

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОЛЕ СКОРОСТИ

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов*, О. И. Мелихов*, Г. И. Сивашинский**

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва

* Электрогорский НИЦ по безопасности атомных станций, 142530 Электрогорск

** Школа математики, Университет Тель-Авива, Израиль

В рамках двумерной теплодиффузионной постановки выполнено прямое численное моделирование распространения фронта горения в заданном периодическом поле скорости среды. Расчеты показали, что при увеличении амплитуды скорости фронт пламени распадается на отдельные горящие участки: происходит пространственная локализация горения. Только при введении в модель тепловых потерь наблюдается прекращение горения при определенной амплитуде скорости среды, причем чем больше амплитуда скоростных возмущений, тем меньший уровень тепловых потерь нужен для гашения пламени. Полученные численные результаты в целом согласуются с результатами асимптотического анализа.

ВВЕДЕНИЕ

В горючих турбулентных смесях скорость распространения пламени достигает максимальной величины при определенном уровне турбулентности и с ее дальнейшим ростом сначала скорость падает, а затем пламя гаснет [1–5].

Попытки объяснить этот эффект с помощью стретч-эффекта [3–5] были подвергнуты критике в работе [6]. Суть высказанных в [6] замечаний состоит в том, что стретч-эффект наряду с уменьшением скорости горения на определенных участках искривленного фронта пламени увеличивает эту скорость на соседних участках. Поэтому не очевидно, что суммарное воздействие стретч-эффекта на пламя приведет к его погасанию. В работе [6] в качестве альтернативного механизма замедления скорости пламени с ростом уровня турбулентности рассмотрено взаимодействие пульсационного поля скорости с фронтом горения. Была исследована модельная задача о распространении пламени в горючей смеси при наложении стационарного периодического в поперечном направлении (по отношению к движению фронта пламени) поля скорости. Использовалась асимптотическая модель (случай предельно больших энергий активации), учитывающая взаимодействие гидродинамического поля течения и процессов тепло- и массопереноса во фронте пламени, которая развивалась в течение последних двадцати лет [7–9]. Было показано, что для произвольного набора параметров смеси существует уровень флуктуаций поля скорости (определенное значение ампли-

туды наложенного поля скорости), выше которого стационарное искривленное пламя перестает существовать и гаснет. Чем короче длина волны периодического поля скорости, тем меньшее значение его амплитуды требуется для гашения пламени.

В [6] отмечается, что исчезновение непрерывных гладких решений не означает, строго говоря, что реальное пламя будет гаснуть одновременно вдоль всей поверхности. Это, вероятно, означает лишь погасание только некоторой части пламени (начальная стадия гашения). Чтобы достигнуть полного гашения уровень флуктуаций должен быть выше найденного в [6].

В работе [10] задача [6] обобщена на случай неадиабатического пламени. В уравнение энергии был введен модельный член, описывающий тепловые потери за счет излучения. Показано, что пределы погасания систем, близких к адиабатическим (малые тепловые потери), практически совпадают с пределами для адиабатических систем. На этом основании в [10] сделан вывод о том, что при анализе пределов погасания реальных систем полезно рассмотреть пределы погасания адиабатического пламени в периодическом поле скорости. Авторы [10] также отметили, что отсутствие непрерывных асимптотических решений при больших амплитудах накладываются на поле скорости может быть признаком недостаточности используемого подхода в данной ситуации. Для анализа этого вопроса необходимо прямое численное моделирование указанных явлений, чему и посвящена настоящая работа. В ней в двумерной тепло-

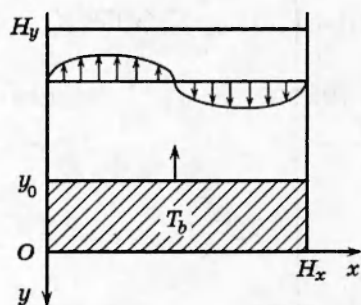


Рис. 1. Расчетная область

диффузионной постановке численно исследуется распространение пламени в горючей смеси при наложении поля скорости; скорость направлена только продольно (вдоль распространения пламени). Поле скорости является периодическим в поперечном направлении.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать в плоской постановке распространение пламени в неограниченной горючей смеси при наложении стационарного, периодического в поперечном направлении поля скорости. В силу периодичности поля скорости анализ будем проводить в полосе $0 \leq x \leq H_x$, задавая на ее границах условия периодичности решения (рис. 1). Предполагается, что в смеси происходит экзотермическая химическая реакция порядка n по лимитирующему компоненту. Плотность смеси считается постоянной.

Введем следующие характерные масштабы в исследуемой задаче: для скорости — нормальную скорость пламени u_n , для длины — тепловую толщину пламени $\lambda/\rho c_p u_n$ (λ — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении), для времени — величину $\lambda/\rho c_p u_n^2$, для концентрации — концентрацию недостающего компонента в исходной смеси C_0 , для температуры — адиабатическую температуру горения $T_b = T_0 + Q C_0/c_p$ (T_0 — температура исходной смеси, Q — тепловой эффект реакции).

С учетом сделанных предположений распространение пламени описывается следующими уравнениями, записанными в безразмерной форме:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + (1 - \sigma)W(C, T) - h(T^4 - \sigma^4), \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) - W(C, T), \quad (2)$$

$$W = A \beta^{n+1} C^n \exp[\beta(1 - 1/T)]. \quad (3)$$

Здесь t — время; x, y — оси декартовой системы координат (пламя распространяется вдоль оси y); $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$ — заданное поле скорости; T — температура смеси; C — концентрация недостающего компонента смеси; W — скорость химической реакции; Le — число Льюиса.

Входящие в (1)–(3) безразмерные параметры имеют следующий вид:

$$Le = \frac{\lambda}{\rho c_p D}, \quad \sigma = \frac{T_0}{T_b}, \quad \beta = \frac{E}{RT_b}, \quad (4)$$

$$A = K \rho^{n-2} C_0 \lambda c_p^{-1} u_n^{-2} \beta^{-n-1} \exp(-\beta),$$

где D — коэффициент диффузии, E — энергия активации, K — предэкспонент константы скорости химической реакции.

Все теплофизические параметры смеси полагаются постоянными.

Последний член в уравнении (1) введен аналогично работе [10] для модельного учета тепловых потерь за счет излучения, интенсивность которого определяется параметром h .

В качестве начального условия задается невозмущенный плоский фронт пламени, находящийся в плоскости $y = y_0$:

$$\begin{aligned} T &= \sigma + (1 - \sigma) \exp(y - y_0), & y < y_0, \\ T &= 1, & y \geq y_0, \\ C &= 1 - \exp[Le(y - y_0)], & y < y_0, \\ C &= 0, & y \geq y_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Граничные условия на бесконечности имеют вид

$$\begin{aligned} y \rightarrow -\infty: & \quad T \rightarrow \sigma, & C \rightarrow 1, \\ y \rightarrow +\infty: & \quad \frac{\partial T}{\partial y} \rightarrow 0, & \frac{\partial C}{\partial y} \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (6)$$

На боковых границах области ставятся условия периодичности:

$$\begin{aligned} T(x = 0) &= T(x = H_x), \\ C(x = 0) &= C(x = H_x). \end{aligned} \quad (7)$$

Рассматривается следующее поле скорости:

$$u(x, y) = 0, \quad v(x, y) = A_v \cos(kx). \quad (8)$$

Здесь k — волновое число, $A_v = \text{const} > 0$ — амплитуда скорости.

Решение поставленной задачи искали численно-разностным методом в конечной области, которая передвигалась вместе с фронтом пламени и в начальный момент совпадала с областью $0 \leq x \leq H_x$, $H_y \leq y \leq 0$. Размер области по оси был достаточно велик для того, чтобы горизонтальные границы «не чувствовали» возмущений от фронта горения. На эти границы сносились условия на бесконечности (6).

Искомое решение резко менялось в области искривленного фронта пламени и плавно — в областях, прилегающих к горизонтальным границам. Поэтому для построения эффективного численного метода расчетная сетка сгущалась в окрестности фронта горения. Это осуществлялось преобразованием координат:

$$\xi = \xi(x), \quad \eta = \eta(y). \quad (9)$$

Для удобства программирования x -граница расчетной области $0 \leq x \leq H_x$ с помощью линейного преобразования $\xi = kx$ переводилась в отрезок $0 \leq \xi \leq 2\pi$. Функцию $\eta(y)$ выбирали так, чтобы обеспечить сгущение узлов в зоне горения.

По мере продвижения фронта пламени расчетная сетка перемещалась так, чтобы область сгущения узлов приходилась на зону горения.

Уравнения для температуры и концентрации решали неявной разностной схемой второго порядка по пространству и первого — по времени [11, 12]. Число узлов сетки в продольном направлении достигало 601, а в поперечном — 501.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Нормальную скорость пламени u_n вычисляли по нулевому приближению $u_{n,0}$, определяемому формулой Зельдовича — Франк-Каменецкого [13]:

$$u_n^2 = u_{n,0}^2 = 2 \frac{\lambda K}{c_p \rho^2} \text{Le}^n \rho^n C_0^{n-1} \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right) \times \\ \times \left[\frac{RT_b}{E}\right]^{n+1} \left[\frac{T_b}{T_b - T_0}\right]^{n+1} \Gamma(n+1), \quad (10)$$

где $\Gamma(n+1)$ — гамма-функция.

После подстановки (10) в (4) получили следующее выражение для параметра A :

$$A = \frac{(1-\sigma)^{n+1}}{2\text{Le}^n n}. \quad (11)$$

Текущее значение средней скорости распространения пламени $V(t)$ определяли в соответствии с работой [14] как скорость, при которой в движущейся с этой скоростью системе координат поток тепла через выходную границу превышает входной тепловой поток на величину тепловыделения в расчетной области с размерами H_x, H_y (нестационарными эффектами пренебрегали):

$$V = \left\{ \int_0^{H_x} \int_0^{H_y} (1-\sigma)W \, dx \, dy - \int_0^{H_x} v[T(y=H_y) - T(y=0)] \, dx \right\} / \left\{ \int_0^{H_x} [T(y=H_y) - T(y=0)] \, dx \right\}. \quad (12)$$

При таком определении средняя скорость распространения пламени в случае достижения установившегося движения совпадает со стационарной скоростью пламени.

В расчетах фиксировались параметры $n = 1$ (реакция первого порядка) и $\sigma = 0,2$, остальные параметры варьировались.

Адиабатический случай. Сначала были выполнены расчеты без учета тепловых потерь ($h = 0$). В первой серии вычислений рассмотрено три значения волнового числа: $k = 1,25; 0,25; 0,125$ ($\beta = 10, \text{Le} = 2$). При этих параметрах безразмерный комплекс \varkappa , введенный в [6] как

$$\varkappa = (1-\sigma)(1-\text{Le}^{-1})\beta k \quad (13)$$

и являющийся в рамках асимптотического подхода единственным параметром (наряду с амплитудой скорости), определяющим решение, принимал значения $\varkappa = 5; 1; 0,5$.

Рассмотрим коротковолновый случай: $k = 1,25$ ($\varkappa = 5$); при этом на длине волны периодического поля скорости укладывается примерно пять тепловых толщин пламени. Амплитуда скорости варьировалась от нуля (плоское пламя) до пяти. Стационарное решение находилось методом установления.

Сначала с увеличением амплитуды A_v скорость распространения пламени снижается. На рис. 2, а показаны установившиеся поля температуры, концентрации и функции тепловыделения при $A_v = 0,5$. Здесь и далее над каждым полем указано максимальное значение соответствующей функции. Минимальные значения концентрации и функции тепловыделения на всех рисунках равны нулю, а минимальная температура — σ . В периодическом

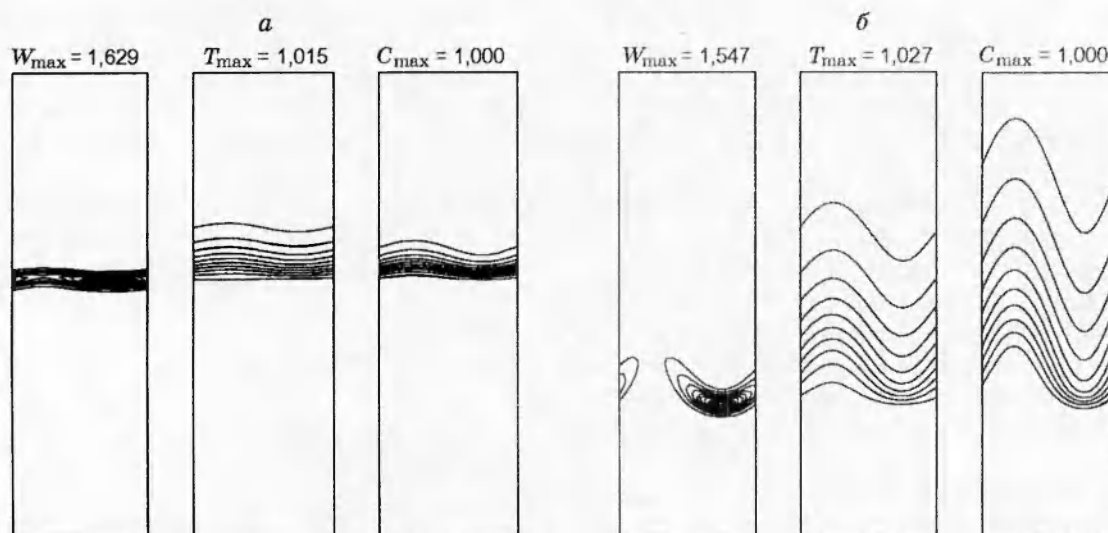


Рис. 2. Стационарные поля функции тепловыделения (слева), температуры (в центре) и концентрации (справа):

a — $\beta = 10$, $k = 1,25$, $A_v = 0,5$; *б* — $\beta = 10$, $k = 1,25$, $A_v = 3$

поле скорости поверхность пламени приобретает синусоидальную форму. Однако уже при этой сравнительно небольшой амплитуде интенсивность химической реакции в выступающей части фронта горения уменьшается. Поэтому уменьшается и общее потребление реагента в зоне горения, несмотря на некоторое увеличение площади поверхности пламени вследствие его искривления: скорость распространения пламени снижается по сравнению с плоским случаем. При $A_v = 0,75$ скорость пламени падает до $V = 0,753$, что хорошо согласуется с результатами асимптотического анализа [6]. Согласно [6] при этих параметрах перестает существовать гладкий непрерывный фронт пламени, с чем в [6] было идентифицировано полное либо частичное (на отдельных участках фронта) погасание пламени. Проведенное в данной работе прямое численное моделирование процесса показало, что полного погасания не происходит, но снижается интенсивность химической реакции в выступающей части фронта (частичное погасание пламени). Дальнейшее возрастание амплитуды скорости до $A_v = 2$ вызывает уменьшение скорости распространения пламени. Однако при $A_v = 3$ пламя начинает двигаться с большей скоростью, хотя горение на его выдвинутом участке практически прекратилось (рис. 2, б). Это объясняется тем, что из-за возрастания амплитуды периодического поля скорости увеличивается кривизна поверхности горящего (вогнутого)

участка. Тем самым интенсифицируется предварительный подогрев горючей смеси, поступающей во фронт горения, что приводит к росту скорости химической реакции ввиду ее сильной (экспоненциальной) температурной зависимости. Расчеты показали, что температура в зоне горения на $2 \div 10\%$ превышает адиабатическую температуру. Поэтому скорость реакции увеличивается в несколько раз, что и обеспечивает (несмотря на сокращения поверхности пламени из-за его погасания в области отрицательно направленной скорости) общее возрастание скорости распространения пламени.

Рассмотрим длинноволновый случай, когда $k = 0,25$ ($\alpha = 1$); при этом длина волны поля скорости примерно в 25 раз больше толщины пламени. Амплитуда скорости варьировалась в пределах $0 \leq A_v \leq 2$. Расчеты показали, что качественно скорость распространения пламени зависит от амплитуды поля скорости, как и в предыдущем случае. С ростом амплитуды скорость пламени сначала падает, а затем возрастает. При $A_v = 1$ пламя движется со скоростью $V = 0,607$. Согласно результатам асимптотического анализа [6] при этой амплитуде гладкое решение перестает существовать и соответствующая предельная скорость распространения пламени равна 1,12. Численное моделирование показало, что при такой амплитуде реализуется пламя с частичным погасанием в выдвинутой части фронта.

Наконец, рассмотрим длинноволновый

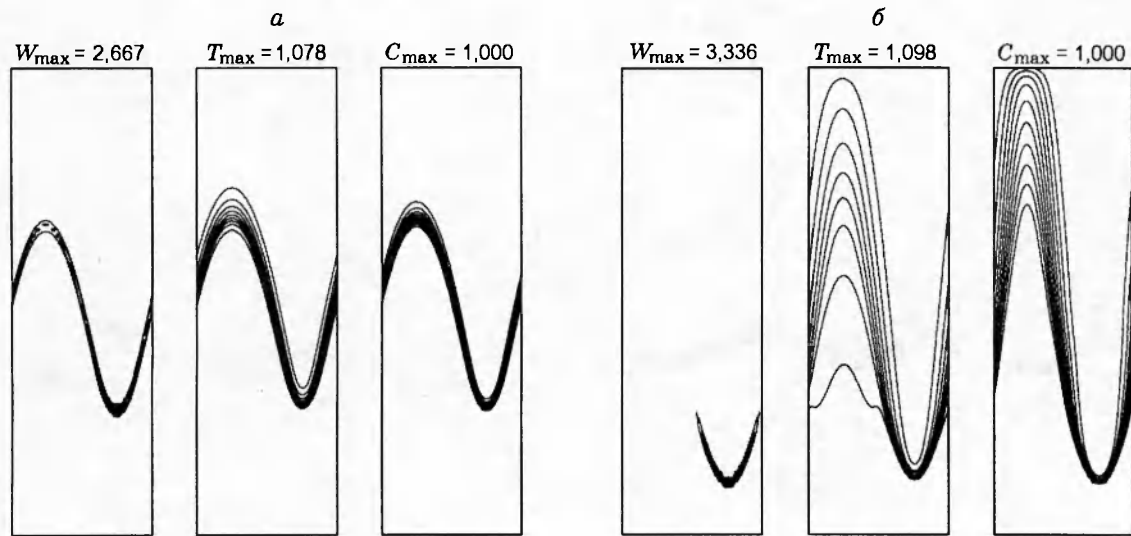


Рис. 3. Стационарные поля функции тепловыделения (слева), температуры (в центре) и концентрации (справа):

a — $\beta = 10, k = 0,125, A_v = 0,5$; *б* — $\beta = 10, k = 0,125, A_v = 1$

случай, когда $k = 0,125$ ($\alpha = 0,5$). Амплитуда скорости изменялась в пределах $0 \leq A_v \leq 1$. Увеличение амплитуды поля скорости от 0 до 0,75 вызывает возрастание скорости распространения пламени, что качественно согласуется с результатами теоретического анализа [6]. Так же, как и в предыдущих случаях, в выдвинутой части фронта горение протекает слабее, чем в вогнутой (рис. 3,а). Дальнейшее повышение амплитуды приводит сначала к падению скорости пламени, а затем к ее возрастанию. При этом горение сосредоточивается в вогнутой части фронта пламени (рис. 3,б).

На рис. 4 изображены полученные зависимости скорости распространения пламени от амплитуды периодического поля скорости для всех рассмотренных случаев. Для сравнения здесь же нанесены аналогичные кривые, полученные в [6, 10] с помощью асимптотического анализа. Видно, что в одномерном случае ($A_v = 0$) скорость пламени, определенная численным моделированием, отличается от единицы. Это связано с тем, что расчеты проводили при конечном значении энергии активации ($\beta = 10$). Применение уточненной асимптотической формулы для нормальной скорости пламени с учетом нулевого и первого приближений [15]

$$\frac{U_{n,1}}{U_{n,0}} = 1 + \frac{1}{\beta} \left(\frac{2,344 - Le}{1 - \sigma} - 3 \right) \quad (14)$$

дает значение нормальной скорости пламени

$U_{n,1}$ (выраженное в единицах скорости пламени в нулевом приближении $U_{n,0}$ (10)), равное $U_{n,1}/U_{n,0} = 0,743$. Эта величина уже лучше (по сравнению с единицей) совпадает со значением 0,824, полученным в ходе численных расчетов.

Из рис. 4 следует, что результаты прямого численного моделирования в целом качественно совпадают с данными асимптотического анализа. Последние получены в предположении, что длина волны периодического по-

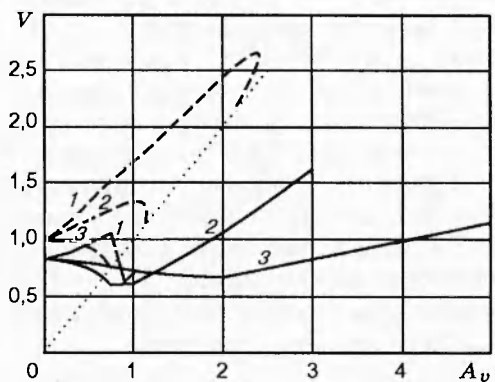


Рис. 4. Зависимость скорости распространения пламени от амплитуды периодического поля скорости:

$\beta = 10, k = 0,125$ (1), 0,25 (2), 1,25 (3); штриховые кривые 1-3 — аналогичные зависимости, полученные асимптотическим методом

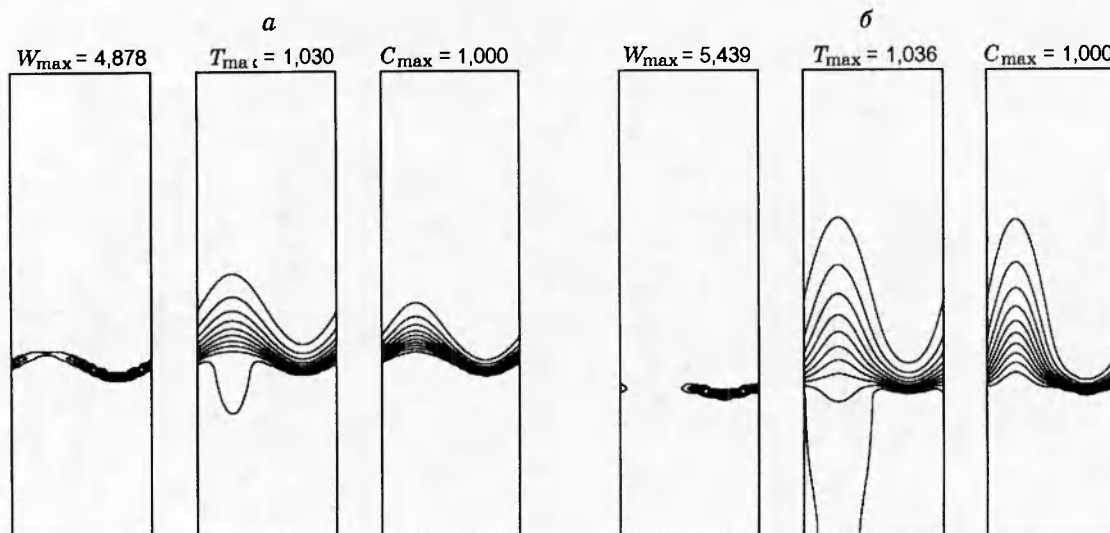


Рис. 5. Стационарные поля функции тепловыделения (слева), температуры (в центре) и концентрации (справа):

a — $\beta = 10$, $k = 0,25$, $A_v = 0,5$; *б* — $\beta = 20$, $k = 0,25$, $A_v = 0,75$

ля скорости много больше толщины пламени, точнее, $k \sim \beta^{-1}$ и $\beta \gg 1$. Численные расчеты показали, что при увеличении амплитуды возмущения скорости пламя теряет непрерывную форму и горение локализуется в отдельных очагах, где протекает более интенсивно из-за дополнительного прогрева свежей смеси искривленным фронтом горения. Результаты теоретических исследований [6, 10] предсказывают более быстрое распространение пламени в длинноволновом поле скорости по сравнению с коротковолновым. Данному факту противоречит расчет при $k = 1,25$, когда пламя имеет большую скорость, чем при $k = 0,25$. Это указывает на то, что при малых значениях k , когда длина волны возмущения скорости соизмерима с толщиной фронта, асимптотический подход, основанный на введении бесконечно узкой зоны реакции, становится неприменимым.

Вторая серия вычислений для случая горения без учета тепловых потерь выполнена при большей энергии активации ($\beta = 20$). Расчеты проведены для трех значений волнового числа накладываемого периодического поля скорости: $k = 1,25$; $0,625$; $0,25$; $Le = 2$. При этом $\alpha = 10, 5, 2$ соответственно. Несмотря на увеличение энергии активации основные закономерности поведения решения остались прежними: наложение периодического поля скорости приводит к локализации горения на вогнутом участке. В качестве иллюстрации на рис. 5 показан фронт горения в самом длинноволновом

поле скорости. Хорошо видно, что при увеличении значения A_v от $0,5$ до $0,75$ происходят разрыв фронта пламени и локализация горения на отстающих участках фронта.

Зависимости скорости распространения горения от амплитуды поля скорости в данной серии расчетов ($\beta = 20$, $Le = 2$) для разных длин волн поля скорости показаны на рис. 6 (кривые 2–4). Здесь же для сопоставления приведены результаты асимптотического анализа [6, 10]. При увеличении энергии активации асимптотическая теория работает лучше, что и иллюстрирует рис. 6. Нормальная скорость пламени, вычисленная по (10) в предположении $\beta \rightarrow \infty$, неплохо коррелирует со значением $0,896$, полученным путем численного моделирования одномерного распространения пламени ($A_v = 0$, $\beta = 20$). Интересно отметить, что нормальная скорость пламени, рассчитанная с учетом нулевого и первого приближений (14), равна $0,8715$.

Было также проведено исследование взаимодействия пламени с длинноволновым полем скорости с параметрами $\beta = 20$, $Le = 1,45$, $k = 0,1$ ($\alpha = 0,5$). Амплитуда скорости варьировалась от 0 до 1 . Длина расчетной области составляла $H_x = 60$, а расчетная сетка 501×501 . Увеличение амплитуды скорости приводит, в соответствии с результатами теоретического анализа [6, 10], к повышению скорости пламени, причем, как и раньше, интенсивность реакции на выпуклом участке пламени меньше, чем

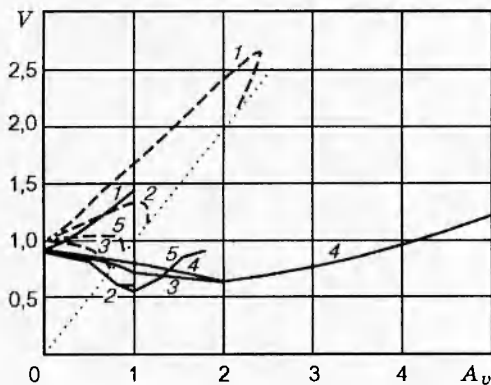


Рис. 6. Зависимость скорости распространения пламени от амплитуды периодического поля скорости:

$\beta = 20$; 1 — $Le = 1,45, k = 0,1 (\alpha = 0,5)$; 2 — $Le = 2, k = 0,25 (\alpha = 2)$; 3 — $Le = 2, k = 0,625 (\alpha = 5)$; 4 — $Le = 2, k = 1,25 (\alpha = 10)$; 5 — $Le = 1,5, k = 0,25 (\alpha = 1,33)$; штриховые кривые 1-3, 5 — аналогичные зависимости для $\alpha = 0,5; 2; 5; 1,33$, полученные асимптотическим методом

на вогнутом, но заметных разрывов фронта в данном диапазоне параметров не наблюдалось. Нормальная скорость пламени, вычисленная по (14), составляет 0,906, что хорошо согласуется с численным расчетом при $A_v = 0 (V = 0,921)$.

На рис. 6 показана зависимость скорости пламени от амплитуды возмущения поля скорости для данного случая (кривые 1). Численные и теоретические результаты, полученные при этих параметрах, хорошо согласуются между собой качественно и даже количественно.

Неадиабатический случай. Для проверки влияния тепловых потерь на распространение пламени в периодическом поле скорости выполнены расчеты с включенным членом, описывающим сток энергии за счет излучения ($h > 0$). Рассчитано два варианта: $k = 0,625$ и $0,25$. Безразмерная энергия активации в обоих случаях принимала значение $\beta = 20$, при этом $Le = 2$, а $\alpha = 5$ и 2 соответственно. При этом характеризующий интенсивность тепловых потерь параметр α , введенный в [10] и определяемый как $\alpha = \beta h \gamma(\sigma)$, где

$$\gamma = 2\sigma^3(1 - \sigma) + \frac{3}{2}\sigma^2(1 - \sigma)^2 + \frac{2}{3}\sigma(1 - \sigma)^3 + \frac{1}{8}(1 - \sigma)^4 + \frac{1}{2}(1 - \sigma^4), \quad (15)$$

равнялся 0,045. Также был рассмотрен вариант с параметрами $\beta = 20, Le = 1,5, k = 0,25 (\alpha = 1,33)$ и $\alpha = 0,025$.

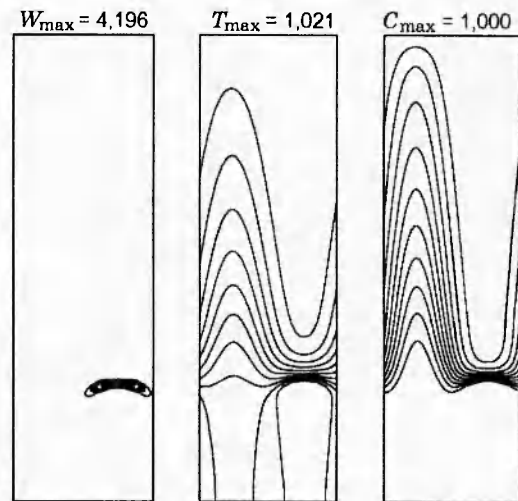


Рис. 7. Стационарные поля функции тепловыделения (слева), температуры (в центре) и концентрации (справа) при наличии тепловых потерь:

$\beta = 20, k = 0,25, A_v = 0,8$

На рис. 7 показаны распределения температуры, концентрации и функции тепловыделения для $k = 0,25, A_v = 0,8$. При $A_v = 0,9$ наблюдалось погасание пламени. В данном случае так же, как и при распространении адиабатического пламени, с ростом амплитуды поля скорости происходила локализация горения на отдельных участках. Однако учет тепловых потерь приводит к прекращению горения при определенной амплитуде скорости. На рис. 8 приведены зависимости скорости движения фронта горения от амплитуды скорости для $\alpha = 5; 2; 1,33$. Здесь же показаны аналогичные зависимости, полученные в [10] асимптотическими методами. Видно, что асимптотические результаты качественно повторяют численные: скорость распространения фронта горения сначала падает с ростом амплитуды скорости, а затем при определенном значении амплитуды горение прекращается. Однако есть и различия. Асимптотическая теория завышает предельное значение скорости распространения фронта горения и занижает значение амплитуды поля скорости, при которой происходит погасание.

При моделировании движения одномерного пламени ($A_v = 0$) вместо выхода на стационарный режим наблюдалось пульсирующее распространение фронта горения. Выяснилось, что при данной комбинации значений параметров стационарное плоское пламя неустойчи-

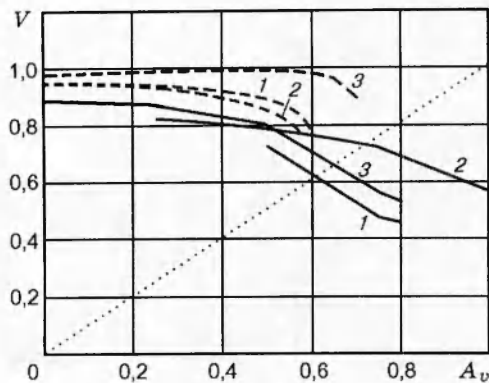


Рис. 8. Зависимость скорости распространения пламени от амплитуды периодического поля скорости при наличии тепловых потерь:
 $\alpha = 0,045$, $\beta = 20$, $Le = 2$, $k = 0,25$ ($\varepsilon = 2$) и $0,625$ ($\varepsilon = 5$) — сплошные кривые 1, 2 соответственно;
 $\alpha = 0,025$, $\beta = 20$, $Le = 1,5$, $k = 0,25$ ($\varepsilon = 1,33$) — сплошная кривая 3; штриховые кривые 1-3 — аналогичные зависимости, полученные асимптотическим методом

во и реализуется колебательный режим распространения пламени. Этот вывод хорошо согласуется с результатами линейного анализа устойчивости неадиабатических пламен, выполненного в работе [16]. При переходе к численному моделированию двумерного распространения пламени в периодическом поле скорости наблюдался выход на стационарный режим, что говорит о стабилизирующем влиянии поля скорости на продольные колебания фронта пламени.

Для варианта с параметрами $\beta = 20$, $Le = 1,5$, $k = 0,25$ ($\varepsilon = 1,33$) была проведена серия расчетов с целью установить зависимость критических тепловых потерь от амплитуды скорости. Критические параметры определяли следующим образом: фиксировалось значение параметра α и с шагом 0,1 увеличивалась амплитуда A_v ; максимальное значение, при котором горение еще сохранялось, принималось за A_{*} . Как и предсказывает теория, чем больше возмущения скорости, тем легче гаснет пламя. Увеличение амплитуды приводит к снижению α_{*} (рис. 9).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенное численное исследование выявило тенденцию к погасанию выдвинутого участка пламени и к стабилизации отстающего участка для данной конфигурации поля те-

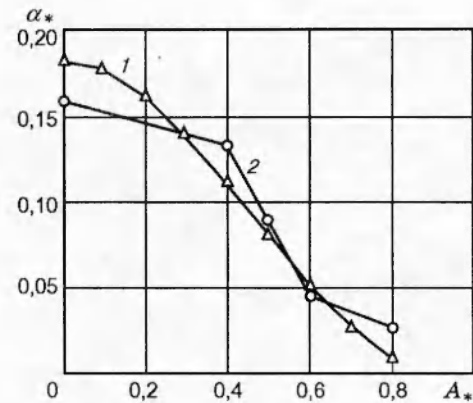


Рис. 9. Зависимость критической величины тепловых потерь от амплитуды периодического поля скорости:
 $\beta = 20$, $Le = 1,5$, $k = 0,25$ ($\varepsilon = 1,33$); 1 — асимптотическое решение, 2 — численный расчет

чения в условиях превалирования теплопроводности среды над диффузией реагента ($Le > 1$). Эта закономерность качественно объясняется так же, как теплодиффузионная устойчивость пламени по отношению к пространственным возмущениям фронта при $Le > 1$ [13]. Перед выпуклым участком пламени прогрев свежей горючей смеси недостаточен для сохранения такой структуры фронта. Поэтому распространение пламени на этом участке замедляется, и он трансформируется в плоский фронт. В данном случае этому процессу препятствует заданная конфигурация поля скорости. Направленная вдоль линии распространения скорость среды «мешает» пламени стать плоским. Однако, как указывалось выше, пламя не может существовать (при $Le > 1$) выпуклым, поэтому оно гаснет.

Аналогично объясняется и стабилизация отстающих (вогнутых) участков пламени. Действительно, исходная горючая смесь перед вогнутым участком прогревается быстрее, чем перед плоским фронтом. Поэтому горение здесь интенсифицируется, и этот участок «догоняет» плоский фронт пламени. Но рассмотренная в настоящей работе конфигурация поля скорости, при которой на вогнутом участке скорость направлена против распространения фронта горения, искусственно стабилизирует этот участок. Причем из-за улучшенного подогрева свежей смеси здесь интенсифицируется химическая реакция и возрастает скорость распространения пламени.

В результате пламя, вместо полного гашения в периодическом поле скорости, локализуется в тех областях, где скорость среды направлена в противоположную сторону по отношению к распространению пламени. При этом скорость пламени может даже увеличиваться. Полученный результат допускает сравнительно простую экспериментальную проверку.

Только после включения в модель тепловых потерь происходит погасание пламени, распространяющегося в периодическом поле скорости. Причем чем больше амплитуда скорости, тем меньшие тепловые потери нужны для гашения пламени.

Результаты прямого численного моделирования и асимптотического анализа [6, 10] процесса взаимодействия пламени с периодическим полем скорости в целом качественно согласуются между собой и дополняют друг друга. Асимптотическая теория применима в области длинноволновых возмущений ($k \sim \beta^{-1}$), но численное интегрирование в этом диапазоне параметров требует значительных компьютерных затрат из-за увеличения размера области в поперечном направлении ($H_x = 2\pi/k$). Поэтому были выполнены только две серии длинноволновых расчетов ($\beta = 10$, $Le = 2$, $k = 0,125$ и $\beta = 20$, $Le = 1,45$, $k = 0,1$), и получено неплохое качественное и количественное совпадение результатов.

Как и следовало ожидать, в коротковолновой области наблюдается более заметное различие численных и аналитических результатов, поскольку в этом случае детально учитывается структура фронта пламени, что невозможно в рамках асимптотического подхода [6, 10], основанного на рассмотрении бесконечно узкой зоны реакции.

Аналитический подход также не позволяет проследить поведение пламени при больших амплитудах возмущений, когда фронт горения рвется.

При асимптотическом подходе пламя представляется гладкой непрерывной поверхностью, на которой реагент полностью потребляется в ходе химической реакции, и, таким образом, не учитываются разрывы пламени, возможные при искривлении фронта. В частности, как отмечалось в [10], в реальных системах на отдельных участках фронта интенсивность горения может падать и происходит неполное сгорание реагента (leakage). Асимптотическая теория не описывает данного явления. По этим причинам возможности асимптотиче-

ского подхода становятся ограниченными при исследовании процессов горения, сопровождающихся разрывами фронта и погасанием пламени.

Что касается проблемы погасания турбулентного пламени при увеличении уровня турбулентности, то для ее дальнейшего исследования необходимо рассматривать влияние неоднородных вихревых структур на распространение пламени (в этом направлении отметим работу [17]). Кроме того, существенно понимание роли временных пульсаций скорости в процессе турбулентного горения.

ВЫВОДЫ

1. Численное моделирование распространения пламени в поперечном периодическом поле скорости выявило локализацию горения на вогнутых участках, где скорость среды направлена навстречу движению пламени. Этот эффект объяснен превалированием теплопроводности над диффузией ($Le > 1$) в условиях периодического внешнего поля скорости.

2. Наличие тепловых потерь приводит к погасанию пламени при некотором значении амплитуды поля скорости. Чем больше величина амплитуды, тем меньший уровень тепловых потерь вызывает гашение фронта горения.

3. Результаты численных расчетов в целом качественно согласуются с теоретическими результатами [6, 10], за исключением области коротковолновых возмущений.

Авторы выражают благодарность за поддержку, оказанную Отделом энергетики США (грант DE-FG02-88ER 13822), Национальным фондом науки США (грант CTS-9213414), Научным советом по технике и физическим исследованиям (Англия, проект GR/K 95932) и Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 95-03-09246а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Coward N. F., Jones G. W. Limits of flammability of gases and vapors. U. S. Bureau of Mines, 1952. V. 503. P. 1-25.
2. Соколик А. С., Карпов В. П., Семенов Е. С. О турбулентном горении газов // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 1. С. 61-76.
3. Chomiak J., Jarosinsky J. Flame quenching by turbulence // Combust. Flame. 1982. V. 48. P. 241-249.

4. **Abdel-Gayed R. G., Bradley D.** Criteria for turbulent propagation limits of premixed flames // *Combust Flame*. 1985. V. 62. P. 61–68.
5. **Abdel-Gayed R. G., Bradley D.** Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames // *Combust. Flame*. 1989. V. 76. P. 213–218.
6. **Berestycki H., Sivashinsky G. I.** Flame extinction by periodic flow field // *SIAM J. Appl. Math.* 1991. V. 51. P. 344–350.
7. **Sivashinsky G. I.** On a distorted flame front as hydrodynamic discontinuity // *Acta Astronaut.* 1976. V. 3. P. 889–918.
8. **Ashurst W. T., Sivashinsky G. I., Yakhot V.** Flame front propagation in nonsteady hydrodynamic fields // *Combust. Sci. Technol.* 1988. V. 62. P. 273–284.
9. **Ronney P., Sivashinsky G. I.** A theoretical study of propagation and extinction of nonsteady spherical flame fronts // *SIAM J. Appl. Math.* 1989. V. 49. P. 1029–1050.
10. **Brailivsky I., Sivashinsky G.** Extinction of a nonadiabatic flame propagating through spatially periodic shear flow // *Phys. Rev. E*. 1995. V. 51, N 2. P. 1172–1183.
11. **Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б.** Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // *Инж.-физ. журн.* 1980. Т. 38, № 3. С. 528–535.
12. **Щербак С. Б.** Об одном методе расчета нестационарных пространственных задач конвекции и горения газов // *Численные методы сплошной среды*. 1982. Т. 13, № 3. С. 122–134.
13. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
14. **Benkhaldoun P., Denet B., Larroutourou B.** Numerical investigation of the extinction limit of curved flames // *Combust. Sci. Technol.* 1989. V. 64. P. 187–198.
15. **Берман В. С., Рязанцев Ю. С.** К анализу задачи о тепловом распространении пламени методом сращиваемых асимптотических разложений // *Прикл. математика и механика*. 1972. Т. 36, вып. 4. С. 659–666.
16. **Joulin G., Clavin P.** Linear stability analysis of nonadiabatic flames: diffusional-thermal model // *Combust. Flame*. 1979. V. 35. P. 139–153.
17. **Ashurst W. T., Sivashinsky G. I.** On flame propagation through periodic flow fields // *Combust. Sci. Technol.* 1991. V. 80. P. 159–164.

Поступила в редакцию 5/1 1997 г.
