

2. Ермаков В. И., Струнина А. Г., Барзыкин В. В. Экспериментальное исследование процесса зажигания безгазовых систем волной горения // Там же.— 1976.— 12, № 2.
3. Струнина А. Г., Ваганова Н. И., Барзыкин В. В. Энергетический анализ процесса зажигания безгазовых систем волной горения // Там же.— 1977.— 13, № 6.
4. Струнина А. Г., Ермаков В. И., Барзыкин В. В. Влияние теплотерь и теплофизических параметров на процесс зажигания безгазовых систем волной горения // Там же.— 1978.— 14, № 4.
5. Ермаков В. И., Струнина А. Г., Барзыкин В. В. Экспериментальное исследование влияния теплотерь на процесс зажигания безгазовых систем волной горения // Там же.— № 6.
6. Костин С. В., Струнина А. Г., Барзыкин В. В. Приближенный анализ режимов иницирования в составных зарядах гетерогенных систем // Там же.— 1986.— 22, № 1.
7. Костин С. В., Струнина А. Г., Барзыкин В. В. Влияние теплофизических параметров на устойчивость волны горения при переходе через границу раздела безгазовых систем // Там же.— 1987.— 23, № 6.
8. Крайнов А. Ю. Влияние теплофизических характеристик инертной преграды и теплотерь на распространение волны горения // Там же.
9. Мержанов А. Г. Закономерности и механизм горения пиротехнических смесей титана и бора // АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черногловка, 1978.
10. Смоляков В. К. К теории горения безгазовых систем в условиях действия постоянной нагрузки // ФГВ.— 1989.— 25, № 5.
11. Подергин В. А., Неронов В. А. и др. // Процессы горения в химической технологии и металлургии/Под ред. А. Г. Мержанова— Черногловка, 1975.

г. Москва

Поступила в редакцию 27/XI 1990

УДК 536.46 : 533.6 + 534.222.2

С. К. Асланов, В. Э. Волков

## ИНТЕГРАЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ

Построена теория гидродинамической устойчивости ламинарного плоского пламени в вязком газе, в основе которой лежит последовательный интегральный метод анализа развития возмущений. Учитывается взаимодействие возмущений с пламенной зоной и изменение ее ширины. Получена аналитическая оценка критического числа Рейнольдса, совпадающая с данными известных экспериментов как для быстрогорящих (кислородных), так и для медленногорящих (воздушных) смесей.

Экспериментальным путем доказано [1—3], что неустойчивость нормального горения развивается с некоторого критического числа Рейнольдса  $Re_*$ . Известный вывод Л. Д. Ландау об абсолютной неустойчивости разрывной схемы пламени в идеальной среде [4] в принципе может служить лишь качественным объяснением наблюдаемых явлений [1—3], так как отсутствие вязкости ( $\nu = 0$ ) позволяет говорить только о числах  $Re \gg 1$ . Количественное же согласование теоретических результатов и опытов требует прежде всего учета вязкости как основного стабилизирующего фактора, а значит и определенной протяженности зоны горения.

Теоретический анализ устойчивости плоского пламени привел к результатам, значительно расходящимся с экспериментальными [5, 6] и даже им противоречащим [7]. Другие оценки гидродинамической устойчивости пламени, приведенные в [8], также не дали количественного объяснения наблюдаемых явлений. В [9] исследование устойчивости ламинарного плоского пламени конечной протяженности проведено с позиций гидродинамики вязкой среды. Полученные результаты были ближе к данным опытов [1—3] по сравнению с работами [5—8].

Однако заниженность теоретического значения  $Re_m$  критического числа Рейнольдса опять-таки свидетельствует о наличии дополнительных факторов стабилизации, не учтенных в теории [9]. К ним могут

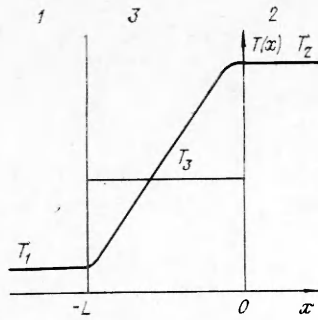


Рис. 1.

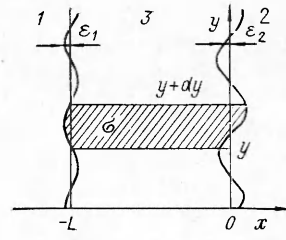


Рис. 2.

быть отнесены некоторые нелинейные и диффузионно-тепловые эффекты, исследованные в [10—15], а также изменение протяженности зоны пламени в возмущенном состоянии.

Цель настоящей работы — построение интегрального метода линейного анализа устойчивости фронта пламени с учетом изменения его ширины под влиянием возмущений.

**Постановка задачи.** Рассмотрим плоское ламинарное пламя, стационарно распространяющееся по вязкой несжимаемой смеси с постоянной скоростью  $v_1$ . За исходную модель стационарного процесса горения принимается схема пламени конечной протяженности  $L$ . В системе координат, связанной с пламенем, различаются три основные области течения (рис. 1): 1 — исходная горючая смесь ( $x < -L$ ), 2 — продукты сгорания ( $x > 0$ ), 3 — пламя ( $-L < x < 0$ ). Параметры потока в зонах 1 и 2 принимаются постоянными. Непрерывное течение среды внутри зоны пламени 3, детальный характер которого не известен, осредняется по ее ширине. При этом за основу принимается интегральное осреднение температурного профиля, который может быть оценен с помощью тепловой теории горения Михельсона (либо по данным эксперимента). Таким образом, весьма сложное истинное течение в области 3 аппроксимируется постоянным потоком.

Случайные возмущения приводят к малым смещениям  $\varepsilon_j$  ( $j = 1, 2$ ) вдоль оси  $x$  поверхностей  $x = -L$  и  $x = 0$ , являющихся соответственно передней и задней границей зоны пламени. Эти смещения выбираются в виде

$$\varepsilon_j(y, t) = \frac{A_{0j}}{hv_j} \exp(ihy - i\omega t), \quad (1)$$

где  $h = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны возмущения.

Возмущенное состояние вязкой несжимаемой среды описывается линеаризованной системой уравнений неразрывности и Навье — Стокса [16, 17], соответствующие частные решения которой имеют вид [9]:

$$v'_{jx} = \sum_{l=1}^4 A_{jl} \psi_{jl}; \quad v'_{jy} = i \sum_{l=1}^2 (-1)^{l+1} A_{il} \psi_{il} + i \sum_{l=3}^4 k_{jl} A_{jl} \psi_{jl},$$

$$p'_j / \rho_j v_j = \sum_{l=1}^2 \left[ (-1)^l \frac{z}{\delta_j} - 1 \right] A_{il} \psi_{il}, \quad (2)$$

$$\psi_{jl} = \exp(hk_{jl}x + ihy - i\omega t);$$

$$k_{jl} = (-1)^{l+1}, \quad l = 1, 2; \quad k_{jl} = \frac{1}{\alpha_j} \left[ 1 + (-1)^l \sqrt{1 + 2\alpha_j \left( \frac{z}{\delta_j} + \frac{\alpha_j}{2} \right)} \right], \quad l = 3, 4; \quad (3)$$

$$\alpha_j = 2hv_j/v_j, \quad z = -i\omega/hv_1, \quad \delta_j = v_j/v_1 = \rho_1/\rho_j,$$

причем корень квадратный понимается в смысле главного значения;  $v_j$  — скорость стационарного потока в направлении оси  $x$ ;  $v_j = \eta_j/\rho_j$ ,  $\eta_j$  —

динамическая вязкость, а величины  $p'_j, v'_{jx}, v'_{jy}$  обозначают малые возмущения давления и проекций вектора скорости на координатные оси ( $j = 1, 2, 3$ ).

Возмущения в областях 1 и 2 должны удовлетворять естественному требованию ограниченности на бесконечности. Поэтому в области 1 следует исключить из рассмотрения решения при  $l=2$ , а в 2 при  $l=1$  и  $l=4$ . Кроме того, в зоне 1 пренебрегаем вихревыми возмущениями  $l=3, 4$ . В самом деле, диффундирующий вниз по течению вихрь ( $l=3$ ), внесенный исходной смесью извне, не принимается во внимание в задаче о внутренней устойчивости процесса горения, когда единственным источником возмущений служит пламя. А вихрь, диффундирующий вверх по течению за счет вязкости, представляет собой возмущение, чрезвычайно быстро затухающее с удалением от пламени по сравнению с остальными возмущениями (по крайней мере в случае длинных волн) [18]. Чтобы обеспечить возможность предельного перехода к разрывной схеме пламени Ландау [4], в области 3 не принимается во внимание диффузия вихря вверх по течению. Окончательно возмущения давления и проекций вектора скорости на координатные оси имеют вид

$$\begin{aligned} v'_{1x} &= A_{11}\psi_{11}, v'_{1y} = iA_{11}\psi_{11}, p'_1/\rho_1 v_1 = -(1+z)A_{11}\psi_{11}, \\ v'_{2x} &= A_{22}\psi_{22} + A_{23}\psi_{23}, v'_{2y} = iA_{22}\psi_{22} + ik_{23}\psi_{23}A_{23}, \\ p'_2/\rho_2 v_2 &= -(1-z/\delta_2)A_{22}\psi_{22}, \\ v'_{3x} &= \sum_{l=1}^3 A_{3l}\psi_{3l}, v'_{3y} = i \sum_{l=1}^3 k_{3l}A_{3l}\psi_{3l}, \\ p'_3/\rho_3 v_3 &= -(1+z/\delta_3)A_{31}\psi_{31} - (1-z/\delta_3)A_{32}\psi_{32}. \end{aligned} \quad (4)$$

В соответствии с интегральным осреднением михельсоновского температурного профиля [18]

$$\delta_3 = 1 + (\delta_2 - 1)(1 - l^{-1}). \quad (5)$$

Зависимость вязкости от температуры выражается законом

$$\eta_i/\eta_1 = (T_i/T_1)^m, \quad (6)$$

где  $0,5 \leq m \leq 1$  с преимущественным значением  $m = 0,75$  [17], причем с точностью до квадрата числа Маха  $\rho T = \text{const}$ .

**Граничные условия.** В качестве граничных условий сопряжения возмущений по обе стороны зоны пламени 3 используем интегральные теоремы об изменении массы и вектора количества движения для бесконечно малого объема  $\sigma$ , заключенного в элементарном слое  $dy$  между границами возмущенной зоны пламени  $x = -L + \varepsilon_1(y, t)$  и  $x = \varepsilon_2(y, t)$  (рис. 2). Указанные теоремы для переменного объема представляются в известном виде [16]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\sigma} \rho d\sigma + \oint_S \rho (v_n - D) dS &= 0, \\ \frac{d}{dt} \int_{\sigma} \rho V d\sigma + \oint_S \rho V (v_n - D) dS &= \oint_S n P dS, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $S$  — замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $\sigma$ ;  $n$  — единичный вектор внешней нормали к поверхности  $S$ ;  $V$  — вектор скорости;  $v_n$  — проекция вектора скорости на нормаль  $n$ ;  $P$  — тензор вязких напряжений. В линеаризованном виде теоремы (7) выражаются следующим

образом:

$$\begin{aligned}
 \rho_2 \left( v'_{2x} - \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right) \Big|_{x=0} &= \rho_1 \left( v'_{1x} - \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} \right) \Big|_{x=-L} + \rho_3 \int_{-L}^0 \frac{\partial v'_{3y}}{\partial y} dx + \rho_3 \left( \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} - \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} \right), \\
 \left( p'_2 + 2\rho_2 v_2 v'_{2x} - 2\rho_2 v_2 \frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} &= \left( p'_1 + 2\rho_1 v_1 v'_{1x} - 2\rho_1 v_1 \frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} \right) \Big|_{x=-L} - \\
 &- \int_{-L}^0 \left[ \rho_3 \frac{\partial v'_{3x}}{\partial t} + \rho_3 v_3 \frac{\partial v'_{2y}}{\partial y} - \rho_3 v_3 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial v'_{3x}}{\partial y} + \frac{\partial v'_{3y}}{\partial x} \right) \right] dx, \\
 &\left[ \rho_2 v_2 v'_{2y} - \rho_2 v_2 \left( \frac{\partial v'_{2x}}{\partial y} + \frac{\partial v'_{2y}}{\partial x} \right) \right]_{x=0} - p_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial y} = \\
 &= \left[ \rho_1 v_1 v'_{1y} - \rho_1 v_1 \left( \frac{\partial v'_{1x}}{\partial y} + \frac{\partial v'_{1y}}{\partial x} \right) \right]_{x=-L} - p_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} - \\
 &- \int_{-L}^0 \left( \rho_3 \frac{\partial v'_{3y}}{\partial t} + \frac{\partial p'_3}{\partial y} - 2\rho_3 v_3 \frac{\partial^2 v'_{3y}}{\partial y^2} \right) dx + p_3 \left( \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial y} \right).
 \end{aligned} \tag{8}$$

Возмущения, возникающие из-за случайных причин в зоне горения, взаимодействуют с гидродинамической структурой зоны пламени. Накопление локальных возмущений гидродинамических параметров каждой прогреваемой и горящей частицы газа вдоль участка траектории в области  $\mathcal{Z}$  может быть выражено через градиент ее скорости в этой зоне [18]. Это накопление в конечном итоге и есть причина изменения скорости нормального горения. Количественное описание данного механизма обратной связи между структурой зоны горения и скоростью распространения пламени осуществляется при помощи следующего уравнения, вывод которого приведен в [9, 18]:

$$v'_{1x} \Big|_{x=-L} - \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} = v_2 \int_{t-\tau}^t \frac{\partial v'_{3x}}{\partial x} \Big|_{x=v_3(t-t')} dt', \tag{9}$$

где  $\tau = L/v_3$  — время пребывания частицы газа в зоне пламени;  $x = v_3(t' - t)$  — уравнение невозмущенной траектории газовой частицы, вдоль которой осуществляется интегрирование в линейном приближении.

Изменение ширины зоны пламени  $\mathcal{Z}$  под действием возмущений определяем с помощью известной оценки тепловой теории горения [2, 8]

$$L \sim \chi_1 / u_n = v_1 / v_1 \tag{10}$$

в предположении  $Pr = 1$ , где  $Pr = v_1 / \chi_1$  — число Прандтля;  $\chi_1$  — теплопроводность исходной смеси;  $u_n = v_1$  — скорость нормального горения. Варьируя выражение (10) в предположении квазистационарности процессов в возмущенном состоянии, имеем

$$v_1 [\varepsilon_2(t, y) - \varepsilon_1(t - \tau, y)] = L \delta u_n. \tag{11}$$

Здесь  $\varepsilon_2(t, y) - \varepsilon_1(t - \tau, y) = \delta L$  — изменение ширины пламенной зоны;  $\delta u_n$  — изменение скорости нормального горения:

$$\delta u_n = v'_{1x} \Big|_{x=-L} - \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t}. \tag{12}$$

С помощью уравнения (9)  $\delta u_n$  можно выразить через градиент скорости потока в зоне  $\mathcal{Z}$ .

Применение интегральных теорем (7) к малой окрестности стационарной передней границы ( $x = -L$ ) зоны пламени, целиком включающей в себя ее возмущенное положение, приводит к трем дополнительным граничным условиям, позволяющим замкнуть задачу. Эти граничные условия имеют вид [9]:

$$\begin{aligned} \rho_3 v'_{3x} |_{x=-L} &= \rho_1 v'_{1x} |_{x=-L}, \\ \left( p'_3 + 2\rho_3 v_3 v'_{3x} - 2\rho_2 v_2 \frac{\partial v'_{2x}}{\partial x} \right) \Big|_{x=-L} &= \left( p'_1 + 2\rho_1 v_1 v'_{1x} - 2\rho_1 v_1 \frac{\partial v'_{1x}}{\partial x} \right) \Big|_{x=-L}, \\ \left[ \rho_3 v_3 v'_{3y} - \rho_3 v_3 \left( \frac{\partial v'_{3y}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{3x}}{\partial y} \right) \right] \Big|_{x=-L} &= \left[ \rho_1 v_1 v'_{1y} - \rho_1 v_1 \left( \frac{\partial v'_{1y}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1x}}{\partial y} \right) \right] \Big|_{x=-L}. \end{aligned} \quad (13)$$

**Характеристическое уравнение.** Подстановка частных решений (4) в граничные условия (8), (9), (11), (13) приводит к линейной однородной системе алгебраических уравнений относительно восьми неизвестных постоянных  $A_j$  с характеристическим (вековым) уравнением вида

$$z(z - \delta_2) \left( \frac{z^2}{\delta_3^2} - 1 \right) F(z) = 0, \quad (14)$$

где  $z = -iu/hv_1$  — безразмерное собственное число;  $F(z)$  — трансцендентная функция, зависящая от параметров  $\delta_2$ ,  $\delta_3$ ,  $m$  и  $\xi = hL$ , которая не приведена ввиду своей громоздкости. Корни  $z = 0$ ,  $z = \delta_2$  и  $z = \pm\delta_3$  не пригодны, так как первый из них тривиален, а остальные отвечают совпадению одного из вихревых возмущений в зоне 2 или 3 с возмущением давления в той же зоне.

В случае длинноволновых возмущений ( $\xi \ll 1$ ), который наиболее интересен с точки зрения сопоставления с экспериментом, решение уравнения  $F(z) = 0$  ищем асимптотически:  $z = z_0 + z_1 \xi + \dots$ . Величина  $z_0$  есть корень векового уравнения при  $v \rightarrow 0$  ( $L \rightarrow 0$ ), принимающая следующее неустойчивое значение [4]:

$$z_0 = \frac{\delta_2}{\delta_2 + 1} \left( -1 + \sqrt{\delta_2 + 1 - \frac{1}{\delta_2}} \right). \quad (15)$$

Величина  $z_1$ , выражающая стабилизирующий эффект вязкости, представляется следующим образом:

$$\begin{aligned} - \left( 1 + \frac{\delta_2 + 1}{\delta_2} z_0 \right) z_1 &= z_0 \left[ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{z_0}{2} \right) (2\delta_2 + 1) + \right. \\ &+ \left. \delta_2^{1/2} \left( \frac{\delta_2 + 1}{\delta_2} z_0 + \delta_3 + 3 \right) \right] + \frac{1}{2} (\delta_2 - 1) \left( 1 + 2z_0 + \frac{z_0}{\delta_3} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

откуда очевидно, что  $z_1 < 0$  при  $z_0 > 0$ .

Возникает необходимость найти такую длину волны  $\lambda_m$ , которой бы отвечало возмущение с максимальной скоростью роста амплитуды. Именно оно играет определяющую роль в развитии неустойчивости и реализуется в экспериментах. Найдя максимум величины  $-iu = v_1 z h = v_1 h (z_0 + z_1 \xi)$ , имеем  $\frac{d}{d\xi} (-iu) = v_1 (z_0 + 2z_1 \xi_m) = 0$ . Тогда, для оценки  $\lambda_m$  справедливо соотношение

$$\xi_m = -z_0/2z_1 \quad \text{или} \quad \lambda_m/L = -4\pi z_1/z_0.$$

Таким образом,  $\text{Re}_m = \lambda_m v_1/v_1 = \lambda_m/L$ , вычисленное по длине волны максимально нарастающего со временем возмущения, определяется по формуле

$$\text{Re}_m = -4\pi z_1/z_0. \quad (17)$$

**Сравнение с экспериментом.** Проведем сопоставление полученных результатов с известными экспериментальными данными [1, 3] по устой-

чивости пламени для быстро- (кислородных) и медленногорящих (воздушных) смесей углеродов.

В [1] рассматривалось распространение пламени в ацетиленокислородной смеси (37,5 %  $C_2H_2$  + 62,5 %  $O_2$  по объему), заключенной в мыльном пузыре для практического устранения влияния стенок сосуда. Экспериментально измерялась высота  $\xi_A$  выпуклостей на сферическом фронте пламени в зависимости от его радиуса  $r$ . Результаты наблюдений представлены линейной функцией  $\xi_A(r)$ , т. е. в виде прямой, построенной по способу натянутой нити [19]. Это позволило зафиксировать минимальное значение радиуса пламени  $r_m \approx 20$  мм, при котором начался рост амплитуды возмущений. Число Рейнольдса, вычисленное по найденному радиусу, составило  $Re_r \sim 10^4$  [1]. Однако корректное количественное сравнение теоретических расчетов с данными опытов обязательно требует математической обработки результатов экспериментальных наблюдений. С этой целью для определения указанной линейной зависимости  $\xi_A(r)$  применен в качестве наиболее надежного метод наименьших квадратов.

В опытах [1] фиксировалась также зависимость среднего размера выпуклостей  $\Delta x$  от радиуса пламени, которая носит строго линейный характер. Пересечение прямой  $\xi_A(r)$  с осью  $r$  позволяет определить  $r_m$ , при котором начинается рост возмущений, а затем с помощью прямой  $\Delta x(r)$  — соответствующую этому радиусу величину  $\Delta x_* = 1,5 \pm 0,5$  мм. Последняя как раз характеризует средний размер неоднородностей на фронте. Причиной возникновения погрешности  $+0,5$  мм служит средняя квадратичная ошибка прямой  $\xi_A(r)$ , построенной по способу наименьших квадратов. Таким образом, для критического числа Рейнольдса, соответствующего величине  $\Delta x_*$ , определяется следующая полоса регрессии:

$$Re_* = (7,5 \pm 2,5) \cdot 10^2.$$

В условиях опытов [1]  $\delta_2 = 12$ , а следовательно, по формуле (5),  $\delta_3 = 8$ . При  $m = 0,75$ , согласно (15) — (17), получим  $Re_m = 6,25 \cdot 10^2$ . Таким образом, найденное теоретически  $Re_m$  попадает в построенную по данным эксперимента полосу регрессии  $Re_*$ .

В работе [9]  $Re_m$ , вычисленное в условиях опытов [1], составляет всего лишь  $3 \cdot 10^2$ . Полученные выше результаты показывают, что учет изменения ширины зоны горения под влиянием возмущений является существенным фактором стабилизации в задаче об устойчивости пламени. Этот вывод может быть отнесен не только к быстро-, но и к медленногорящим смесям, что наглядно демонстрируют результаты тщательных измерений [3].

В последних опытах для смеси пропан — воздух (5 %  $C_3H_8$ ) тепловым скоростным кинематографированием выяснено, что неустойчивость горения сопровождается появлением на пламени ячеек, по среднему размеру которых вычислено критическое  $Re_*$ . Опыты проводились в размере малого объема при различных начальных давлениях  $p_1$  горючей смеси. При  $p = 1, 3, 7$  и  $9$  атм измерения проводили 2 раза для каждого случая в отдельности, что не дает возможности оценить погрешность, т. е. провести строгую математическую обработку экспериментальных данных. Наибольшее число измерений было сделано при  $p_1 = 5$  атм. Математическая обработка результатов с помощью метода наименьших квадратов обнаружила следующую полосу регрессии:  $Re_* = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^2$ .

Для сравнения теоретических результатов с данными экспериментальных наблюдений примем в качестве оценки среднего размера периодических ячеек длину волны  $\lambda_m$  наиболее быстро растущего со временем возмущения. Согласно данным [3],  $\delta_2 = 7,3$  и (по формуле (5))  $\delta_3 = 5$ . Для  $m = 0,75$ , согласно (15) — (17),  $Re_m = 2,65 \cdot 10^2$ , т. е. опять можно констатировать согласование теоретических и экспериментальных результатов.

В [9] получено  $Re_m = 1,4 \cdot 10^2$  для пропановоздушной смеси, что снова количественно подтверждает сделанный выше вывод об эффективном стабилизирующем влиянии изменения ширины зоны пламени. Последнее имеет место как в случае быстрогорящей, так и в случае медленногорящей смеси. Предложенный интегральный метод исследования линейной гидродинамической устойчивости ламинарного пламени не позволяет детально рассчитать периодическую структуру ячеек подобно [13], однако дает возможность оценить их средний размер.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Трошин Я. К., Щелкин К. И. // Изв. АН СССР. ОТН.— 1955— № 9.— С. 160—166.
2. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Гуссак Л. А., Спринчина Е. И., Щелкин К. И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени // ФГВ.— 1968.— 4, № 3.— С. 358—366.
4. Ландау Л. Д. // ЖЭТФ.— 1944.— 4, № 6.— С. 240—244.
5. Ягодкин В. И. // Изв. АН СССР. ОТН.— 1955.— № 7.— С. 101—108.
6. Eckhaus W. J. // Fluid Mech.— 1961.— 10.— P. 80—100.
7. Einbinder H. J. // Chem. Phys.— 1953.— 21.— P. 480—489.
8. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
9. Асланов С. К. // Прикладная механика.— 1968.— 4, № 9.— С. 112—116.
10. Лазарев П. П., Плешанов А. С. Линейная устойчивость ламинарного фронта пламени // ФГВ.— 1980.— 16, № 6.— С. 45—53.
11. Novick-Cohen A., Sivashinsky G. I. // Combust. Sci. and Technol.— 1986.— 46, N 1—2.— P. 109—111.
12. Sivashinsky G. I., Clavin P. // J. Phys.— 1987.— 48, N 2.— P. 193—198.
13. Минаев С. С., Бабкин В. С. Стационарная периодическая структура пламени с конечной амплитудой ячеек // ФГВ.— 1987.— 23, № 2.— С. 49—57.
14. Минаев С. С., Рогоза Б. Е. О возможности стационарной стабилизации диффузионно-тепловой неустойчивости пламени // Там же.— 1988.— 24, № 4.— С. 31—34.
15. Игнатъев С. М., Петухов Ю. И. Нелинейный анализ ячейки структуры фронта пламени с учетом гидродинамических и диффузионно-тепловых процессов // Там же.— 1989.— 25, № 5.— С. 58—62.
16. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1983.— Т. 1.
17. Лойцянский Л. Г. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1973.
18. Асланов С. К. Критерий неустойчивости медленного горения газовых смесей // ФГВ.— 1965.— 1, № 3.— С. 75—82.
19. Гутер Р. С., Овчинский Б. В. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта.— М.: Наука, 1970.

г. Одесса

Поступила в редакцию 9/II 1990,  
после доработки — 10/I 1991

УДК 541.126

В. Я. Басевич, В. И. Веденеев

#### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ АММИАКА

Проведены расчеты распространения ламинарного пламени аммиака на основе детального кинетического механизма в одномерном приближении. Расчетные скорости распространения пламени удовлетворительно описывают эксперимент по атмосферным воздушным и кислородным пламенем аммиака. Для последних сделано сопоставление и найдено удовлетворительное согласие расчетных и опытных значений концентраций ряда продуктов.

К настоящему времени завершается начальный этап в построении кинетических механизмов горения с участием простых молекул топлива и окислителя. Стало возможным проведение детальных кинетических расчетов ламинарных пламен. Следующим этапом должен быть тщательный анализ отдельных элементарных актов реакции, отбор действительно реализующихся каналов взаимодействия и повышение точности оценки констант скоростей. Такие меры позволят вместо получаемых сейчас качественных оценок различных характеристик пламени, в том числе