии с определением термической тонкости по [4] численных данных из [5] для скорости пламени $u = 0,2 \div 0,4$ см/с, толщины слоя топлива $h_f = 0,021$ см и коэффициента температуропроводности $\kappa_f = 0,94 \cdot 10^{-3}$ см²/с для фильтровальной бумаги, не образующей золы, показывает, что изучаемая система по критерию из [4] не является термически тонкой, поскольку $uh_f/\kappa_f = 4,5 \div 9 \gg 1$, а не наоборот.

Очевидно, что принадлежность системы к термически тонким системам должна определяться на основе сравнения скоростей конкретных теплофизических процессов. Так, в экспериментальной работе [6], посвященной зажиганию радиационным потоком, этот вопрос решался в зависимости от соотношения чисел

Фурье и Био: $Fo = \kappa_f t / h_f^2$ и $Bi = \alpha h_f / \lambda_f$, где α — коэффициент конвективного теплообмена, t — время экспозиции слоя, λ_f — коэффициент теплопроводности топлива. В случае малых чисел Bi система считалась термически тонкой при $Fo > 1$. Это значит, что если время экспозиции слоя больше времени тепловой релаксации в слое h_f^2 / κ_f , то плоский образец прогреет равномерно по всей толщине. Зависимость Fo от Bi учитывала охлаждение образца окружающим воздухом. В теоретической работе [4], посвященной горению тонких слоев топлива, применялся критерий $h_f \ll \kappa_f / u$: толщина слоя много меньше тепловой толщины в волне горения. Это соотношение эквивалентно критерию $h_f^2 / \kappa_f \ll \kappa_f / u^2$, который означает, что время тепловой релаксации в слое должно быть много меньше характерного времени передачи тепла во фронте пламени. По-видимому, во многих экспериментальных работах, посвященных рассматриваемой проблеме, условие реализации термически тонкой системы не достигалось из-за низкой теплопроводности топлив. Поэтому без проверки, является ли система термически тонкой, некорректно сравнивать экспериментальные данные с результатами расчетов для термически тонких систем.

В работе [1] предложена схема эксперимента с использованием металлических подложек с высокой теплопроводностью, обеспечивающая реализацию условий термически тонкой системы. При анализе механизма распространения пламени высокая продольная теплопроводность такой системы требует учитывать возможность передачи тепла из области продуктов горения в предпламенную зону. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению распространения диффузионного пламени над термически тонкими системами.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Система «жидкое топливо на металлической подложке» практически не изучена. Известно, однако, что распространение пламени над жидкостью осложняется конвекцией в самой жидкости. В данном случае течение пленки топлива может быть обусловлено двумя причинами. Первая — это сила тяжести, если система расположена вертикально или наклонно. Экспериментально показано, что в опреде-

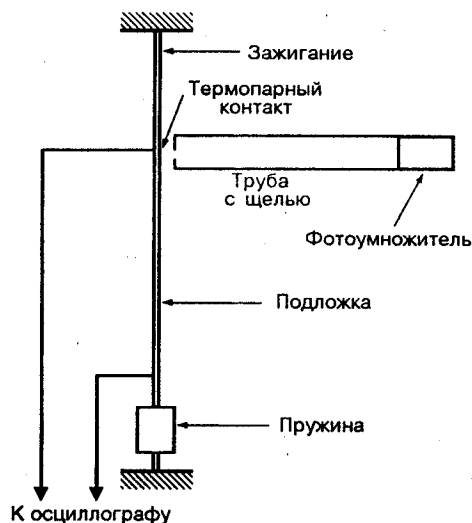


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

ленных условиях стеканием пленки можно пренебречь. Вторая причина — течение пленки, обусловленное градиентом сил поверхностного натяжения, вызванным градиентом температуры в системе при распространении пламени. Ниже будет показано, что и это явление для тонких пленок не оказывает существенного влияния на распространение пламени.

В настоящей работе в качестве топлива использовались пленки *n*-бутанола (8 мкм) и *n*-ундекана (7 мкм), в качестве подложки — фольги из алюминия и меди толщиной $7 \div 120$ мкм. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Для проведения эксперимента полоса металлической фольги шириной более 5 мм (для этих размеров скорость не зависит от ширины, обычно использовалась фольга шириной 40 мм) и длиной $0,2 \div 2$ м закреплялась вертикально. В точке, расположенной напротив горизонтальной щели фотоумножителя, располагался термопарный контакт (медь — константан). Медным элементом пары являлась сама полоса фольги. Надежность термопарного контакта обеспечивалась его пружинным поджатием. Такое устройство позволяло осуществить привязку структурных характеристик кромки фронта пламени с точностью до 0,8 мм.

Кроме измерений свечения пламени и температуры подложки проводились измерения скорости распространения. В ряде экспериментов пленка топлива наносилась на обе стороны фольги и исследовалось двухстороннее пламя.

В термически тонкой системе из-за быстрого теплообмена между слоями определяющую роль играют не только отдельные параметры элементов системы, но и эффективный коэффициент температуропроводности [7]:

$$\kappa = \frac{\lambda_f h_f + \lambda_s h_s}{c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s},$$

где λ , h , c , ρ — коэффициент теплопроводности, толщина, теплоемкость и плотность, а индексы f и s относятся соответственно к жидкому топливу и твердой подложке.

В термически тонкой слоевой системе характерные времена тепловой релаксации в слоях топлива τ_f и подложки τ_s должны быть много меньше характерного времени передачи тепла вдоль подложки τ_b . Для исследованных в настоящей работе систем $h_f \approx 7$ мкм, $h_s = 7 \div 120$ мкм, $\kappa_f \approx 10^{-3}$ см²/с, $\kappa_s \approx 0,2 \div 1,12$ см²/с, $u \approx 5$ см/с. Отсюда следует, что $\tau_b = \kappa_s / u^2 = 8 \cdot 10^{-3} \div 4,5 \cdot 10^{-2}$ с, $\tau_s = h_s^2 / \kappa_s \approx 10^{-4} \div 10^{-6}$ с, $\tau_f = h_f^2 / \kappa_f \approx 5 \cdot 10^{-4}$ с, т. е. τ_f и τ_s много меньше τ_b . Следовательно, выбранная слоевая система из пленки жидкого топлива на металлической фольге действительно термически тонкая во всем исследованном диапазоне изменения параметров.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Экспериментальные исследования распространения волн горения над пленками жидких углеводородных топлив на тонких подложках из меди, алюминия и других металлов [1] позволили сформулировать физическую модель явления. Волна горения распространяется вдоль поверхности топлива благодаря образованию горючей смеси вблизи поверхности при испарении жидкого топлива. Испарение топлива происходит в результате его подогрева теплом, поступающим по подложке от продуктов горения. Подложка нагревается за счет межфазного теплообмена за кромкой пламени. Кромка пламени расположена над тем местом подложки, где температура подложки и топлива равна температуре, при которой в равновесных условиях образуется смесь стехиометрического состава. Пленка топлива затем полностью испаряется на некотором расстоянии от кромки пламени, меньшем длины фронта пламени. Полное испарение жидкости может происходить при температурах ниже температуры кипения.

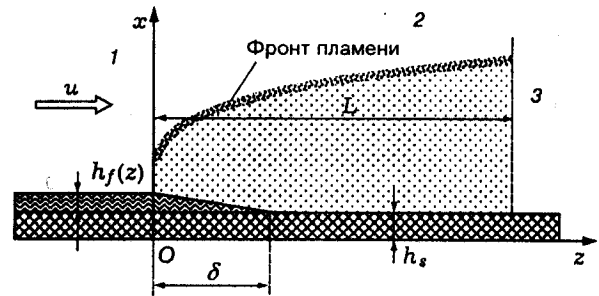


Рис. 2. Модельное представление распространения пламени по слоевой системе «пленка топлива — подложка»:

1 — зона подогрева, 2 — зона продуктов сгорания, 3 — зона охлаждения

Схема распространения пламени по рассматриваемой слоевой системе приведена на рис. 2. Здесь выделены три области, в которых находится газ с разной температурой. Область 1 заполнена воздухом с температурой T_0 , равной температуре газа вдали от области горения. В области 2 происходит диффузионное горение испарившегося топлива. Считается, что эта область вблизи подложки заполнена горячими продуктами горения с температурой T_b . Охлаждение продуктов горения, вызванное теплообменом с подложкой и окружающим газом, а также конвективный подъем нагретых продуктов горения определяют длину области L . В дальнейшем будем считать, что эта длина примерно равна длине диффузионного факела пламени. В области 3 температура газа, состоящего из смеси воздуха и продуктов горения, равна T_0 из-за их охлаждения. Предполагается, что температура газа под подложкой также равна T_0 , а теплообмен между газом и системой «подложка — топливо» происходит по механизму свободной конвекции. Тепло, выделившееся в ходе химической реакции в газовой фазе, нагревает подложку и передается по ней за счет ее теплопроводности в область, где происходит испарение топлива.

Движущаяся жидкая пленка также может переносить тепло [8, 9]. Масса, переносимая через единицу площади сечения пленки жидкости в единицу времени, определяется выражением [10]

$$\dot{m} = \frac{\rho_f h_f}{2\mu} \sigma_T \frac{dT}{dz},$$

здесь T — температура; $\sigma_T = d\sigma/dT$; σ и μ — коэффициенты поверхностного натяжения и динамической вязкости жидкости со-

ответственно. Из этой формулы видно, что переносимая масса жидкости зависит, в частности, и от толщины пленки топлива. Экспериментальных данных о зависимости $h_f(z)$ нет. Поэтому трудно оценить вклад конвективного переноса тепла жидкостью. Однако для этой оценки можно использовать экспериментальные профили температуры подложки. Экспериментально было показано, что в зоне подогрева профиль температуры экспоненциально зависит от координаты. При этом экспонента в основном определяется эффективным значением коэффициента температуропроводности слоевой системы, т. е. перенос массы не дает заметного вклада в перенос тепла в зону подогрева. Основное количество тепла передается вперед теплопроводностью по подложке, а толщина пленки топлива полагается постоянной в зоне 1. Поэтому в простейшем варианте модели учитывается только перенос тепла теплопроводностью по подложке. Предполагается, что слой топлива полностью испаряется на длине δ в области 2.

В рамках этих предположений получим квазиодномерные уравнения для продольного распределения тепла в системе «подложка — топливо». В системе отсчета, связанной с движущимся пламенем, газ и подложка со слоем топлива набегают на пламя с постоянной скоростью u вдоль оси z . Уравнения распространения тепла по подложке и в слое жидкого топлива в этом случае имеют вид

$$c_{p,s}\rho_s u \frac{\partial T_s}{\partial z} - \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} - \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$c_{p,f}\rho_f u \frac{\partial T_f}{\partial z} - \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} - \lambda_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial x^2} = 0,$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Координата x отсчитывается вдоль оси, нормальной к поверхности подложки. Толщина пленки топлива равна h_f , а подложки — h_s . Поверхность, разделяющая подложку и холодный газ, задана уравнением $x = 0$, а граница между топливом и подложкой — уравнением $x = h_s$. Граница между топливом и газом определена при $x = h_s + h_f$. На этих границах в случае конвективного теплообмена можно записать следующие условия для потоков тепла:

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \alpha(T_s - T_0); \quad (2)$$

$x = h_s$ и $z < \delta$:

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial x}, \quad T_s = T_f; \quad (3)$$

$x = h_s + h_f$ и $z < 0$:

$$\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial x} = -\alpha(T_f - T_0); \quad (4)$$

$0 < z < \delta$:

$$\lambda_f \frac{\partial T_f}{\partial x} = -\alpha(T_f - T_b) + q\rho_f u \frac{dh_f}{dz}; \quad (5)$$

здесь q — удельная теплота испарения топлива. При $x = h_s$ и $\delta < z < L$

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = -\alpha(T_s - T_b), \quad (6)$$

а при $x = h_s$ и $z > L$

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = -\alpha(T_s - T_0). \quad (7)$$

При записи граничных условий предполагалось, что топливо находится лишь в области $z < \delta$ и полностью отсутствует в области горения $z > \delta$. Считая систему «топливо — подложка» термически тонкой, проинтегрируем уравнения (1) по поперечной координате x от 0 до h_s для подложки и в интервале от h_s до $h_s + h_f$ для слоя топлива. При этом будем считать, что температуры подложки $T_s(z)$ и топлива $T_f(z)$ одинаковы и равны своим средним значениям вдоль оси x :

$$\langle T_s(z) \rangle = \langle T_f(z) \rangle = T(z),$$

где

$$\langle T_s(z) \rangle = \frac{1}{h_s} \int_0^{h_s} T_s(z) dx,$$

$$\langle T_f(z) \rangle = \frac{1}{h_f} \int_{h_s}^{h_s+h_f} T_f(z) dx.$$

После интегрирования система (1) принимает вид

$$c_{p,s}\rho_s u h_s \frac{\partial T_s}{\partial z} - \lambda_s h_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} - \lambda_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{h_s} - \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_0 \right) = 0, \quad (8)$$

$$c_{p,f}\rho_f u h_f \frac{\partial T_f}{\partial z} - \lambda_f h_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial z^2} - \lambda_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial x} \Big|_{h_s+h_f} - \frac{\partial T_f}{\partial x} \Big|_{h_s} \right) = 0.$$

Складывая уравнения в системе (8) и учитывая граничные условия (2)–(7), получим квазиодномерные уравнения для температуры $T(z)$: $-\infty < z < 0$:

$$u \frac{dT_1}{dz} - \kappa \frac{d^2 T_1}{dz^2} + 2\omega(T_1 - T_0) = 0; \quad (9)$$

$\delta < z < L$:

$$u \frac{dT_2}{dz} - \kappa_s \frac{d^2 T_2}{dz^2} + \omega_s(2T_2 - T_b - T_0) = 0; \quad (10)$$

$L < z < \infty$:

$$u \frac{dT_3}{dz} - \kappa_s \frac{d^2 T_3}{dz^2} + 2\omega_s(T_3 - T_0) = 0. \quad (11)$$

Здесь

$$\omega = \frac{\alpha}{c_{p,s}\rho_s h_s + c_{p,f}\rho_f h_f}, \quad \omega_s = \frac{\alpha}{c_{p,s}\rho_s h_s}.$$

Индексы 1, 2, 3 относятся к областям $-\infty < z < 0$, $\delta < z < L$, $L < z < \infty$ соответственно.

Остановимся на вопросе об условиях, связывающих производные и значения функции $T(z)$ в точках $z = 0$ и $z = L$. На границе областей 2 и 3 температура и ее производная непрерывны:

$$T_2 \Big|_{z=L} = T_3 \Big|_{z=L}, \quad \frac{dT_2}{dz} \Big|_{z=L} = \frac{dT_3}{dz} \Big|_{z=L}. \quad (12)$$

Чтобы получить граничное условие, связывающее температуру и потоки тепла на границе областей 1 и 2, воспользуемся предположением о том, что протяженность зоны испарения топлива много меньше характерной длины нагрева подложки продуктами горения ($\delta \ll (\kappa_s \omega_s)^{1/2} \approx 3$ мм) и много меньше длины зоны горения ($\delta \ll L \approx 3$ см).

Рассмотрим два варианта условий, связывающих потоки тепла на границах области $0 < z < \delta$. Первый вариант получим в предельном случае $\delta \rightarrow 0$, второй — в предположении $h_f \ll \delta \ll L$. Для этого запишем уравнение для температуры подложки и топлива в области $0 < z < \delta$ в квазиодномерном приближении:

$$u \frac{dT}{dz} - \kappa(z) \frac{d^2 T}{dz^2} + \omega(z)(2T - T_b - T_0) - \frac{q\rho_f u}{c_{p,s}\rho_s h_s + c_{p,f}\rho_f h_f(z)} \frac{dh_f}{dz} = 0. \quad (13)$$

Это уравнение получено тем же способом, что и (10), с учетом граничного условия (5).

В выражении (13) учитывался расход тепла, необходимый для испарения топлива. Для того чтобы получить связь между потоками тепла на границах зоны δ , проинтегрируем уравнение (13) по координате z в пределах от 0 до δ :

$$u(T \Big|_{z=\delta} - T \Big|_{z=0}) - \left(\kappa_s \frac{dT}{dz} \Big|_{z=\delta} - \kappa \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} \right) + \frac{1}{2}(\omega_s + \omega)\delta(2T \Big|_{z=0} - T_b - T_0) + \frac{qu}{c_{p,f}} \ln \left(1 + \frac{c_{p,f}\rho_f h_f}{c_{p,s}\rho_s h_s} \right) = 0. \quad (14)$$

При интегрировании (13) интегралы от членов, содержащих переменную толщину пленки топлива h_f , вычислялись приближенно по правилам

$$\int_0^\delta \kappa(z) \frac{d^2 T}{dz^2} dz \simeq \kappa_s \frac{dT_2}{dz} \Big|_{z=\delta} - \kappa \frac{dT_1}{dz} \Big|_{z=0},$$

$$\int_0^\delta \omega(z)(2T - T_b - T_0) dz \simeq$$

$$\simeq (\omega_s + \omega)\delta(2T \Big|_{z=0} - T_b - T_0)/2.$$

Граничное условие для потоков тепла получено из уравнения (14):

$$\begin{aligned} \kappa_s \frac{dT_2}{dz} \Big|_{z=\delta} &= (\kappa + u\delta) \frac{dT_1}{dz} \Big|_{z=0} + \\ &+ \frac{qu}{c_{p,f}} \ln \left(1 + \frac{c_{p,f}\rho_f h_f}{c_{p,s}\rho_s h_s} \right) + \\ &+ \delta(\omega_s + \omega)(2T_0 - T_b - T_0)/2. \end{aligned} \quad (15)$$

Температуры на границах зоны δ связаны следующим образом:

$$T_2(z)|_{z=\delta} = T_v + \delta \left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0}. \quad (16)$$

Здесь $T_v = T|_{z=0}$. В модели предполагается, что температура на границе $z = 0$, где начинается диффузионный факел пламени в газовой фазе, равна температуре T_v , при которой концентрация паров топлива на поверхности жидкости достигает в равновесных условиях стехиометрического значения.

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ

Рассмотрим решения, описывающие диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке. Решение линейной системы уравнений (9)–(11) с граничными условиями (12), (15), (16) не вызывает принципиальных математических трудностей. Распределение температуры в конденсированной фазе по оси z , полученное из решения этой системы уравнений, имеет вид

$$T_1 = T_0 + (T_v - T_0) \exp(\lambda_0 z), \quad (17)$$

$$T_2 = \frac{T_b + T_0}{2} + A \exp(\lambda_+ z) + B \exp(\lambda_- z), \quad (18)$$

$$T_3 = T_0 + C \exp(\lambda_- z). \quad (19)$$

Здесь

$$\lambda_0 = \frac{u}{2\kappa} + \sqrt{\left(\frac{u}{2\kappa}\right)^2 + \frac{2\omega}{\kappa}},$$

$$\lambda_{\pm} = \frac{u}{2\kappa_s} \pm \sqrt{\left(\frac{u}{2\kappa_s}\right)^2 + \frac{2\omega_s}{\kappa_s}},$$

$$A = \frac{\lambda_- (T_b - T_0) \exp(-\lambda_+ L)}{2(\lambda_+ - \lambda_-)},$$

$$B = -A \exp((\lambda_+ - \lambda_-)\delta) - (T_b + T_0 - 2T_v) \times \\ \times \exp(\lambda_- \delta)/2 + (T_v - T_0) \lambda_0 \delta \exp(-\lambda_- \delta),$$

$$C = B + \lambda_+ A \exp((\lambda_+ - \lambda_-)L)/\lambda_-.$$

Подставляя решения (17)–(19) в граничное условие (15), получаем трансцендентное уравнение для скорости распространения волны горения:

$$\lambda_- (\Theta - (\Theta + 2) \exp(-\lambda_+ (L - \delta)))/2 +$$

$$+ \lambda_0 \left(\frac{\kappa}{\kappa_s} - \delta \left(\lambda_- - \frac{u}{\kappa_s} \right) \right) +$$

$$+ \frac{qu}{\kappa_s c_{p,f} (T_v - T_0)} \ln \left(1 + \frac{c_{p,f} \rho_f h_f}{c_{p,s} \rho_s h_s} \right) -$$

$$- \frac{\omega_s + \omega}{2\kappa_s} \Theta \delta = 0, \quad (20)$$

где $\Theta = (T_b + T_0 - 2T_v)/(T_v - T_0)$.

При выполнении условий $u^2 \gg 8\omega\kappa$, $L \gg \kappa_s/u$ и $\delta \ll \kappa/u$ уравнение для скорости волны горения может быть записано в простом виде:

$$u^2 = \frac{\alpha\kappa_s}{c_{p,s}\rho_s h_s} \times \\ \times \left[1 + \frac{q}{c_{p,f}(T_v - T_0)} \ln \left(1 + \frac{c_{p,f}\rho_f h_f}{c_{p,s}\rho_s h_s} \right) \right]^{-1} \times \\ \times \frac{T_b + T_0 - 2T_v}{T_v - T_0}. \quad (21)$$

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведем сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей скорости распространения пламени от толщины подложки и начальной температуры. Сравним также экспериментальный профиль температуры системы и рассчитанный по уравнениям (17)–(19).

Для расчета необходимо знание соответствующих параметров задачи. Температура в области продуктов горения T_b принималась равной 2000 К. Температура, при которой давление насыщенных паров топлива в равновесных условиях соответствует стехиометрическому составу в смеси с воздухом, рассчитывалась по известным зависимостям давления насыщенного пара от температуры из [11]: для *n*-ундекана $T_v = 344$ К, а для *n*-бутанола $T_v = 319$ К. Данные по теплоте испарения, теплопроводности, теплоемкости и плотности для топлив и подложек взяты из [11, 12]. Толщина подложек измерялась микрометром, а также рассчитывалась по массе фольги известной площади. Точность измерения толщины фольги 10 %. Определенная весовым методом толщина пленки составляла 7 мкм для *n*-ундекана

и 8 мкм для *n*-бутанола (точность определения толщины пленки топлива $\approx 15\%$). Однако при распространении пламени сверху вниз на вертикальной подложке видно, что впереди кромки пламени на расстоянии ≈ 1 см от нее по подложке движется валик топлива, из которого вытекает избыток топлива в виде отдельных «пальцев» [10]. Очевидно, что у кромки пламени пленка тоньше, чем измеренная перед экспериментом. Ее реальная толщина оценивалась следующим образом. Жидкость наносилась на поверхность горизонтально расположенной полоски фольги (во избежание неравномерного вытекания жидкости из валика под действием сил тяготения) не по всей ее длине, а только на определенном участке. Затем инициировалось распространение пламени. Оказалось, что пламя распространяется значительно дальше пределов смоченного участка. Это обусловлено тем, что во фронте пламени в единицу времени сгорает не все топливо, соответствующее первоначальной толщине пленки. Часть топлива переносится силами поверхностного натяжения вперед. Поэтому после прохождения участка с первоначально нанесенным топливом пламя продолжает свое движение. Отношение пройденного пламенем расстояния к длине участка с нанесенной пленкой характеризует отношение первоначальной толщины пленки топлива к толщине пленки непосредственно под кромкой пламени. Оказалось, что под кромкой пламени находится пленка в 2–3 раза тоньше первоначально измеренной. В расчетах по модели толщина пленки считалась постоянной и принималась равной 3 мкм.

Коэффициент теплообмена α оценивался из представлений о свободно-конвективном теплообмене между фронтом пламени и подложкой [13]:

$$Nu = 0,516Ra^{0,25} = 0,516 \left(\frac{gd^3T_b}{\nu^2T_0} Pr \right)^{0,25},$$

$$\alpha \approx 28 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}),$$

где Ra , $Pr = 0,7$ — числа Рэлея и Прандтля, g — ускорение свободного падения, $d = 1$ см — характерный поперечный размер зоны продуктов сгорания, ν — кинематическая вязкость газа, в качестве которой принималась вязкость воздуха при начальной температуре. В расчетах значение α для всех типов топлив не изменялось и было принято равным $23 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{м}^2)$.

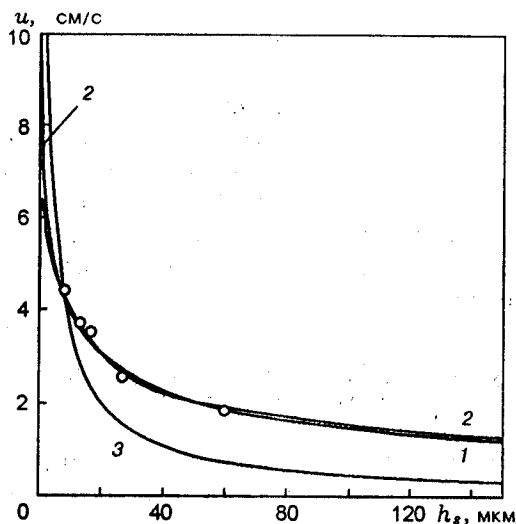


Рис. 3. Зависимость скорости распространения волны горения от толщины подложки:

n-ундекан на алюминиевой подложке; точки — эксперимент; 1 — точное решение, 2 — решение по формуле (21), 3 — по [2]

Длина зоны испарения δ определяется условиями смачивания фольги данным топливом и зависит от угла смачивания и температуры системы. Эта величина измерялась по фотографиям распространяющегося пламени. Для системы «*n*-ундекан — фольга» $\delta = 2,5$ мм, а для системы «*n*-бутанол — фольга» $\delta = 15$ мм.

Зависимость скорости волны горения u от толщины подложки h_s для слоевой системы «*n*-ундекан на алюминиевой фольге», рассчитанная по формуле (21), приведена на рис. 3 (кривая 2). На этом же рисунке приведены экспериментальные данные (точки) и точное решение уравнения (20) (кривая 1). Численными расчетами было показано, что при $L > 1$ см длина факела пламени L практически не влияет на расчетное значение скорости волны горения. В экспериментах длина факела была в пределах $1,5 < L < 5$ см. В расчетах принималось, что $L = 3$ см. Из рисунка видно, что для толщин фольги больше 5 мкм приближенная формула (21) и точное решение дают практически одинаковый результат, который согласуется с экспериментальными данными. Совпадение результатов расчетов по приближенной (21) и точной (20) формулам обусловлено тем, что для *n*-ундекана, для которого значение δ мало, выполняется условие, поставленное при получении приближенной формулы. Для слоевой системы «*n*-бутанол — алюми-

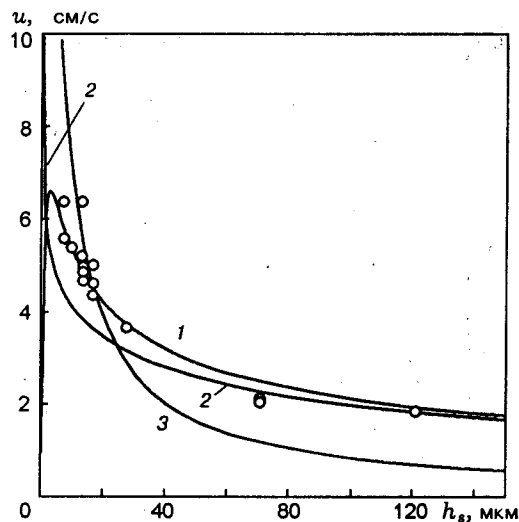


Рис. 4. Зависимость скорости распространения волны горения от толщины подложки:

n-бутанол на алюминиевой подложке; точки — эксперимент; 1 — точное решение, 2 — решение по формуле (21), 3 — по [2]

евая фольга» точное решение достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты (рис. 4, кривая 1). Однако приближенная формула (21) дает заметное отклонение (кривая 2). Это связано с тем, что при уменьшении толщины подложки растет скорость распространения пламени и для *n*-бутанола с большим значением δ не выполняется условие $\delta \ll \kappa/u$ — одно из условий получения приближенной формулы (21) для скорости. Расхождение между точным и приближенным решениями наблюдается в области очень малых толщин, для которых экспериментальная проверка сильно затруднена. Точное решение по уравнению (20) имеет максимум для толщин $2 \div 4$ мкм. Для более тонких подложек при их утоньшении скорость волны горения падает, поскольку при малых толщинах подложка не обеспечивает необходимого притока тепла для испарения топлива перед кромкой пламени.

Таким образом, для *n*-бутанола и *n*-ундекана, свойства которых значительно различаются (температура кипения, угол смачивания и др.), предложенная модель хорошо описывает экспериментальные результаты. Приближенное решение (21) также дает хорошее согласие с экспериментом, но только в том случае, когда выполняется условие его получения.

В работах [2–4], посвященных моделям распространения пламени по поверхности тон-

ких слоев конденсированных топлив, приводится формула для скорости, в которую входят такие параметры, как теплопроводность газа, теплоемкость и плотность топлива, толщина слоя топлива, температура продуктов сгорания, температура кипения топлива, начальная температура:

$$u = \frac{\sqrt{2}\lambda_g}{c_f \rho_f h_f} \frac{T_b - T_v}{T_v - T_0}$$

Здесь произведение $c_f \rho_f h_f$ — теплоемкость единицы поверхности слоя топлива. Чтобы применить эти модели для нашей слоевой системы, которая также термически тонкая, вместо указанного произведения надо взять сумму $c_f \rho_f h_f + c_s \rho_s h_s$. Величина T_v в работе [2] определена нечетко, как температура испарения. Для расчетов используем значение, близкое к температуре, при которой над поверхностью топлива образуется в равновесных условиях смесь стехиометрического состава. Подставляя значения теплофизических параметров для конкретных слоевых систем, получим значения скорости распространения пламени значительно ниже экспериментальных (см. рис. 3 и рис. 4, кривые 3). Если же T_v взять равной температуре кипения, то расчетное значение скорости по [2] будет еще ниже. Только для самых тонких фольг ($7 \div 15$ мкм) рассчитанные значения близки экспериментальным. Для больших значений h_s рассчитанные и экспериментальные значения сильно отличаются. Таким образом, сравнение экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, с расчетными по модели [2] позволяет утверждать, что эта модель не описывает слоевую термически тонкую систему.

Следует отметить, что в моделях диффузионного горения материалов [2] предполагалось, что температура на поверхности материала за фронтом горения постоянна и равна некоторой температуре испарения. В приложении к системе «жидкое топливо — подложка» эта температура, как следует из [2], должна быть близка к температуре кипения. В то же время экспериментальные наблюдения и результаты математического моделирования показывают, что температура системы «топливо — подложка» не постоянна, а при некоторых условиях она вообще меньше температуры кипения топлива. Кроме того, термометрические измерения температуры системы в начале диффузионного факела подтверждают справедли-

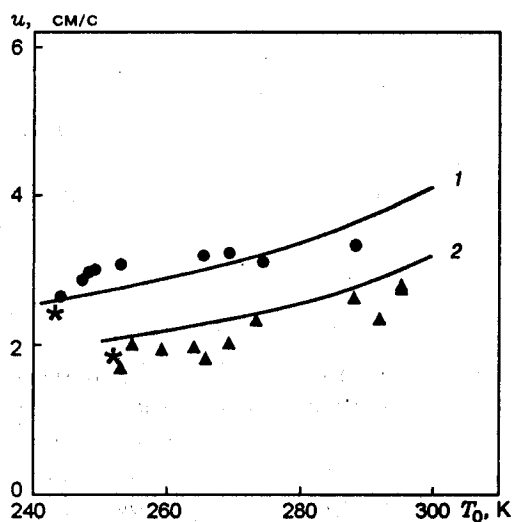


Рис. 5. Зависимость скорости распространения волны горения от начальной температуры:

топливо — *n*-ундекан, подложка: 1 — алюминий, 2 — медь, точки (кружки, треугольники) — эксперимент, линии — расчет по формуле (20); звездочки — предельные экспериментальные значения

вость предположения о значении температуры, при которой пары топлива над поверхностью будут находиться с газообразным окислителем в соотношении, близком к стехиометрическому.

На рис. 5 приведены зависимости скорости волны горения для различных топлив от начальной температуры T_0 , рассчитанные по уравнению (20), а также соответствующие экспериментальные данные. Из представленных данных следует, что предлагаемая простая теория правильно отражает влияние начальной температуры на скорость волны горения в слоевой системе. Однако в ней не заложен механизм предела по начальной температуре, который наблюдается экспериментально (см. рис. 5).

На рис. 6 (линия 2) показано распределение температуры в системе «*n*-ундекан — медная фольга», рассчитанное по формулам (17)–(19) при $u = 2$ см/с (в эксперименте $u = 1,9$ см/с), $h_s = 45$ мкм, $h_f = 3$ мкм. Это распределение качественно согласуется с термометрическими измерениями, проведенными для этих значений параметров (см. рис. 6, линия 1).

Формула (21) демонстрирует слабую зависимость скорости пламени от толщины слоя топлива. Этот парадоксальный на первый взгляд результат подтверждается экспериментально. При уменьшении толщины слоя топлива почти в два раза (при подсушивании плен-

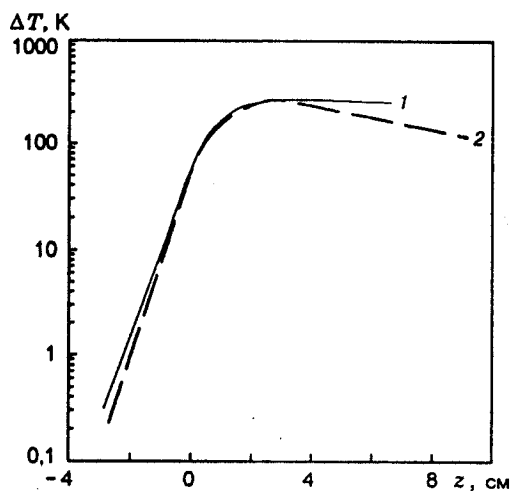


Рис. 6. Температурный профиль в слоевой системе «*n*-ундекан на медной подложке»:

1 — эксперимент, 2 — расчет

ки в результате испарения перед инициированием волны горения) скорость пламени не изменялась. По-видимому, это связано с тем, что под кромкой пламени толщина пленки существенно меньше начальной. Волна горения сама формирует некоторую критическую толщину в точке расположения кромки пламени. И скорость волны горения не будет зависеть от толщины пленки до тех пор, пока начальная толщина пленки не окажется меньше этого критического значения. Если начальная толщина пленки меньше критической, то не очевидно, что волна горения не будет способна распространяться. Визуально наблюдалось уменьшение длины факела пламени и уменьшение объема движущейся перед кромкой пламени жидкости. Очевидно, что вследствие слабой зависимости скорости от длины факела (при его достаточно больших размерах по сравнению с зоной подогрева) уменьшение размера факела из-за уменьшения толщины слоя топлива не вызывает снижения скорости распространения. Увеличение же скорости вследствие уменьшения затрат на испарение невелико.

Таким образом, несмотря на грубую одномерную постановку, не учитывающую реальное распределение температуры в газовой фазе, предложенная модель дает хорошую оценку для скорости распространения пламени при различных параметрах задачи.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант 96-1173) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-03-32417).

ЛИТЕРАТУРА

1. Коржавин А. А., Бунев В. А., Гордиенко Д. М., Бабкин В. С. Поведение пламен, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 15–18.
2. De Ris J. N. Spread of a laminar diffusion flame // Twelfth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg, PA: The Combustion Inst., 1969. P. 241–252.
3. Wichman I. S. Theory of opposed-flow flame spread // Prog. Energy Combust. Sci. 1992. V. 18. P. 553–593.
4. Рыбанин С. С., Соболев С. Л., Стефик Л. Н. К теории распространения ламинарного диффузионного пламени по поверхности горючего материала // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем / Под ред. А. Г. Мержанова. Черноголовка, 1980. С. 32–38.
5. Sibulkin M., Ketelhut W. and Feldman S. Effects of orientation and external flow velocity on flame spreading over thermally thin paper strips // Combust. Sci. Technol. 1974. V. 9. P. 75–77.
6. Simms D. L. Ignition of cellulosic materials by radiation // Combust. Flame. 1960. V. 4, N 4. P. 293–300.
7. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Скорость и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. Черноголовка, 1988. (Препр./ РАН. ОИХФ).
8. Sirignano W. A. and Glassman I. Flame spreading above liquid fuels: Surface-tension-driven flows // Combust. Sci. Technol. 1970. V. 1. P. 307–312.
9. Ito A., Konishi T., Narummi A. et al. The measurement of transient 2-D profiles of velocity and fuel concentration over liquids // Proc. of the ASME Heat Transfer Division. V. 2. ASME 1997.
10. Дерягин Б. В., Чураев Н. В. Смачивающие пленки. М.: Наука, 1984.
11. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
12. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
13. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990.

*Поступила в редакцию 13/VII 1999 г.,
в окончательном варианте — 20/II 2000 г.*