

1. При звуковом воздействии в начальном участке пламени образуются крупные вихри. Форма вихревого движения зависит от положения стабилизатора в поле стоячей звуковой волны.

2. Периодические колебания скорости тепловыделения в фиксированном сечении пламени обусловлены конвективным движением периодической цепочки крупных вихрей, которые образуются при звуковом воздействии.

3. Средняя (по времени) скорость тепловыделения в фиксированном сечении пламени увеличивается при звуковом воздействии из-за увеличения скорости горения в крупных вихрях.

Поступила в редакцию 2/VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
2. R. Becker, R. Gunther. 13-th Symp. (Intern.) on Comb. Pittsburgh, 1971.
3. Snellink, A. Kiers. Deuxieme Symposium europeen sur le combustion. Orleans — France. T. 2. 1975.
4. Д. И. Абугов, О. И. Обрезков, В. П. Пикалов. ФГВ, 1981, 17, 4.
5. Ф. Морз. Колебания и звук. М.—Л.: ГИТТЛ, 1949.
6. В. М. Сильверстов, В. А. Скляров, В. И. Фурлетов.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
7. В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов. ФГВ, 1972, 8, 3.
8. В. И. Фурлетов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, 5.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ИСКРИВЛЕННОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ В ЗАДАННОМ ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

Б. Е. Рогоза

(Днепропетровск)

В гидродинамике медленного горения широко используется приближение, в котором фронт пламени отождествляется с гидродинамическим разрывом, распространяющимся в заданном поле течения газа с постоянной скоростью горения u_n . Известно, что в пренебрежении диссипативными процессами условие сохранения тепла или реагирующего вещества на фронте горения совпадает с условием постоянства нормальной скорости распространения пламени и записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = u_n |\text{grad } f|. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем $f(x, t) = 0$ — поверхность фронта пламени; $x = (x_1, x_2, x_3)$ — пространственные координаты; u_i — компоненты скорости реагирующего газа; по повторяющимся индексам ведется суммирование от 1 до 3.

Хотя уравнение (1) встречалось в ряде работ по горению [1] и турбулентности [2], некоторые физически интересные результаты, заключенные в нем, не рассмотрены.

В данной работе с помощью обобщенных решений уравнения (1) описан известный эффект образования ячеистой структуры на возмущенном плоском пламени. Показано, что в общем случае линии излома, воспринимаемые на фотографиях пламени как угловые точки, не остаются на месте, а перемещаются вдоль его поверхности. Приведены формулы типа Гюгонио для скорости движения угловых точек в форме, удобной для экспериментальной проверки.

На основе условия разрешимости (1) дан прямой вывод уравнения Я. Б. Зельдовича для скорости убывания амплитуды возмущений плоского фронта пламени. Обнаружено из сравнения с работой [3], что най-

денное соотношение содержит дополнительное линейное по амплитуде слагаемое, обязанное своим происхождением движению угловых точек вдоль пламени. Приведен численный пример, иллюстрирующий взаимодействие фронта горения с набегающим на него вихревым потоком реагирующей смеси.

Следует подчеркнуть, что в работах [3—6] по стабилизирующему действию эффекта нормального распространения пламени ячеистая структура фронта горения найдена из геометрикооптического принципа Гюйгенса. В данной работе для этой же цели применен математический аппарат геометрической оптики как средство решения уравнения эволюции гидродинамического разрыва.

Постановка задачи. Условие разрешимости уравнения эволюции сильного разрыва

В постановке Я. Б. Зельдовича задачи определения формы ячеистого пламени предполагается выключенным действие гидродинамической неустойчивости и принимается во внимание только эффект нормального распространения горения [3]. В рамках такой модели роль гидродинамической неустойчивости сводится к искривлению плоского пламени в начальный момент времени, т. е. к выбору начальных условий задачи. Дальнейшая эволюция пламени и формирование на нем угловых точек при отсутствии теплового расширения продуктов сгорания полностью определяется свойством фронта горения распространяться в нормальном направлении.

Следуя работе [3], также предположим выключенным действие гидродинамической неустойчивости. Тогда формирование угловых точек на первоначально гладком гидродинамическом разрыве может быть прослежено из решения задачи Коши в целом для уравнения (1). Для нахождения по (1) формы ячеистого пламени, эволюционирующего в заданном поле течения реагирующего газа, применим метод геометрической оптики [7], в которой также рассматривается распространение фронтальных поверхностей. Вводя новые величины (в терминах геометрической оптики «частота» ω и «волновой вектор» k_i), по формулам

$$\omega = -\frac{\partial f}{\partial t}, \quad k_i = \frac{\partial f}{\partial x_i},$$

из уравнения (1) найдем дисперсионное соотношение

$$\omega = u_i k_i - u_n \sqrt{k_j^2}.$$

Для того, чтобы по функциям ω и k_i можно было восстановить уравнение поверхности разрыва $f(x, t) = 0$, должны выполняться условия разрешимости

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t \partial x_i} = \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial t}, \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 f}{\partial x_j \partial x_i},$$

которые с учетом введенных обозначений имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_i}{\partial t} + \frac{\partial \omega}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial k_i}{\partial x_j} - \frac{\partial k_j}{\partial x_i} &= 0. \end{aligned} \tag{2}$$

Эта система широко используется в теории линейных и нелинейных волн [8] и может быть истолкована как уравнения характеристик для (1) в эйлеровом представлении. В лагранжевых координатах соотношения (2) имеют вид обыкновенных дифференциальных уравнений в форме Гамильтона

$$\begin{aligned}\frac{dx_i}{dt} &= u_i - u_n n_i, \\ \frac{dk_i}{dt} &= -k_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{\partial \omega}{\partial t},\end{aligned}\quad (3)$$

где n_i — компоненты вектора нормали к фронту пламени, по определению равные $k_i/\sqrt{k_j^2}$. Первое уравнение в системе (3) — это известный принцип Михельсона для движущегося в потоке газа фронта пламени, записанный в дифференциальной форме, второе описывает изменение градиента поверхности фронта пламени в гидродинамическом потоке.

Как известно [9], классическая задача Коши для уравнения Гамильтона — Якоби вида (1) теряет смысл, если характеристики, построенные по начальному условию, могут пересекаться. Именно этот случай важен для теории ячеистых пламен, индуцированных внешним возмущением на первоначально гладком плоском фронте горения. Отсюда вытекает существенный вывод, что в рамках рассматриваемой гидродинамической модели форма индуцированного ячеистого пламени определяется из обобщенных решений уравнения (1) или, другими словами, из решения задачи Коши в целом.

Обобщенные решения уравнения эволюции искривленного фронта пламени

В дальнейшем для простоты будем рассматривать только двумерные пламена

$$f(x, y, t) = x - x_f(y, t) = 0, \quad (4)$$

распространяющиеся в гидродинамическом потоке вида $u_1 = u' = u(y, t)$, $u_2 = u_3 = 0$. Состояние (координата и направление распространения) такого пламени в каждой точке и в каждый фиксированный момент времени задается двумя величинами: угловым коэффициентом касательной к фронту горения $k = k(y, t) = -\frac{\partial x_f(y, t)}{\partial y}$ и продольной координатой y .

Поперечная координата находится из уравнения (4). Следуя механике, назовем величины k, y фазовыми координатами фронта пламени. В эйлеровом представлении условие разрешимости (2) принимает вид

$$\frac{\partial k}{\partial t} - u_n \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \frac{\partial k}{\partial y} = -\frac{\partial u}{\partial y} \quad (5)$$

и описывает эволюцию углового коэффициента касательной к фронту пламени одновременно во всех точках. Функция $k = k(y, t)$ — решение уравнения (5) — при фиксированном времени задает фазовую кривую фронта горения. На рис. 1 показана перестройка фазовой кривой плоского пламени, распространяющегося в вихревом потоке $u = u_0 \sin y$. Хорошо видно, что с течением времени фазовая кривая становится неоднозначной. Возникновение неоднозначных участков связано со способом описания эволюции пламени, а именно, с полным пренебрежением роли диссипативных факторов. Такой подход по существу аналогичен (и это будет наглядно видно в дальнейшем) теории одномерных ударных волн в идеальной жидкости [7, 9], в которой неоднозначные участки на профиле скорости по определенным правилам заменяются на разрывы. Выделение разрывных решений для уравнения (5) проведено ниже таким же путем, как и в теории ударных волн.

Известно, что для уравнения типа (5) обобщенные (разрывные) решения строятся с помощью интегрального закона сохранения

$$\oint_C k dy - \omega dt = 0, \quad (6)$$

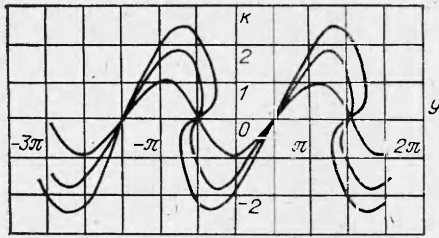


Рис. 1. Перестройка фазовой кривой плоского пламени, распространяющегося в гидродинамическом потоке с одной гармоникой.

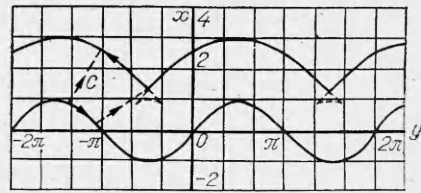


Рис. 2. Формирование линий излома на первоначально гладком пламени. Выбор пути интегрирования для выделения обобщенных решений уравнения эволюции гидродинамического разрыва.

где C — произвольный контур интегрирования в плоскости (y, t) ; $\omega = u(y, t) - u_n \sqrt{1 + k^2}$.

Равенство нулю контурного интеграла означает, что можно ввести в рассмотрение многозначную функцию (обобщенный потенциал)

$$x(y, t) = \int_{(0, y_0)}^{(t, y)} \omega dt - k dy + x(y, 0), \quad (7)$$

которая не зависит от выбора пути интегрирования.

В частном случае неподвижной среды, выбирая в качестве пути интегрирования траекторию движения частицы фронта пламени

$$y = y_0 - u_n \frac{kt}{\sqrt{1 + k^2}},$$

на которой k — постоянный угловой коэффициент, получим решение, совпадающее с найденным в работе [10]:

$$x = x_0 - u_n \frac{t}{\sqrt{1 + k^2}}.$$

Для построения однозначного, но, вообще говоря, негладкого фронта пламени $x = x_f(y, t)$, выделим из обобщенного потенциала однозначные ветви. С этой целью заменим в решении (7) контур C интегрирования на эквивалентный, показанный на рис. 2. В результате получим

$$x_f(y, t) = - \int_{y_*}^y k(y, t) dy + \int v_* dt + x_f(y_{0*}, 0), \quad (8)$$

где звездочкой обозначена выделенная точка пламени, в качестве которой удобно выбрать угловую точку; v_* — скорость движения угловой точки вдоль оси Ox ; $x_f(y_{0*}, 0)$ — начальное положение угловой точки. Чтобы выражение (8) было замкнуто, необходимо дополнительно и независимо определить входящую в него скорость движения угловой точки v_* . Это достигается с помощью формул типа Гюгоню.

Динамика угловых точек. Формулы типа Гюгоню

Как хорошо видно из рис. 3, плоский фронт пламени в стационарном гидродинамическом потоке вначале подстраивается под поле скорости, а затем в силу эффекта нормального распространения горения на нем формируются угловые точки, т. е. области с очень большой кривизной поверхности разрыва уже с угловыми точками сопровождается появлением своеобразной нефизической петли — «ласточкиного хвоста» в терминологии теории катастроф (11). Кратко говоря, проведенное в предыдущем пункте построение обобщенных решений уравнения (1) состояло в отбрасывании возникающей петли. Иной путь выделения обобщенных решений — это введение диссипативной до-

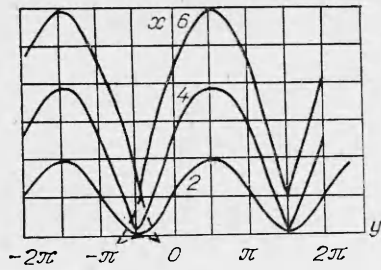


Рис. 3. Результат взаимодействия плоского пламени с моногармоническим вихревым потоком при следующих параметрах: $u_{н1} = u_0 = 50$ см/с.

бавки вида $\mu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$ в правую часть уравнения (5) на основе гипотезы Маркштейна о зависимости скорости распространения пламени от кривизны его поверхности. Здесь μ — постоянная Маркштейна, пропорциональная тепловой толщине пламени. В этом случае можно строго обосновать как предельный переход $\mu \rightarrow 0$ предложенный в работе [10] процесс отбрасывания нефизической петли в качестве способа построения однозначной поверхности пламени. Точно так же приведенные ниже формулы типа Гюгоньо для скорости движения угловой точки носят асимптотический характер по отношению к более общей теории ячеистого пламени с малой, но конечной толщиной поверхности.

Ранее подчеркивалось, что пересечение характеристик уравнения (1) приводит к формированию угловой точки на фронте пламени. При этом линия пересечения характеристик — это траектория движения угловой точки. Она является особой для функций ω и k , так как на ней данные функции испытывают скачок. Связь между значениями соответствующих функций на линии скачка устанавливает формула типа Гюгоньо [9], которая непосредственно выводится из закона сохранения (6) при специальном выборе контура интегрирования C . Конкретно, выбирая контур C , охватывающий линию пересечения характеристик, можно получить для продольной скорости движения угловой точки пламени значение

$$\frac{dy_*}{dt} = \frac{\omega_+ - \omega_-}{k_+ - k_-}. \quad (9)$$

Здесь и в дальнейшем индексы плюс и минус отмечают значения функций соответственно справа и слева от линии пересечения характеристик $y_* = y_*(t)$.

На основании уравнения характеристик (3) определим значение скорости движения угловых точек в направлении оси Ox

$$v_* \equiv \left. \frac{dx}{dt} \right|_{y=y_*} = \omega_{\pm} - k_{\pm} \frac{dy_*}{dt}.$$

После подстановки сюда выражения (9) получаем

$$v_* = \frac{k_+ \omega_- - k_- \omega_+}{k_+ - k_-}.$$

Для простейшего синусоидального начального возмущения плоского пламени в силу симметрии на линии разрыва выполняется равенство

$$k_+(y_* + 0, t) = -k_-(y_* - 0, t),$$

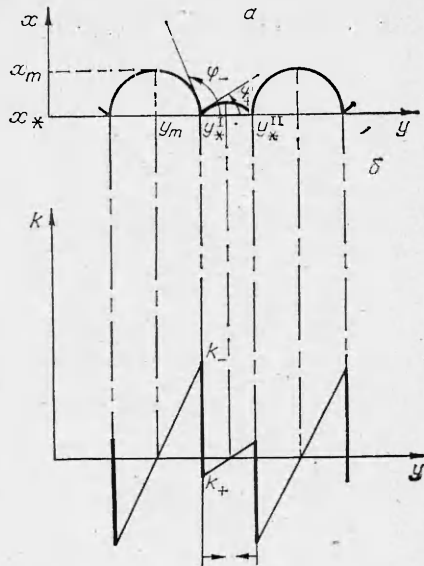


Рис. 4. Процесс слияния угловых точек, рассмотренный в физических координатах (x, y) (а) и на фазовой плоскости (k, y) (б).

которое приводит к следующим значениям скоростей движения угловой точки при $u = 0$:

$$\frac{dy_*}{dt} = 0,$$

$$v_* = \frac{\omega_+ + \omega_-}{2} = -u_H \sqrt{1 + k_{\pm}^2}.$$

Таким образом, только в случае гармонического начального возмущения, рассмотренного в работе [3], угловые точки не перемещаются вдоль фронта пламени. Другими словами, линии разрыва на фазовой плоскости (k, y) неподвижны.

Выражениям для скоростей движения угловых точек можно придать более удобную для экспериментальной проверки форму, если воспользоваться определением углового коэффициента $k_{\pm} = -\left. \frac{\partial x_f}{\partial y} \right|_{y_*} = -\operatorname{tg} \varphi_{\pm}$ касательной к фронту пламени

$$\frac{dy_*}{dt} = u_H \frac{|\cos \varphi_-| - |\cos \varphi_+|}{\sin(\varphi_+ - \varphi_-)} \sigma_+ \sigma_-,$$

$$v_* = u_H \frac{\sigma_+ \sin \varphi_+ - \sigma_- \sin \varphi_-}{\sin(\varphi_+ - \varphi_-)} \sigma_+ \sigma_-,$$
(10)

где введена знаковая функция $\sigma_{\pm} = \operatorname{sign}(\cos \varphi_{\pm})$.

В простейшем случае гидродинамического потока с одной гармонической формирующиеся ячейки полностью симметричны, справедливо равенство $\varphi_+ + \varphi_- = \pi$ и, как следует из формулы (10), угловые точки неподвижны вдоль оси Oy . В направлении оси Ox угловая точка движется со скоростью

$$v_* = -u_H \frac{1}{|\cos \varphi_+|},$$

которую можно найти также из геометрического рассмотрения [3].

В общем случае произвольного начального возмущения на фронте пламени образуются угловые точки, которые, вообще говоря, не остаются на месте формирования, а перемещаются со скоростями, согласно формулам (10). При этом число угловых точек (линий разрыва фазовой кривой) может уменьшаться в результате слияния некоторых из них. Иллюстрация к формулам (10) представлена на рис. 4. Значения углов наклона касательных выбраны следующими: $\varphi_- = 120^\circ$, $\varphi_+ = 30^\circ$ для угловой точки I и соответственно $\varphi_- = 150^\circ$, $\varphi_+ = 60^\circ$ для угловой точки II. По формулам (10) вычислены значения скоростей движения угловых точек:

$$\frac{dy_*^I}{dt} \approx 0,37u_H, \quad \frac{dy_*^{II}}{dt} \approx -0,37u_H.$$

В результате встречного движения рано или поздно угловые точки сольются и мелкомасштабная ячейка исчезнет.

Приведенное в этом пункте рассмотрение служит пояснением известному экспериментальному факту схлопывания ячеек пламени.

Уравнение для скорости убывания амплитуды возмущений плоского пламени

Вывод уравнения для скорости убывания амплитуды возмущений плоского фронта пламени проведем по следующей схеме. Сначала покажем, что амплитуда возмущений $A(t)$ численно равна площади под полупериодом фазовой кривой фронта пламени (см. рис. 1). Затем, воспользовавшись обобщенными решениями (8) уравнения (1), вычислим эту площадь. Наконец, привлекая формулы типа Гюгонио (10) для скорости движения угловой точки, получим искомое уравнение для амплитуды.

Определим амплитуду возмущений плоского пламени как разность между координатами максимально удаленной выпуклой точки поверхности горения $x_m(y_m, t)$, в которой касательная параллельна оси Oy и, следовательно, выполняется условие $k = -\frac{\partial x}{\partial y} \Big|_{\substack{x=x_m \\ y=y_m}} = 0$, и координатой угловой точки $x_*(y_*, t)$:

$$A(t) = |x_m(y_m, t) - x_*(y_*, t)|. \quad (11)$$

Это определение иллюстрируется на рис. 4.

Для скорости изменения амплитуды имеет место равенство

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dx_m}{dt} - v_*, \quad \text{если } x_* < x_m, \quad (12)$$

где сравниваемые между собой скорости вершины ячейки и угловой точки определяются из выражений

$$\frac{dx_m}{dt} = u_n, \quad v_* = \frac{k_+ \omega_- - k_- \omega_+}{k_+ - k_-}. \quad (13)$$

Следуя работе [3], ограничимся случаем малых искривлений пламени

$$\left| \frac{\partial f}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial f}{\partial x} \right|,$$

что в терминах углового коэффициента означает $|k| \ll 1$. Это условие позволяет оставить в дисперсионном соотношении только квадратичную нелинейность

$$\omega_{\pm} = u_n \sqrt{1 + k_{\pm}^2} \approx u_n \left(1 + \frac{1}{2} k_{\pm}^2 \right). \quad (14)$$

Собирая вместе выражения (13) и (14) для скорости изменения амплитуды возмущений (12), получим

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} u_n k_+ k_-. \quad (15)$$

В этом же приближении для скорости перемещения угловых точек вдоль поверхности фронта пламени выполняется соотношение

$$\frac{dy_*}{dt} = \frac{1}{2} u_n (k_+ + k_-). \quad (16)$$

Исключим с помощью выражения (16) одну из величин k_+ или k_- в формуле (15):

$$\frac{dA}{dt} = -u_n k_{\pm}^2 - \frac{dy_*}{dt} k_{\pm}. \quad (17)$$

Для вывода окончательного уравнения необходимо найти независимо от (16) связь между амплитудой $A(t)$ и угловым коэффициентом k_{\pm} справа и слева от угловой точки пламени. С этой целью, воспользовавшись определением амплитуды (11) и найденным выше обобщенным решением (8), запишем почти очевидную формулу для амплитуды

$$A(t) = \int_{y_m}^{y_*} k(y, t) dy. \quad (18)$$

Здесь y_* и y_m — координаты угловой точки и вершины ячейки пламени. Выражение (18) означает, что амплитуда возмущенного пламени численно равна площади под полупериодом фазовой кривой. При достаточно больших временах интеграл (18) легко вычисляется, так как фазовая кривая пламени принимает в этом случае пилообразную форму. Как следует из рис. 4, интеграл (18) находится из выражения

$$A(t) = \frac{1}{2} |y_m - y_*| k_{\pm} \equiv \frac{\lambda k_{\pm}}{4}. \quad (19)$$

Наконец, подставляя в (17) формулу (19), найдем следующее нелинейное дифференциальное уравнение для скорости убывания амплитуды возмущений плоского пламени:

$$\frac{dA}{dt} = \kappa A^2 + \alpha A, \quad (20)$$

где коэффициенты тождественно равны $\kappa = -\frac{2u_H}{|y_* - y_m|^2}$, $\alpha = \frac{2}{|y_* - y_m|^2} \times \frac{dy_*}{dt}$ и $|y_* - y_m|$ — расстояние между нулями функции $k(y, t)$, равное половине длины волны возмущений ($\lambda/2$). С учетом последнего замечания для коэффициента κ получаем значение, совпадающее с результатом работы [3]:

$$\kappa = -8/\lambda^2 \cdot u_H.$$

При сопоставлении (20) с соответствующим уравнением работы [3] обнаруживается наличие дополнительного линейного по амплитуде слагаемого. Своим происхождением оно обязано учету движения угловых точек вдоль фронта пламени. С этим же связан и тот факт, что коэффициенты в уравнении (20) зависят от времени, меняясь вместе с длиной волны $\lambda(t)$.

Наличие линейного по амплитуде слагаемого указывает на рост амплитуды возмущений и в линейном режиме. В отличие от неустойчивости, рассмотренной Ландау, этот рост имеет существенно иную природу и обусловлен слиянием угловых точек. Другими словами, амплитуда относительно крупных ячеек пламени растет за счет исчезновения мелких, происходит постепенное сглаживание наиболее мелких неоднородностей в структуре пламени.

С целью учета неустойчивости плоского пламени уравнение (20), как и в работе [3], должно быть дополнено линейным по амплитуде слагаемым $\Omega A(t)$. Здесь Ω — инкремент возрастания возмущений, взятый из линейной теории Л. Д. Ландау [12].

В итоге модифицированное поправкой на гидродинамическую неустойчивость уравнение (20) допускает точное решение

$$A(t) = \frac{\lambda^2(t)}{\lambda^2(0)} \frac{\exp(\Omega t + \varphi)}{1 + \frac{8u_H}{\lambda^2(0)\Omega} [\exp(\Omega t + \varphi) - \exp \varphi]}. \quad (21)$$

Оно описывает изменение со временем амплитуды ячейчатого пламени из-за гидродинамической неустойчивости (экспоненциальный множитель), так и за счет изменения длины волны $\lambda(t)$ отдельной ячейки из-за движения угловых точек.

При больших временах выражение (21) значительно упрощается

$$A_* = \lambda^2(t)/8u_H \cdot \Omega \quad (22)$$

и, как видно, не остается постоянным в силу наличия нелинейного эффекта взаимодействия ячеек пламени. Такое взаимодействие наглядно проявляется в движении угловых точек. Для чисто синусоидального возмущения, когда движение угловых точек вдоль пламени отсутствует, выражение (22) в точности совпадает с найденным в работе [3].

Определение зависимости длины волны $\lambda(t)$ нестационарной ячейки пламени от времени представляет самостоятельный интерес и будет проведено в отдельной работе. Отметим только, что подобная задача для ударных волн решена [13], и для $\lambda(t)$ установлена степенная зависимость по закону «двух третей». В приложении к пламенам это означает, что амплитуда возмущений первоначально растет по экспоненциальному закону в силу действия гидродинамической неустойчивости, а затем ее рост замедляется и переходит в степенной, что обусловлено нелинейной динамикой угловых точек.

Выводы

Впервые показано, что форма поверхности и некоторые свойства индуцированных ячеистых пламен удовлетворительно описываются в терминах обобщенных решений уравнения эволюции гидродинамического разрыва.

Установлено, что известный экспериментальный эффект схлопывания мелкомасштабных ячеек пламени управляется формулами типа Гюгонио для скорости движения линий излома (угловых точек) вдоль фронта горения.

Найдено, что учет динамики угловых точек приводит к модификации уравнения для скорости изменения амплитуды возмущений плоского пламени.

Высказано утверждение, что амплитуда произвольно возмущенного плоского пламени при больших временах, вообще говоря, не выходит на стационарный режим, а эволюционирует по степенному закону.

Автор выражает признательность В. А. Сабельникову за стимулирующее обсуждение и интерес к работе.

Поступила в редакцию 12/V 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Г. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
2. О. М. Phillips. *J. Fluid Mech.*, 1972, 51, 1, 97.
3. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
4. К. И. Щелкин. УФН, 1965, 87, 2.
5. G. Markstein. *J. Chem. Phys.*, 1952, 20, 6, 1051.
6. R. E. Peterson, N. W. Emmons. *Phys. Fluids*, 1956, 4, 456.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред*. М.: Гостехиздат, 1954.
8. Дж. Уизем. *Линейные и нелинейные волны*. М.: Мир, 1977.
9. Б. Л. Рождественский, П. Н. Яненко. *Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике*. М.: Наука, 1978.
10. В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1975, 11, 4.
11. В. И. Арнольд. *Математические методы классической механики*. М.: Наука, 1974.
12. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. *Математическая теория горения и взрыва*. М.: Наука, 1980.
13. J. M. Burgers. *Lect. Notes Phys.*, 1975, 12, 41.

ПРЕКРАЩЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ ВИХРЕЙ ЗА СТАБИЛИЗАТОРОМ В АКУСТИЧЕСКИ ЗАДЕМПФИРОВАННОЙ КАМЕРЕ ПОСЛЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСИ

В. И. Фурлетов

(Москва)

1. В слоях смешения плоского следа за плохообтекаемым телом (стабилизатором) в отсутствие горения почти периодически образуются крупные вихри («когерентные структуры») [1—4]. Они движутся со скоростью, примерно в 1,4 раза меньшей скорости газа в ядре потока. Частота такого естественного (не связанного со звуковыми колебаниями от внешнего источника или автоколебаниями газа в камере) образования вихрей называется струхалевской частотой [5]. Согласно современным представлениям, характеристики турбулентного течения контролируются развитием и взаимодействием подобных когерентных структур [1, 4, 6].

Возможность естественного образования вихрей в следе за стабилизаторами при горении не проверялась. В то же время известно, что при воздействии звука на пламя в нем образуются крупные вихри [7, 8]. Вихребразование в следе за стабилизатором пламени, например, наблюдается при вибрационном горении [9]. В этом случае в полости каме-