

Рис. 5.

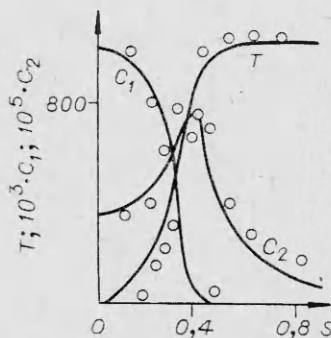


Рис. 6.

ческое изучение стационарных режимов пламени с последующей корректировкой результатов численным экспериментом позволяет воспроизвести реальную картину процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. V. Margolis. Comb. Sci. Techn., 1980, 22, 143.
2. G. Joulin. Comb. Flame, 1982, 46, 271.
3. G. Dixon — Levis. Proc. of the Royal Society, 1967, 298, 485.
4. R. F. Heinemann, A. O. Hnowles, W. R. George. AIChE J., 1980, 26, 725.
5. П. Г. Ицкова, А. Т. Лукьянов. Тез. докл. Первого Всесоюз. симпозиума по макрокинетической кинетике и химической гидродинамике. Т. I, ч. 1. Черноголовка, 1984.
6. А. Т. Лукьянов, Л. Ю. Артюх, П. Г. Ицкова. Математическое моделирование задач теории горения. Алма-Ата: Наука, 1981.
7. Б. В. Вольтер, И. Е. Сальников. Устойчивость режимов работы химических реакторов. М.: Химия, 1981.
8. P. L. Stephenson, R. G. Taylor. Comb. Flame, 1973, 20, 231.

Поступила в редакцию 13/II 1985,
после доработки — 27/V 1985

О ТЕПЛОЙ ТЕОРИИ ЯЧЕИСТОГО ПЛАМЕНИ, ИНДУЦИРОВАННОГО ВНЕШНИМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ПОТОКОМ

Б. Е. Рогоза
(Днепропетровск)

В многочисленных экспериментах установлено [1—3], что при распространении пламени по несжимаемому реагирующему потоку газовой смеси на фронте горения формируется нелинейная структура — ячейки, состыкованные по линиям излома.

Теория спонтанных ячеистых пламен, формирующихся в результате потери теплодиффузионной или гидродинамической устойчивости плоским фронтом пламени построена в работах [4, 5].

Вместе с тем кроме спонтанных (самопроизвольно возникающих) ячеистых пламен в экспериментах замечено формирование на поверхности горения ячеек, индуцированных внешним гидродинамическим потоком. Их появление не зависит от теплодиффузионной устойчивости горения и может наблюдаться при числе Льюиса $Le = 1$, когда спонтанные ячейки не формируются. Хотя механизм формирования индуцированного ячеистого пламени вполне ясен (подстройка формы поверхности пламени под гидродинамический поток плюс нелинейный эффект нормального распространения горения), но соответствующая тепловая задача подробно не рассматривалась.

В данной работе в рамках известного приближения Зельдовича — Франк-Каменецкого (ЗФК) описано формирование индуцированного ячеистого пламени, распространяющегося в заданном гидродинамическом потоке реагирующей смеси, и построено распределение температуры вблизи его поверхности. Полученное решение — прямое обобщение известного экспоненциального распределения Михельсона для плоского пламени на случай искривленного фронта горения, распространяющегося в потоке реагирующего газа.

Постановка задачи о распространении искривленного фронта пламени

Классическая тепловая задача о распространении фронта пламени в заданном ламинарном потоке реагирующей смеси при отсутствии теплового расширения продуктов сгорания и подобии полей концентрации и температуры ($Le = 1$) сводится к краевой задаче для одного уравнения теплопроводности [6]

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u}, \nabla) T = \kappa \Delta T + q_A W(T), \quad (\nabla, \vec{u}) = 0. \quad (1)$$

Здесь $T = T(\vec{x}, t)$ — температура; $\vec{u} = \vec{u}(\vec{x}, t)$ — заданное поле течения реагирующего газа; κ — коэффициент теплопроводности; $q_A = T_b - T_0$ — адиабатический разогрев исходной смеси от начальной температуры T_0 до температуры горения T_b ; $W(T)$ — скорость химической реакции, зависящая от температуры. Предполагается постоянство теплофизических параметров смеси.

Уравнение (1) должно быть дополнено граничным условием, согласно которому температуры реагирующей среды и продуктов сгорания равны соответственно T_0 и T_b на большом удалении от пламени.

В приближении ЗФК фронт пламени подразделяется на зоны: прогрева и реакции. Последняя, по крайней мере, на порядок тоньше зоны прогрева. При очень большой энергии активации область реакции можно отождествить с математической поверхностью, на которой мгновенно происходит переработка вещества. Зона реакции является источником теплового потока в зону прогрева.

В этих предположениях нелинейный источник тепла в самом уравнении теплопроводности может быть опущен и перенесен в граничные условия. Распределение температуры вне идеализированной зоны реакции в приближении ЗФК находится из следующей нелинейной краевой задачи:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u}, \nabla) T &= \kappa \Delta T, \\ |\nabla T|_{F=0} &= \left(\frac{2q_A}{\kappa} \int_{T_0}^{T_b} W(T) dT \right)^{1/2} \equiv \frac{u_H^0}{\kappa} (T_b - T_0), \\ T|_{F \geq 0} &= T_b, \quad T|_{F=-\infty} = T_0, \quad (\nabla, \vec{u}) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где u_H^0 — скорость переработки вещества на плоском пламени, равная нормальной скорости распространения плоского фронта горения с температурой T_b ; F — нормальная координата к поверхности зоны реакции, направленная в сторону продуктов сгорания.

Граничное условие задачи (2), содержащее тепловой источник и представляющее собой равенство тепловых потоков $\kappa |\nabla T|_{F=0} = q_A u_H^0$ из зоны реакции в зону прогрева, можно получить из уравнения (1), вводя модельный δ -источник тепла, поставляющий тепловую энергию при фиксированной температуре T_b адиабатического сгорания [7].

Начальное условие для задачи (2) выберем в виде температурного поля плоского пламени в форме решения Михельсона

$$T = T_0 + (T_b - T_0) \exp(u_n^0 x / \kappa).$$

Следует отметить, что начальное и граничные условия согласуются между собой в начальный момент времени.

Сформулируем следующую задачу: изучить перестройку плоской поверхности горения в неоднородном гидродинамическом потоке и соответствующую эволюцию температурного поля с учетом нелинейного эффекта стабилизации искривленного фронта пламени.

Решение краевой задачи

Будем искать решение задачи (2) в следующей экспоненциальной форме:

$$c(\vec{x}, t) = (T - T_0) / (T_b - T_0) = \exp(F(\vec{x}, t) / L), \quad (3)$$

согласованной с граничными условиями и обобщающей на случай искривленного пламени распределение температуры вблизи плоского фронта горения [6]. Здесь $F(\vec{x}, t)$ — нормальная координата к поверхности пламени играет роль фазы пространственно-временного распределения температуры; вектор \vec{x} имеет координаты (x, y, z) . Изотерме $c = 1$ соответствует нулевой уровень функции $F(\vec{x}, t) = 0$.

После подстановки решения (3) в задачу (2) получаем следующую нелинейную систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + (\vec{u}, \nabla) F &= \frac{\kappa}{L} (\nabla F)^2 + \kappa \Delta F, \\ |\nabla F|_{F=0} &= \frac{u_n^0 \cdot L}{\kappa} \equiv \text{Pe}, \\ F(\vec{x}, t)|_{t=0} &= \text{Pe} \cdot x, \end{aligned} \quad (4)$$

где Pe — число Пекле, построенное по скорости u_n^0 , коэффициенту теплопроводности κ и характерному масштабу L возмущений плоского фронта горения.

Ключевым моментом в дальнейшем построении температурного поля вблизи ячеистого пламени является следующее наблюдение: нелинейную краевую задачу (4) можно преобразовать к задаче Коши для одного уравнения эволюции характеристической поверхности (уравнение типа Гамильтона — Якоби), распространяющейся в заданном потоке газа со скоростью u_n , зависящей от кривизны поверхности, согласно известной формуле Маркштейна [8].

Действительно, введем касательное преобразование $dF = \lambda df$ от поверхности постоянной фазы $F(\vec{x}, t) = 0$ к такой новой поверхности $f(\vec{x}, t) = 0$, чтобы граничное условие в (4) выполнялось тождественно. Геометрически данное касательное преобразование сохраняет параллельность соответствующих нормальных векторов

$$\nabla F = \lambda \cdot \nabla f, \quad \partial F / \partial t = \lambda \cdot \partial f / \partial t.$$

Коэффициент пропорциональности $\lambda = \lambda(\vec{x}, t, \nabla f, \partial f / \partial t)$ с учетом тождественной выполнимости граничного условия (4) выберем равным $\lambda = \text{Pe} / |\nabla f|$. В итоге искомое касательное преобразование принимает вид $\nabla F = \text{Pe} \nabla f / |\nabla f|, \quad \frac{\partial F}{\partial t} = \text{Pe} \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{|\nabla f|}$.

В частности, для плоского пламени, распространяющегося с нормальной скоростью u_n^0 в постоянном гидродинамическом потоке u_n , фазовая поверхность представляет собой плоскость с уравнением в нор-

мальной форме $F(\vec{x}, t) = \text{Re}(\vec{n}\vec{x} - w_n t) = 0$. При этом скорость перемещения пламени в направлении нормали w_n , как вытекает из эволюционного уравнения (4), равна $u_n - u_n^0$ и представляет собой не что иное, как скорость движения поверхности постоянной фазы, в данном случае постоянной температуры и концентрации реагирующего вещества. Введенное выше касательное преобразование заменяет уравнение поверхности постоянной фазы $\vec{n}\vec{x} - w_n t = 0$ на общее уравнение плоскости $f(\vec{x}, t) = \vec{k}\vec{x} - \omega t = 0$, единичный вектор нормали \vec{n} — на «волновой вектор» $\vec{k} = \nabla f$, а фазовую скорость w_n — на «частоту» $\omega = w_n |\vec{k}|$, если воспользоваться терминологией геометрической акустики [9].

Следует отметить, что в приближении ЗФК из краевой задачи теплопроводности (2) непосредственно вытекает дисперсионное соотношение геометрической акустики $\omega = \vec{u}\vec{k} - u_n^0 |\vec{k}|$. Тем самым подтверждается применимость в теории фронтального горения известного принципа Гюйгенса, который математически эквивалентен уравнению Гамильтона — Якоби с ω в качестве характеристической функции [10, 11].

С учетом сделанных замечаний краевая задача (4) после выполнения касательного преобразования к функции $F(\vec{x}, t)$ принимает вид задачи Коши для следующего нелинейного уравнения:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u}, \nabla) f = u_n |\nabla f|; \quad (5)$$

$$u_n = u_n^0 (1 + \mu G), \quad \mu = \frac{\kappa}{u_n^0},$$

$$f|_{t=0} = x.$$

Здесь u_n — скорость нормального распространения искривленной поверхности $f(\vec{x}, t) = 0$; $G = (\nabla, \vec{n})$ — средняя кривизна поверхности:

$$G = -\frac{x_j'}{(1 + x_j'^2)^{3/2}}, \quad f \equiv x - x_j(y, t) = 0, \quad x_j' \equiv \frac{\partial x_j}{\partial y},$$

$$G = 1/R, \quad f = x^2 + y^2 - R^2 = 0,$$

$$G = 2/R, \quad f = x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$$

соответственно для плоского, цилиндрического и сферического случаев.

Уравнение (5) представляет собой дифференциальную запись известного кинематического соотношения на фронте пламени

$$u_n|_{f=0} \equiv (\vec{u}, \nabla f) / |\nabla f|,$$

$$w_n|_{f=0} \equiv -\frac{\partial f}{\partial t} / |\nabla f|,$$

$$u_n = (u_n - w_n)|_{f=0}.$$

После построения решения задачи Коши для нелинейного эволюционного уравнения (5) можно найти температурное поле искривленного фронта пламени по формуле (3), предварительно совершив обратный переход к фазовой функции $F(\vec{x}, t)$. Очевидно, что восстановление фазовой функции можно провести с помощью контурного интеграла (действие, обратное касательному преобразованию внешних одномерных форм $dF(\vec{x}, t) = \text{Re} \cdot df / |\nabla f| \equiv [(\vec{n}, d\vec{x}) - w_n \cdot dt] \cdot \text{Re}$):

$$F(\vec{x}, t) = \text{Re} \int_A^B (\vec{n}, d\vec{x}) - w_n dt,$$

где начало пути интегрирования (AB) принадлежит поверхности зоны

реакции ($A(\vec{x}_R, t_R): f(\vec{x}_R, t_R) = 0$), а конец пути $B(\vec{x}, t)$ — точка наблюдения — лежит в зоне прогрева.

Таким образом, в приближении ЗФК распределение температуры в зоне прогрева вблизи искривленной зоны реакции имеет следующий экспоненциальный вид:

$$T = T_0 + (T_b - T_0) \exp\left(\frac{u_H^0}{\kappa} \int_A^B (\vec{n}, d\vec{x}) - w_n dt\right). \quad (6)$$

Поверхность зоны реакции, к которой принадлежит начало пути интегрирования, находится из нелинейного уравнения (5) с учетом условия типа гипотезы Маркштейна о зависимости скорости горения от кривизны фронта пламени. Следует подчеркнуть, что в рамках данного рассмотрения эта зависимость, как показано выше, вытекает из самих уравнений и ее не надо вводить как дополнительную гипотезу.

Отметим один важный частный случай формулы (6). Для одномерного плоского пламени, расположенного вдоль оси Oy и рассматриваемого в сопутствующей системе координат, имеют место равенства $f(x, t) = x - x_f(t) = 0$, $|\nabla f| = 1$. В итоге распределение температуры (6) совпадает с классическим экспоненциальным распределением температуры вблизи плоской стенки:

$$c(x, t) = (T - T_0)/(T_b - T_0) = \exp\frac{u_H^0}{\kappa}(x - x_f), \\ x \leq x_f(t), \quad t = \text{const.}$$

Двумерный фронт пламени

В дальнейшем ограничимся изучением двумерного фронта пламени вида $f(x, t) = x - x_f(y, t) = 0$, распространяющегося в заданном потоке реагирующей смеси газов. Рассматривается задача об эволюции температурного поля первоначально плоского пламени $x_f(y, 0) = 0$, расположенного вдоль оси Oy . С отрицательной стороны оси Ox на фронт горения набегают постоянный гидродинамический поток U вместе с заданным периодическим возмущением $u(y, t)$. Остальные компоненты скорости потока газа предполагаются нулевыми.

В двумерном случае распределение температуры (6) можно представить в следующем виде:

$$c(x, y, t) = \exp\left(\frac{u_H^0}{\kappa} \int_{A(x_R, y_R, t_R)}^{B(x, y, t)} \cos \varphi dx - \sin \varphi dy - w_n dt\right), \quad (7)$$

где $n_1 = \cos \varphi$, $n_2 = -\sin \varphi$ — компоненты единичного вектора нормали к поверхности зоны реакции; $\varphi = \varphi(y, t)$ — угол между нормалью и направлением гидродинамического потока.

По физическому смыслу температура $c(x, y, t)$ — однозначная функция своих переменных, поэтому контурный интеграл в формуле (7) не должен зависеть от пути интегрирования. Это утверждение локально эквивалентно условию полной интегрируемости уравнения в дифференциалах $dF = \text{Re}(n_1 dx + n_2 dy - w_n dt)$, которое имеет вид [12]

$$w_n \left(\frac{\partial n_2}{\partial x} - \frac{\partial n_1}{\partial y}\right) - n_2 \left(\frac{\partial w_n}{\partial x} + \frac{\partial n_1}{\partial t}\right) + n_1 \left(\frac{\partial w_n}{\partial y} + \frac{\partial n_2}{\partial t}\right) = 0. \quad (8)$$

Заметим, что компоненты единичного вектора нормали определены формулами $n_1 = \cos \varphi$, $n_2 = -\sin \varphi$, $w_n = (U + u(y, t)) \cos \varphi - u_H^0(1 + \mu G)$, а кривизна поверхности фронта горения находится из выражения $G = \partial n_2 / \partial y = -\cos \varphi (\partial \varphi / \partial y)$. Произведя все необходимые вычисления в условии полной интегрируемости (8), получим следующее нелинейное

уравнение эволюции угла наклона касательной к фронту пламени, распространяющемуся в реагирующем потоке газовой смеси:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_n^0 \sin \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \left(u_n^0 \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \cos^2 \varphi, \quad (9)$$

$$\varphi|_{t=0} = 0.$$

Примечательно, что в рассматриваемом двумерном случае (9) в точности совпадает с условием полной интегрируемости уравнения эволюции фронта пламени (5).

С целью построения явных формул для температурного поля (7) искривленного пламени ограничимся изучением случая почти плоского фронта горения, когда температура медленно меняется вдоль оси Oy по сравнению с поперечным направлением:

$$\left| \frac{\partial}{\partial y} \ln T(x, y, t) \right| \ll \left| \frac{\partial}{\partial x} \ln T(x, y, t) \right|.$$

Это условие означает слабую искривленность поверхности пламени $\left| \frac{\partial f}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|$ или эквивалентно $\left| \frac{\partial}{\partial y} x_f(y, t) \right| = |\operatorname{tg} \varphi| \ll 1$. При этом справедливы оценки $\sin \varphi \approx \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$, и условие интегрируемости (9) преобразуется в уравнение Бюргера с внешней силой

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_n^0 \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y} = u_n^0 \mu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (10)$$

$$\varphi|_{t=0} = 0.$$

Физически приближение почти плоского пламени соответствует малым значениям возмущения гидродинамического потока по сравнению с величиной скорости горения.

Линеаризующая уравнение Бюргера подстановка Коула — Хопфа $\varphi(y, t) = -2\mu \frac{\partial}{\partial y} \ln \psi(y, t)$ преобразует выражение (10) в линейное уравнение теплопроводности с гидродинамикой в качестве потенциала

$$\mu \frac{\partial \psi}{\partial t} = u_n^0 \mu^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{u_n^0 - U - u(y, t)}{2} \psi, \quad (11)$$

$$\psi|_{t=0} = 1.$$

Решение (11) связано с формой поверхности горения соотношением $x_f = -2\mu \ln \psi(y, t) + x_*$, где x_* — произвольно выделенная точка фронта пламени.

Знание формы поверхности искривленной зоны реакции в каждый фиксированный момент времени позволяет восстановить по (7) распределение температуры в зоне прогрева. Для слабоискривленного пламени температурное поле имеет простой вид ($x_* = 0$)

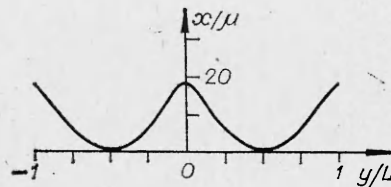
$$c(x, y, t) = \exp\left(\frac{u_n^0}{\kappa} x\right) [\psi(y, t)]^2, \quad x \leq -2\mu \ln \psi(y, t),$$

где $\psi(y, t)$ — решение задачи (11).

Моногармоническое возмущение гидродинамического потока реагирующей смеси

Выберем для определенности возмущение постоянного гидродинамического потока реагирующей смеси в форме стационарной моногармонической волны $u(y) = u_0 \cos(2\pi/L \cdot y)$. При достаточно больших временах $t \gg L/u_n^0$ в таком потоке устанавливаются стационарные форма зоны реакции и распределение температуры в зоне прогрева. Для нахождения соответствующих выражений следует в уравнении (11) сделать подста-

Рис. 1. Установившаяся форма поверхности искривленного фронта пламени в стационарном потоке $u(y) = U + u_0 \cos(2\pi y/L)$ реагирующей смеси при $U = u_H^0 = 0,5$ м/с, $u_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ м/с, $L = \pi/50$ м. В лабораторной системе координат $V = -1,61 \cdot 10^{-2}$ м/с, если $\mu = 4 \cdot 10^{-4}$ м.



новку $\psi(y, t) = \exp\left(-\frac{Vt}{2\mu}\right) \psi_s(y)$, где $\psi_s = \psi_s(y)$ — собственная функция уравнения Штурма — Лиувилля

$$u_H^0 \mu^2 \frac{d^2 \psi_s(y)}{dy^2} + \frac{u_H^0 + V - U - u(y)}{2} \psi_s(y) = 0 \quad (12)$$

с периодическим потенциалом $u(y) = u(y + L)$ и граничным условием $d \ln \psi_s(y + L)/dy = d \ln \psi_s(y)/dy$. Скорость V движения пламени находится как собственное значение краевой задачи (12).

В частном случае моногармонического возмущения (12) путем переобозначений преобразуется в каноническую форму уравнения Матье [13]

$$d^2 \psi(z)/dz^2 + (a - 2q \cos 2z) \psi(z) = 0 \quad (13)$$

с периодическим граничным условием $\psi(z) = \psi(z + \pi)$. Здесь введены следующие обозначения: $a \equiv 2(L/2\pi\mu)^2 [1 - (U - V)/u_H^0]$, $q = (L/2\pi\mu)^2 u_0/u_H^0$, $z = \pi y/L$, $\psi(z) \equiv \psi_s(zL/\pi)$.

Для построения решений уравнения (13) отметим, что при отсутствии возмущения гидродинамического потока ($u(y) = 0$) фронт пламени остается плоским, перемещающимся относительно лабораторной системы координат с $V = U - u_H^0$, т. е. коэффициент a обращается в нуль вместе с q .

Сделанное замечание вместе с граничным условием π -периодичности приводит к однозначному выбору решения уравнения (13) в виде функции Матье нулевого порядка $\psi(z) = ce_0(z, q)$. Соответственно форма зоны реакции и распределение температуры в зоне прогрева искривленного пламени, выраженные через функцию Матье, принимают вид

$$x_f(y, t) = -2\mu \ln ce_0\left(\frac{\pi y}{L}, q\right) + Vt,$$

$$c(x, y, t) = \exp\left(\frac{u_H^0}{\mu}(x - Vt)\right) \left[ce_0\left(\frac{\pi y}{L}, q\right)\right]^2, \quad (14)$$

$$x \leq x_f(y, t).$$

На рис. 1—3 представлены три разных сечения температурного поля (14) слабоискривленного пламени. В частности, на рис. 1 показана стационарно распространяющаяся изотерма $c = 1$, не меняющая своей формы, хотя траектория каждой ее точки в гармоническом потоке существенно искривлена. Скорость движения изотермы как целого определяется из выражения:

$$V = U - u_H^0 (1 - 2a(\pi\mu/L)^2),$$

где a — собственное значение уравнения Матье. Отметим, что только при

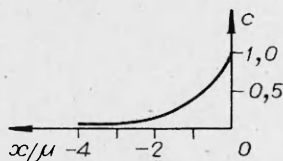


Рис. 2. Экспоненциальное убывание температуры в окрестности вершины ячейки при удалении от фронта пламени в глубину зоны прогрева.

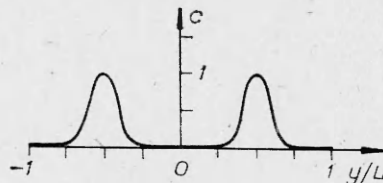


Рис. 3. Распределение температуры на уровне ведущих точек (вершины ячейки) $x = x_m$.

обращении тепловой толщины пламени в нуль V совпадает со скоростью перемещения плоского фронта горения.

На рис. 2 представлена зависимость температуры от величины нормальной координаты, восстановленной к искривленной поверхности пламени. Для простоты продольная координата выбрана равной координате ведущих точек пламени. Отметим, что на рис. 2 получено не что иное, как известное распределение температуры по Михельсону.

На рис. 3 показано сечение температурного поля искривленного пламени на уровне ведущих точек $x = x_m$, которые наиболее продвинуты в холодную смесь. В их окрестности реагирующая смесь газов наиболее прогрета и созданы наилучшие условия для ее воспламенения. В этой связи ведущие точки выполняют роль поджигающих центров, от которых импульс воспламенения передается соседним участкам горючей смеси [14].

В заключение отметим одно следствие полученного решения (14). Любой локальный наблюдатель, находящийся в фиксированной точке потока реагирующей смеси, будет отмечать экспоненциальный рост температуры. Физически это означает последовательное приближение волны горения к точке наблюдения.

Выводы

В приближении Зельдовича — Франк-Каменецкого получено характеристическое уравнение для тепловой задачи горения. В явном виде через функции Матье определена форма стационарной поверхности зоны реакции с ячеистой структурой, индуцированной внешней гидродинамикой. Построено температурное поле в зоне прогрева стационарно распространяющегося искривленного пламени. Установлено, что учет тепловой толщины фронта горения (тепловой инерционности) сглаживает линии излома и уменьшает скорость движения ведущих точек пламени.

Автор выражает глубокую признательность участникам 177-го заседания Объединенного семинара ИПМ АН СССР и ИХФ АН СССР по физике и газодинамике реагирующих систем под руководством А. Г. Истратова, Ю. С. Рязанцева за детальное обсуждение, критические замечания и стимулирующую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Lee, C. Guirano. *Fast. React. Energ. Syst. Proc. NATO Adv. Study Inst., Preveza, July 6—19, 1980.*
2. D. R. Ballal, A. H. Lefebvre. *Proc. Roy. Soc. London, 1975, A344, 1637, 217.*
3. G. H. Markstein. *J. Aeronaut. Sci., 1951, 18, 3, 199.*
4. G. I. Sivashinsky. *Combust. Sci. Technol., 1977, 15, 137.*
5. G. I. Sivashinsky. *Acta Astronaut., 1977, 4, 1177.*
6. Д. А. Франк-Каменецкий. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике.* М.: Наука, 1967.
7. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. *Докл. АН СССР, 1979, 244, 1, 67.*
8. Дж. Г. Маркштейн. *Нестационарное распространение пламени.* М.: Мир, 1968.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред.* М.: Гостехиздат, 1954.
10. Б. Е. Рогоза. *ФГВ, 1982, 18, 3.*
11. Б. Е. Рогоза. *ФГВ, 1983, 19, 2.*
12. А. Картан. *Дифференциальное исчисление. Дифференциальные формы.* М.: Мир, 1971.
13. Н. В. Мак-Лахлан. *Теория и приложения функций Матье.* М.: ИЛ, 1953.
14. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. *Математическая теория горения и взрыва.* М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 30/VI 1983