

УДК 536.46

О ФОРМЕ ПЛАМЕНИ ПРИ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ ПЛЕНКИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА НА ПОДЛОЖКЕ

А. А. Коржавин, И. Г. Намятов

Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, 630090 Новосибирск
korzh@kinetics.nsc.ru

Рассмотрена классическая задача Бурке — Шумана применительно к построению математической модели диффузионного пламени, распространяющегося над пленкой топлива, нанесенного на тонкую подложку. В данной постановке моделировалось горение газообразного топлива, вытекающего из тонкой щели (полушириной x_{in}) и смешивающегося с окислителем, вытекающим из параллельной щели (с внешней границей x_{out}). Выделены определяющие параметры, от которых зависит положение фронта пламени в пространстве: число Пекле Pe , стехиометрический параметр A , зависящий от соотношения горючее/окислитель, и геометрический $X_{in} = x_{in}/x_{out}$. Проанализированы зависимости длины пламени от этих параметров, в том числе при $x_{out} \rightarrow \infty$. Сравнение расчетов с полученными экспериментальными данными показало хорошее согласие.

Ключевые слова: горение, диффузионное пламя, задача Бурке — Шумана.

DOI 10.15372/FGV20150501

ВВЕДЕНИЕ

Распространение пламени над поверхностью горючих веществ — достаточно часто встречающееся явление. Оно наблюдается над поверхностью как жидкого, так и твердого топлива. Механизм этого явления достаточно сложен, в нем взаимосвязано несколько физико-химических процессов, таких как теплопроводность, диффузия, испарение, пиролиз, движение газа и жидкости, химическая кинетика и др.

В работах [1–10] развивается новый подход, позволяющий упростить изучаемую систему. Сущность этого подхода состоит в использовании термически тонкой слоевой системы — жидкое топливо на тонкой металлической подложке. Проведены экспериментальные исследования стационарных (низкоскоростной [1–3, 5, 8–10] и свободно-конвективный [5, 7]) и нестационарных режимов распространения диффузионного газофазного пламени в такой системе [4, 5]. В работе [3] на основе полученных экспериментальных данных показано, что механизмом, определяющим нагрев и испарение горючей жидкости, является передача тепла из области продуктов горения в зону подогрева

за счет высокой продольной теплопроводности подложки. Построена простая модель, учитывающая особенности системы. В качестве параметров в модели используются теплофизические и геометрические параметры подложки и топлива, а также длина пламени, что, по существу, должно быть не параметром, а одним из результатов решения диффузионной задачи. Предложенная в [3] модель основана на том, что ведущим механизмом передачи тепла в системе является кондуктивная теплопередача по подложке за счет ее высокой теплопроводности. Однако количество тепла, расходуемого на нагрев подложки, задается параметрами газофазного пламени, в частности его длиной. Размер зоны горячих продуктов сгорания входит в эту теорию в качестве параметра и должен определяться другими методами. Поэтому в данной работе ставится задача нахождения формы пламени при диффузионном горении паров топлива.

На рис. 1,а представлена схема распространения пламени над подложкой в системе отсчета, связанной с пламенем. Справа от подложки, толщина которой в данном случае не важна, находится пленка топлива, далее на некотором расстоянии располагается пламя. Если опустить перпендикуляр из кромки пламени на подложку, то его пересечение с плоскостью подложки будем считать началом координат. Ось абсцисс X направлена вправо, ось ор-

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-08-00480) интеграционного проекта СО РАН № 116.

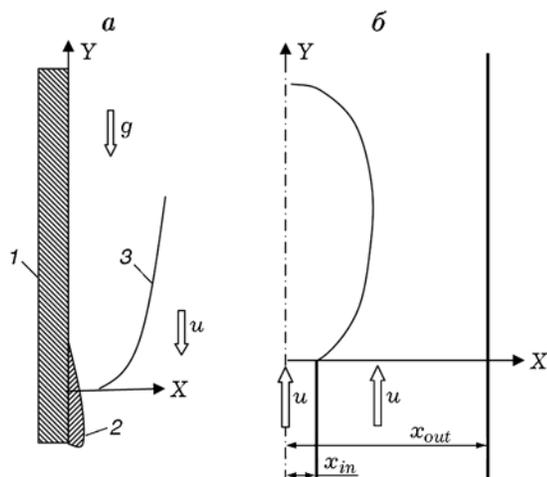


Рис. 1. Схема диффузионного пламени:
 а — над пленкой топлива на подложке: 1 — подложка, 2 — пленка топлива, 3 — фронт пламени;
 б — по Бурке — Шуману

динат Y — вверх, ось Z перпендикулярна плоскости рисунка. Толщина пленки топлива меняется вдоль оси Y , непосредственно под кромкой пламени ее толщина h_f . Кромка пламени отстоит от поверхности топлива на расстояние h_g . Толщина пленки топлива порядка 10 мкм, а пламя отстоит от топлива на расстояние порядка 1 мм, таким образом, $h_f \ll h_g$. Подложка неподвижна относительно окружающей среды и лабораторной системы отсчета. Пламя распространяется со скоростью u относительно лабораторной системы.

ЗАДАЧА О ДИФфуЗИОННОМ ПЛАМЕНИ

Решение классической задачи Бурке — Шумана дает ответ на вопрос о форме пламени при горении газообразного топлива либо в концентрических ламинарных потоках горючего и окислителя (цилиндрическая симметрия, см., например, [11]), либо в двумерной плоской геометрии, в этом случае горючее вытекает из щели бесконечной длины и конечной ширины x_{in} в симметрично расположенную бесконечную щель шириной x_{out} [12, 13]. Как в первоначальной постановке Бурке — Шумана, так и в работе [11] пренебрегается диффузией в направлении потока, поэтому это решение неприменимо при малых скоростях потока. В [12] из-за более простой геометрии легко учитывается также и диффузия вдоль потока.

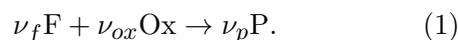
В работах [11–13] показано, что с ростом скорости подачи горючего и окислителя

(их скорости равны) длина пламени H растет линейно при условии ламинарности потоков: в [11] — пропорционально скорости потока, в [12] — линейно при достаточно высокой скорости, а при приближении скорости потока к нулю длина пламени стремится к конечной величине. В обеих постановках не рассмотрен вопрос о высоте пламени при изменении внешнего размера системы в условиях сохранения постоянными внутреннего размера и скорости.

В данной работе в части решения классической задачи мы хотим показать, что при постоянной скорости пламени ($u = \text{const}$) существует асимптотика для длины пламени при $x_{out} \rightarrow \infty$, и определить, при какой ширине щели можно считать длину пламени H не зависящей от x_{out} .

Рассмотрим модель пламени в рамках классической задачи Бурке — Шумана (рис. 1, б). Из внутренней щели полушириной $x_{in} \approx h_g$ со скоростью u подается горючее, из внешней щели при $x_{in} < x < x_{out}$ со скоростью u подается воздух. Плоскость YZ является плоскостью симметрии. На рис. 1, б представлена также правая граница, влияние расстояния x_{out} до которой предстоит изучить. Реакция одностадийная, коэффициенты диффузии реагентов и температуропроводности смеси равны ($Le = 1$), среднемассовая скорость потока всюду параллельна оси Y и постоянна, диффузией по Y , в отличие от [11], не пренебрегаем. Для нахождения формы пламени достаточно вычислить поля концентраций горючего и окислителя, не рассматривая поле температуры.

Как и в классической постановке [11], в диффузионном пламени происходит одностадийная химическая реакция исходного горючего вещества F и окислителя Ox в конечные продукты реакции P :



Здесь ν_f , ν_{ox} , ν_p — стехиометрические коэффициенты топлива, окислителя и продуктов соответственно; $\nu_i = n_i M_i$, где n_i — количество молей, M_i — соответствующая молекулярная масса, если уравнение (1) записано для молярных долей.

Решение уравнений диффузии обоих компонентов проводилось аналогично [11, 12]. В результате мы получили уравнение, в которое входит скорость химической реакции:

$$\text{Pe} \frac{\partial p}{\partial Y} - \left(\frac{\partial^2 p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial Y^2} \right) = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$p = \frac{a_f}{\nu_f} - \frac{a_{ox}}{\nu_{ox}},$$

$\text{Pe} = ux_{out}/D$, D — коэффициент диффузии, равный коэффициенту температуропроводности, $X = x/x_{out}$, $Y = y/x_{out}$, x_{out} — расстояние от плоскости симметрии ZY до границы внешней щели, a_f , a_{ox} — массовые концентрации топлива и окислителя соответственно, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Рассмотрим сначала граничные условия для этого уравнения в классической постановке:

$$0 < X < X_{in}, \quad Y = 0: \quad p = a_{f0}/\nu_f; \quad (3)$$

$$X_{in} < X < 1, \quad Y = 0: \quad p = -a_{ox0}/\nu_{ox}; \quad (4)$$

$$X = 0, \quad Y > 0: \quad \frac{\partial p}{\partial X} = 0 \quad (\text{симметрия}); \quad (5)$$

$$X = 1, \quad Y > 0: \quad \frac{\partial p}{\partial X} = 0 \quad (\text{непроницаемость стенки}); \quad (6)$$

$$Y \rightarrow \infty: \quad p \text{ ограничено.} \quad (7)$$

Здесь $X_{in} = x_{in}/x_{out}$, x_{in} — расстояние от плоскости симметрии ZY до границы внутренней щели ($x_{in} = h_{in}$). Вдали от зоны смешения и химической реакции, где концентрации горючего и окислителя близки к начальным, имеем $p = a_{f0}/\nu_f > 0$ и $p = -a_{ox0}/\nu_{ox} < 0$ соответственно. Поверхность, на которой p меняет знак, есть поверхность горения, и условие $p = 0$ представляет собой уравнение поверхности пламени.

Уравнение (2) решается методом разделения переменных [11, 12], и в общем виде решение имеет вид

$$p(X, Y) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos n\pi X \times \exp \left[\left(\text{Pe} - \sqrt{\text{Pe}^2 + 4n^2\pi^2} \right) \frac{Y}{2} \right]. \quad (8)$$

При $Y = 0$

$$p(X, 0) = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cos n\pi X. \quad (9)$$

Выражение (9) представляет собой разложение в ряд Фурье по косинусам функции $p(X, 0)$. Для решения любой задачи диффузионного горения методом Бурке — Шумана достаточно знать распределение концентраций реагентов и разложить функцию $p(X, 0)$ в ряд Фурье по косинусам, чтобы определить коэффициенты c_i . В нашем случае распределение ступенчатое (граничные условия (3), (4)), коэффициенты легко находятся и окончательно выражение для p принимает вид

$$p = \left(\frac{a_{f0}}{\nu_f} + \frac{a_{ox0}}{\nu_{ox}} \right) X_{in} - \frac{a_{ox0}}{\nu_{ox}} + 2 \left(\frac{a_{f0}}{\nu_f} + \frac{a_{ox0}}{\nu_{ox}} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi X_{in}}{n\pi} \cos n\pi X \times \exp \left[\left(\text{Pe} - \sqrt{\text{Pe}^2 + 4n^2\pi^2} \right) \frac{Y}{2} \right].$$

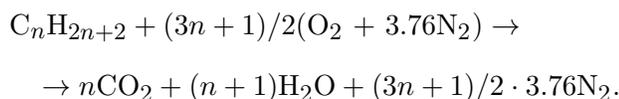
Полагая в данном выражении $p = 0$, получаем координаты поверхности пламени X_f , Y_f , а для удобства разделим уравнение на $(a_{f0}/\nu_f + a_{ox0}/\nu_{ox})X_{in}$. Следует отметить, что $\alpha = \frac{a_{ox}}{\nu_{ox}} \frac{\nu_f}{a_{f0}}$ является аналогом коэффициента избытка окислителя, часто используемого для характеристики горючей смеси гомогенного пламени, применительно к диффузионным пламенам (соответственно $\phi = 1/\alpha$ — коэффициент избытка топлива [12]). Обозначим через $A = \alpha/(1 + \alpha)$ нормализованный коэффициент избытка окислителя. Уравнение для нахождения фронта пламени принимает вид

$$1 - \frac{A}{X_{in}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi X_{in}}{n\pi X_{in}} \cos n\pi X_f \times \exp \left[\left(\text{Pe} - \sqrt{\text{Pe}^2 + 4n^2\pi^2} \right) \frac{Y_f}{2} \right] = 0. \quad (10)$$

Из уравнения (10) видно, что форма пламени (соотношение между X_f и Y_f) зависит от трех параметров, которые условно можно назвать кинетическим — Pe , химическим — A , геометрическим — X_{in} .

Параметр Pe включает внешнюю задаваемую скорость потока u , коэффициент диффузии

D компонентов горючей смеси и размер внешнего канала x_{out} . Параметр $G = A/X_{in}$ является отношением нормализованного коэффициента избытка окислителя A , который определяется природой используемых топлива и окислителя, и геометрического параметра $X_{in} = x_{in}/x_{out}$, который задает соотношение между потоками топлива и окислителя. Параметры Pe и X_{in} можно менять произвольно в широких пределах, задавая, например, различную скорость потока и меняя соотношение размеров каналов. Иное дело нормализованный коэффициент избытка окислителя A . Если из внутреннего канала течет водород или газ метанового ряда C_nH_{2n+2} , а во внешнем канале воздух, то уравнение химической реакции запишется так:



Здесь принято, что воздух состоит из 0.21 объемной части кислорода и 0.79 — азота. Выражение для коэффициента избытка окислителя имеет вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{a_{ox0} \nu_f}{\nu_{ox} a_{f0}} = \\ &= \frac{32}{32 + 3.76 \cdot 28} \frac{2}{32(3n + 1)} (14n + 2) = \\ &= \frac{14n + 2}{3n + 1} 0.015. \end{aligned}$$

В случае углеводородовоздушных смесей величина α изменяется от 0.03 для водорода до 0.063 для углеводородов начиная с $n = 10$ и выше, в случае топливокислородных смесей — от 0.125 для водорода до 0.286 для углеводородов начиная с $n = 10$ и выше. Однако для других топлив значения α могут быть еще больше. Например, при горении аммиака в кислороде $\alpha = 0.714$, а при горении CO $\alpha = 1.754$. Таким образом, α может изменяться в диапазоне от 0.03 для водородовоздушных смесей до 1.754 для горения CO в кислороде, а величина A соответственно изменяется в пределах $0.029 \div 0.637$, в любом случае $A < 1$.

Уравнение (10) показывает, что при $X_{in} = A$ длина пламени стремится к бесконечности, т. е. при этих параметрах вид пламени меняется от замкнутого (рис. 2,а) до раскрытого (рис. 2,б). Расчеты проводились при $A =$

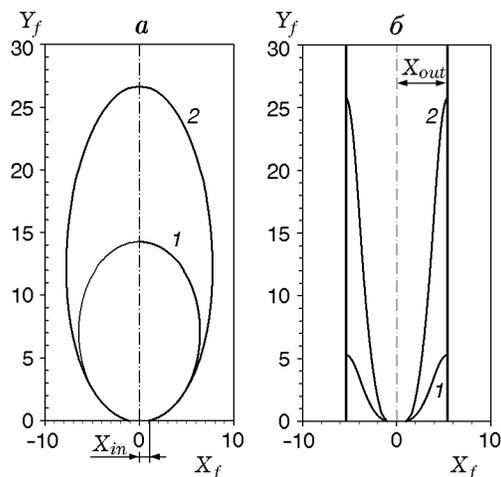


Рис. 2. Формы диффузионного пламени, полученные расчетом по уравнению (10):

1 — $Pe = 10$, 2 — $Pe = 50$; а — $X_{in} = 0.004$, $A = 0.054$; б — $X_{in} = 0.184$, $A = 0.054$, показаны внешние стенки канала

0.054, что соответствует пламени метана в воздухе. Если отношение размера внутренней щели, из которой вытекает горючее, к размеру внешней щели, из которой вытекает окислитель, меньше нормализованного коэффициента избытка окислителя, пламя будет замкнутым, а при большем размере будет иметь две ветви. Таким образом, нормализованный коэффициент избытка окислителя является фундаментальным параметром, характеризующим соотношение между топливом и окислителем.

В частности, полагая $X_f = 0$ или $X_f = 1$, получим уравнения для длины пламени H . В первом случае, когда количество подаваемого окислителя больше необходимого для выгорания горючего, пламя имеет свечеобразный вид (overventilated flame) с максимумом на оси симметрии, во втором случае при избытке горючего пламя расширяется и достигает максимума на внешней стенке (underventilated flame) (см. рис. 2). Соответствующие уравнения для длины пламени имеют вид:

$$X_f = 0, \quad X_{in} < A:$$

$$\begin{aligned} 1 - \frac{A}{X_{in}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi X_{in}}{n\pi X_{in}} \times \\ \times \exp \left[\left(Pe - \sqrt{Pe^2 + 4n^2\pi^2} \right) \frac{Y_f}{2} \right] = 0, \quad (11) \end{aligned}$$

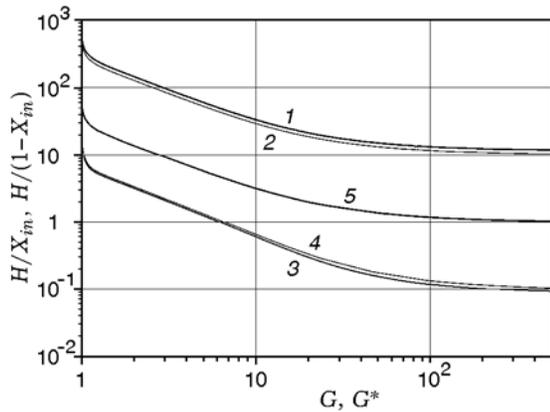


Рис. 3. Зависимость длины пламени, отнесенной к размеру внутренней (1, 2, 5) и внешней (3, 4, 5) щели, от параметров G , G^* при $Re = 50$ и различных значениях A :

H/X_{in} от G : 1 — $A = 0.054$, 2 — $A = 0.063$, 5 — $A = 0.5$; $H/(1 - X_{in})$ от G^* : 3 — $A = 0.055$, 4 — $A = 0.063$, 5 — $A = 0.5$

$X_f = 1$, $X_{in} > A$:

$$1 - \frac{A}{X_{in}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\pi X_{in}}{n\pi X_{in}} (-1)^n \times \exp \left[\left(Pe - \sqrt{Pe^2 + 4n^2\pi^2} \right) \frac{Y_f}{2} \right] = 0. \quad (12)$$

На рис. 3 представлены расчетные зависимости длины пламени H углеводородовоздушной смеси, отнесенной к размеру внутренней щели (H/X_{in}) и к размеру внешней щели ($H/(1 - X_{in})$), от параметров $G = A/X_{in}$ и $G^* = (1 - A)/(1 - X_{in})$ соответственно. В обоих случаях длину пламени нормировали на размер щели, над которой располагается пламя. Так как $0 < X_{in} < 1$, то удобно по оси абсцисс откладывать значения G при $X_{in} < A$ и G^* при $X_{in} > A$. В таких координатах при $X_{in} \rightarrow A$ $H/X_{in} \rightarrow \infty$, $H/(1 - X_{in}) \rightarrow \infty$. Из рис. 3 видно, что при $X_{in} \rightarrow 0$ или $(1 - X_{in}) \rightarrow 0$ длина пламени стремится к некоторому асимптотическому значению, зависящему от A . Чем больше A , тем меньше длина пламени при избытке окислителя, и наоборот. Применительно к углеводородовоздушным смесям это означает, что чем тяжелее углеводород, тем меньше длина пламени.

Кривые на рис. 3 получены при различных значениях A и постоянном значении числа Пекле $Re = 50$. Изменяя в расчете параметры

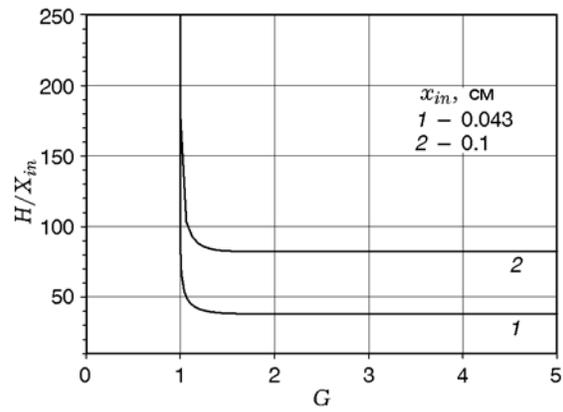


Рис. 4. Зависимость длины пламени H/X_{in} от G при горении ундекана в воздухе ($u = 2$ см/с, $A = 0.0623$)

G и G^* при $Re = ux_{out}/D = \text{const}$ и $A = \text{const}$, мы фактически изменяем как X_{in} , так и u . То есть если мы зафиксируем размер внутреннего канала ($x_{in} = \text{const}$), то, например, увеличивая размер x_{out} от значений, при которых $X_{in} < A$, получаем снижение длины пламени вследствие двух факторов: 1) увеличение x_{out} , т. е. сдвиг внешней границы системы, 2) изменение скорости. Покажем, что первый фактор действует только вблизи значений $X_{in} \approx A$, или $G = 1$.

Рис. 4 демонстрирует характерные границы влияния внешнего размера на длину пламени. Фиксированные значения x_{in} выбраны равными 0.043 и 0.1 см. Видно, что при увеличении x_{out} , т. е. уменьшении X_{in} или увеличении G , длина пламени перестает уменьшаться. Характерное значение x_{out} , при котором наступает независимость, порядка $1.5x_{in}/A$. При этом положение внешней границы перестает влиять на длину пламени и, очевидно, на его форму.

При $G > 1.5$ рис. 3 демонстрирует влияние второго фактора — снижения скорости u при увеличении x_{out} вследствие предположения $Re = \text{const}$. При этом в расчете скорость снижается обратно пропорционально x_{out} , что влечет уменьшение длины пламени в определенном диапазоне G , как и следовало ожидать. При низких значениях скорости длина пламени перестает зависеть от скорости и определяется только диффузией.

На рис. 5 приведена зависимость длины пламени, отнесенной к размеру внутренней щели $h/x_{in} = H/X_{in}$, от числа Pe , построенного по скорости и размеру внешнего канала, как в [12]. Видно, что, в отличие от [11], при низ-

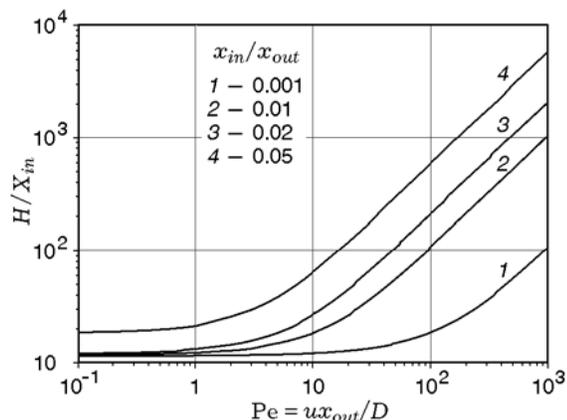


Рис. 5. Зависимость длины пламени от числа Пекле при горении метана в воздухе ($\phi = 17.4$, $A = 0.054$)

ких значениях Pe длина пламени не пропорциональна скорости (число Pe), а определяется также двумя факторами. При малых значениях X_{in} она определяется только законом диффузии (кривые 1–3), а при X_{in} , близких к A , еще и размером внутреннего канала (кривая 4). Из рис. 3, 5 следует также, что при $G \gg 1$ асимптотические значения относительной длины пламени совпадают.

ПЛАМЯ НАД ПЛЕНКОЙ ТОПЛИВА

Рассмотрим модель распространения пламени над пленкой жидкого топлива применительно к задаче Бурке — Шумана (см. рис. 1, *a*). Будем предполагать, что пленка жидкого топлива при достижении координаты $Y = 0$ полностью испаряется и его пары занимают слой толщиной h_g . Для решения задачи Бурке — Шумана примем $x_{in} = h_g$, а $x_{out} \gg x_{in}$. Таким образом, граничные условия при $Y = 0$ соответствуют условиям (3)–(7). Из внутренней щели толщиной h_g поступают пары испарившегося топлива со скоростью u , а из внешней — окислитель (воздух), тоже со скоростью u . Скорость u равна скорости движения пламени в лабораторной системе отсчета. Внешняя граница может быть любой достаточно большой, чтобы решение не зависело от ее положения.

Для получения данных о форме пламени были проведены эксперименты. Выбрана та же система, что и в экспериментальных работах [1, 2] (см. рис. 1, *a*). Фотографировалось пла-

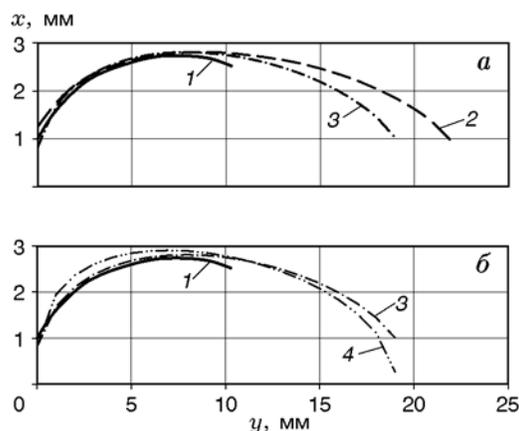


Рис. 6. Форма пламени ундекана на медной подложке толщиной 45 мкм:

1 — эксперимент, 2 — расчет по (11), 3 — расчет по (14), 4 — расчет по (15)

мя (вид сбоку) над пленкой жидкого топлива, нанесенного на медную подложку толщиной 45 мкм и шириной 1 см. При уменьшении ширины подложки до 1 см краевые эффекты незначительны, но это позволяет уменьшить ошибку при перекосе плоскости подложки относительно оптической оси объектива. Фотографии затем оцифровывались, и данные наносились на график. Точность определения координат фронта пламени задавалась «размытием» фронта за счет его смещения за время экспозиции и перекоса плоскости подложки. Точность определения координат составляла ± 0.5 мм. На рис. 6, *a* приведены данные (кривая 1) по пламени ундекана, распространяющегося со скоростью $u = 2$ см/с, а также представлены результаты расчетов. Расчеты сделаны с помощью уравнения (11) (кривая 2) при следующих параметрах: $x_{out} = 10$ см, что значительно больше $x_{in} = 0.1$ см, $u = 2$ см/с, $D = 0.2$ см²/с, $x_{in}/x_{out} = 0.001$, $Pe = 100$. Принятой, как и в работах [2, 3, 10], толщине жидкой пленки $h_f = 3$ мкм соответствует толщина газового слоя $h_g = 0.38$ мм.

В реальном эксперименте не существует внутренней и внешней щелей, поэтому рассмотрим следующую модель. Размер внешней щели положим бесконечно большим. При $x_{out} \rightarrow \infty$ дискретное преобразование Фурье (8) переходит в непрерывное. В этом случае $p(X, Y)$ запишется в виде интеграла

$$p(X^*, Y^*) = C + \int_0^{\infty} \varphi(t) \cos(tX^*) \times \\ \times \exp \left[\left(\text{Pe}^* - \sqrt{(\text{Pe}^*)^2 + 4t^2} \right) \frac{Y^*}{2} \right] dt,$$

где $\text{Pe}^* = ux_{in}/D$, $X^* = x/x_{in}$, $Y^* = y/x_{in}$, а функция $\phi(t)$ не зависит от X^* и Y^* . Так как $x_{out} \rightarrow \infty$, здесь вводится другое определение числа Pe^* и координат X^*, Y^* . В этом случае x_{in} не ширина внутренней щели, а расстояние, на которое пламя отстоит от подложки. Функцию $\phi(t)$ и константу C можно определить из граничного условия при $Y^* = 0$. Выше предполагалось, что при $Y^* = 0$ распределение концентраций топлива и окислителя имеет ступенчатый вид (3) и (4). В данном случае условия (5)–(7) сохраняются, а вместо условий (3), (4) сделаем следующие предположения. Пленка топлива при приближении к $Y^* = 0$ испаряется постепенно, при этом пары топлива диффундируют в окружающую среду и перемешиваются с воздухом. Точное распределение концентрации паров топлива рассчитать сложно, поэтому для упрощения предполагаем, что в точке $Y^* = 0$ пленка топлива испарилась полностью, а его пары имеют распределение вида

$$a_f(X^*) = a \exp(-b(X^*)^2). \quad (13)$$

Такая функция распределения является частным решением уравнения диффузии и точнее воспроизводит физическую картину распределения концентрации паров жидкости над поверхностью, чем ступенчатый вид (3), (4). Коэффициенты a и b рассчитываются из нормировки по потоку и условия, что концентрация топлива в точке ($X^* = 1, Y^* = 0$) должна быть равна стехиометрической ($a_{f,st}$). В работах [3, 12] было показано, что начало фронта пламени находится в точке, в которой образуется стехиометрическая смесь паров топлива с воздухом. Поток через плоскость $Y^* = 0$ массы газообразного топлива $Q_f = \nu \rho x_{in} \int_0^{\infty} a_f(X^*) dX^* = \nu \rho a x_{in} \int_0^{\infty} \exp(-bX^{*2}) dX^* = \frac{\nu \rho a x_{in}}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}}$ равен потоку массы пленки жидкого топлива $Q_l = \rho_l h_l u_l$. В точке $X^* = 1, Y^* = 0$ концентрация топлива равна стехиометрической $a_{f,st} = a \exp(-b)$. Таким образом, a и b можно найти из решения системы уравнений:

$$\frac{\rho a x_{in}}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} = \rho_l h_l,$$

$$a_{f,st} = a \exp(-b).$$

Концентрация окислителя находится из условия постоянства давления:

$$a_{ox} = a_{ox}^0 \left(1 - \frac{a_f \mu_{ox}}{\mu_f} \right),$$

где μ_{ox} и μ_f — молекулярные массы воздуха и топлива соответственно.

Для нахождения неизвестной функции $\varphi(t)$ необходимо решить уравнение

$$p(X^*, 0) = a \left(1 + \frac{a_{ox}^0 \mu_{ox}}{\mu_f} \right) \exp(-bX^{*2}) - \frac{a_{ox}^0}{\nu_{ox}} \rightarrow \\ \rightarrow a \left(1 + \frac{a_{ox}^0 \mu_{ox}}{\mu_f} \right) \exp(-bX^{*2}) - \frac{a_{ox}}{\nu_{ox}} = \\ = \int_0^{\infty} \varphi(t) \cos(tX^*) dt.$$

Для этого нужно выполнить обратное косинус-преобразование. В результате решение для p выглядит следующим образом:

$$p(X^*, Y^*) = -\frac{a_{ox}}{\nu_{ox}} + \frac{a}{\nu_f \sqrt{\pi b}} \left(1 + \frac{a_{ox}^0 \mu_{ox}}{\mu_f} \right) \times \\ \times \int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{t^2}{4b} \right) \cos(tX^*) \times \\ \times \exp \left[\left(\text{Pe}^* - \sqrt{\text{Pe}^{*2} + 4t^2} \right) \frac{Y^*}{2} \right] dt. \quad (14)$$

Если пренебречь диффузией вдоль оси Y , то вид этого интеграла упрощается и его можно преобразовать:

$$p(X^*, Y^*) = -\frac{a_{ox}}{\nu_{ox}} + \frac{a}{\nu_f \sqrt{\pi b}} \left(1 + \frac{a_{ox}^0 \mu_{ox}}{\mu_f} \right) \times \\ \times \int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{t^2}{4b} \right) \cos(tX^*) \exp \left(\frac{Y^* t^2}{\text{Pe}^*} \right) dt \rightarrow \\ \rightarrow -\frac{a_{ox}}{\nu_{ox}} + \frac{a \sqrt{\text{Pe}^*}}{\nu_f \sqrt{\text{Pe}^* + 4bY^*}} a \left(1 + \frac{a_{ox}^0 \mu_{ox}}{\mu_f} \right) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{\text{Pe}^* b X^{*2}}{\text{Pe}^* + 4bY^*}\right). \quad (15)$$

Чтобы получить уравнение поверхности пламени, нужно решить уравнение $p(X_f^*, Y_f^*) = 0$.

На рис. 6,а приведены результаты расчетов с помощью уравнения (14) (кривая 3), на рис. 6,б — уравнения (15) (кривая 4). Длина пламени, рассчитанная по уравнению (14), оказалась несколько короче, чем в расчете по формуле (11). Это связано с распределением топлива при $Y_f = 0$. При граничных условиях (3), (4) масса топлива больше сконцентрирована вблизи оси y , чем при распределении (13). Вследствие этого при ступенчатом распределении (3), (4) стехиометрические потоки топлива/окислитель, необходимые для существования пламени, создаются при больших значениях Y_f . Поэтому пламя имеет более вытянутую форму. Рис. 6,б показывает влияние учета диффузии вдоль оси y . Если не пренебрегать диффузией по y , расчеты получаются более близкими к экспериментальным данным. Расчет без учета диффузии по y дает более короткое и несколько более широкое пламя. Это обусловлено тем, что при экспериментальных параметрах $u = 2$ см/с, $D = 0.2$ см²/с, $x_{in}/x_{out} = 0.001$, $\text{Pe} = 100$ и согласно рис. 5 зависимость длины пламени от числа Pe нелинейна, т. е. необходимо учитывать продольную диффузию.

Кроме одиночного пламени, рассмотренного выше, возможны случаи двойного пламени, когда пламя распространяется с разных сторон подложки [6]. Если с двух сторон подложки нанесено одно и то же топливо, пламя симметрично относительно плоскости подложки. Если же нанесены разные топлива, пламя, распространяющееся по высококипящему топливу, отстает от пламени низкокипящего топлива, но движется с той же скоростью. Были проведены эксперименты с целью получения данных о форме таких пламен. На рис. 7 показаны формы пламен, распространяющихся над пленками декана с одной стороны и тридекана с другой (сплошные линии). Приведены также данные расчетов этого несимметричного пламени (штриховые линии). Каждое диффузионное пламя моделировалось отдельно. Математическая модель, с помощью которой можно оценить расстояние между пламенами и скорость их распространения, рассмотрена в [6].

Для расчетов требуется значение эффективной толщины сгораемой пленки топлива.

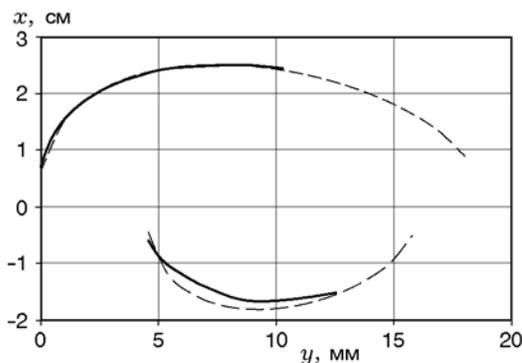


Рис. 7. Формы пламен декана и тридекана на медной подложке толщиной 45 мкм:

сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет; $X > 0$ — пламя декана, $X < 0$ — пламя тридекана

Известно [2, 10], что сгорает не все нанесенное на подложку топливо. Часть его, за счет эффекта Марангони, «сливается» из зоны горения. Влияние распределения температуры вдоль подложки на движение жидкости и оценки эффективной толщины пленки жидкого топлива приведены в работе [10].

В работе [8] экспериментально исследовалось пламя над пленкой топлива при вынужденном встречном обдуве. Для описания этого случая в рамках задачи Бурке — Шумана модель (11), (12) была модифицирована следующим образом. Принято, что скорость набегающего газа не зависит от координаты в направлении, нормальном к подложке (общепринятое приближение Озеена [8, 14, 15]). Тогда скорость движения газов во внутренней и внешней щелях будет равна сумме скорости обдува v и скорости движения пламени u . Чтобы из внутренней щели массовый поток топлива оставался тем же, примем следующее предположение. Из внутренней щели шириной x_{in} поступает смесь газообразного топлива с воздухом. Концентрация топлива в воздухе рассчитывается из баланса массового расхода. Граничные условия необходимо изменить с учетом того, что воздух поступает также и во внутреннюю щель. Для этого введем число $a_{in} = \frac{a_{ox,in} \nu_f}{a_f \nu_{ox}}$, где $a_{ox,in}$ — концентрация окислителя во внутренней щели. Тогда числа A и Pe в случае наличия воздуха со стороны топлива и дополнительного потока воздуха определяются как $A = \frac{a}{1 + a - a_{in}}$ и $\text{Pe} = \frac{(u + v)x_{out}}{D}$.

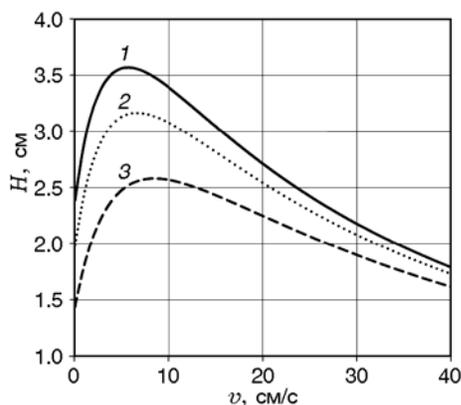


Рис. 8. Зависимость длины пламени декана (1), ундекана (2) и тридекана (3) от скорости встречного потока

На рис. 8 показана зависимость длины пламени H от скорости обдува v . Зависимость имеет максимум при $v = 5.5, 6.5$ и 8.5 см/с для топлив декан, ундекан и тридекан соответственно. При увеличении скорости обдува до указанных значений длина пламени растет. При более высоких скоростях обдува длина пламени уменьшается, и при $v = 30 \div 40$ см/с она становится такой же, как и при $v = 0$. По теории [3] увеличение длины пламени не приводит к росту скорости распространения. Это подтверждается данными экспериментов [8]. При скоростях обдува от 0 до $30 \div 40$ см/с скорость пламени постоянна.

При уменьшении длины пламени снижается тепловой поток в подложку. В связи с ухудшением тепловых условий распространение пламени может перейти в нестационарный режим и (или) наступит его предел. Теория, предложенная в [3], не объясняет предела распространения пламени, но согласно этой теории при уменьшении длины пламени уменьшается скорость распространения. При скорости обдува $v > 30 \div 40$ см/с длина пламени становится меньше, чем в отсутствие обдува ($v = 0$) (см. рис. 8). Экспериментальные данные [8] показывают, что при этих скоростях обдува скорость пламени начинает уменьшаться и система может перейти в нестационарный режим, а при дальнейшем увеличении скорости обдува наступит гашение пламени. Это качественно согласуется с результатами расчетов, представленными на рис. 8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе для получения зависимостей формы пламени над испаряющейся пленкой жидкого топлива от параметров системы проведен анализ классической задачи Бурке — Шумана. Показано, что форма пламени зависит от кинетического параметра Pe , химического A и геометрического X_{in} . Установлено, что при $A = X_{in}$ длина пламени стремится к бесконечности, т. е. в этом случае происходит качественное изменение формы пламени.

Анализ влияния положения границы внешней щели на диффузионное пламя показал, в частности, что при скорости пламени $u = 2$ см/с и размерах внешней щели $x_{out} > 1.5x_{in}/A$ форма пламени не зависит от x_{out} .

Рассмотрено влияние граничных условий, в том числе при $x_{out} \rightarrow \infty$, на согласие решения задачи с экспериментальными данными. Расчеты показывают, что для лучшего согласия необходимо учитывать диффузию в направлении распространения пламени.

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. Коржавин А. А., Бунев В. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С. Распространение пламени над пленкой жидкого топлива на металлических подложках // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 3. — С. 25–30.
3. Намятов И. Г., Минаев С. С., Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А. Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36, № 5. — С. 12–21.
4. Коржавин А. А., Бунев В. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С. Спиновый режим газоз-фазного горения конденсированного топлива // Докл. АН. — 2000. — Т. 375, № 3. — С. 355–357.
5. Korzhavin A. A., Bunev V. A., Namyatov I. G., Minaev S. S., Babkin V. S. Combustion regimes of liquid fuel film on thermally thin metallic substrate // Fire and Explosion Hazard: Proc. of the Third International Seminar on Fire and Explosion Hazards / D. Bradley, D. Drysdale, G. Makhviladze (Eds). — Preston, UK: Centre for Research in Fire and Explosion Studies, Univ. of Central Lancashire, 2001. — P. 379–388.

6. **Коржавин А. А., Намятов И. Г., Бунев В. А., Бабкин В. С.** Взаимодействие двух диффузионных пламен, распространяющихся вдоль металлической подложки, смоченной различными топливами // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 6. — С. 28–37.
7. **Коржавин А. А., Вьюн А. В., Какуткина Н. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С.** Свободно-конвективный режим распространения пламени над пленкой топлива на подложке // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 5. — С. 21–30.
8. **Коржавин А. А., Какуткина Н. А., Намятов И. Г.** Распространение пламени над пленками топлива при встречном потоке газа // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 37–43.
9. **Бабкин В. С., Коржавин А. А.** Термически тонкая система для изучения поверхностных диффузионных пламен // Инж.-физ. журн. — 2010. — Т. 83, № 6. — С. 1202–1211.
10. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Бабкин В. С., Намятов И. Г.** Влияние начальной температуры на скорость распространения пламени над пленкой жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 5. — С. 87–96.
11. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения / отв. ред. Р. И. Солухин. — М.: Наука, 1980.
12. **Law C. K.** Combustion Physics. — New York: Cambridge Univ. Press, 2006.
13. **Chung S. H., Law C. K., Burke — Schumann** flame with streamwise and preferential diffusion // Combust. Sci. Technol. — 1984. — V. 37. — P. 21–47.
14. **De Ris J.** Spread of a laminar diffusion flame // 12th Symp. (Intern.) on Combustion, 1969. — P. 241–252.
15. **Рыбанин С. С., Соболев С. Л., Стесик Л. Н.** К теории распространения ламинарного пламени диффузионного пламени по поверхности горючего материала // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. — Черногловка, 1980. — С. 32–38.

*Поступила в редакцию 5/VI 2014 г.,
в окончательном варианте — 3/X 2014 г.*
