

О ДЕТЕКТИРУЮЩЕМ СВОЙСТВЕ ИСКРИВЛЕННОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

Б. Е. Рогоза
(Днепропетровск)

В настоящее время не существует завершенной гидродинамической теории нестационарного искривленного фронта пламени, распространяющегося в потоке реагирующей смеси, которая единым образом учитывала бы нелинейные аспекты горения. Далеко не все нелинейные свойства искривленного фронта пламени окончательно выяснены и описаны в литературе. Среди известных свойств отметим следующие: формирование ячеистого пламени вследствие эффекта нормального распространения горения [1, 2], нелинейная стабилизация пламени угловыми точками [3, 4], нелинейное сглаживание мелкомасштабных возмущений на искривленной поверхности горения [5, 6].

Отдельно следует выделить работы [7, 8], в которых проведено тематическое моделирование гидродинамической неустойчивости ламинарного пламени и наглядно продемонстрировано формирование ячеистой структуры на первоначально гладком фронте горения. Вместе с тем, как установлено в многочисленных экспериментах, линии излома, в которых состыкованы ячейки пламени, не остаются на месте формирования (что предполагалось в предыдущих работах), а могут перемещаться вдоль поверхности горения [9].

В данной работе этот эффект продольного перемещения линий излома с последующим возможным слиянием некоторых из них явился предметом детального изучения в рамках вычислительного эксперимента. Установлено, что в результате взаимодействия линий излома между собой происходит их перераспределение в соответствии с длиной волны гармоники, модулирующей гидродинамический поток. Это свойство выделять (детектировать) длинноволновую модулирующую гармонику является прямым следствием эффекта нормального распространения фронта горения.

1. В плоском канале рассматривается движение реагирующей гомогенной смеси с узкой зоной экзотермической реакции, имеющей большую энергию активации. Предполагается справедливым известное приближение [10], когда зона реакции отождествляется с гидродинамическим разрывом, на котором мгновенно происходит тепловыделение. Относительно реагирующей смеси такой гидродинамический разрыв, отождествляемый с фронтом пламени, распространяется с заданной нормальной скоростью, определяемой скоростью поглощения вещества и не зависящей от гидродинамики течения газа. В проводимом ниже рассмотрении не учитывается обратное влияние горения на гидродинамику потока, которая в дальнейшем предполагается заданной и неизменной.

Эволюция первоначально плоского пламени в фиксированном потоке происходит следующим образом. В первые моменты времени плоский гидродинамический разрыв меняет свою форму и подстраивается под профиль скорости потока. Затем в силу эффекта нормального распространения горения нарушается гладкость фронта пламени и на нем возникают линии излома, хорошо просматриваемые на фотографиях [9]. Вообще говоря, линии излома не остаются на месте возникновения, а перемещаются вдоль фронта пламени и при определенных условиях могут сливаться.

С целью моделирования описанных процессов и, прежде всего, эволюции поверхности фронта пламени в заданном потоке реагирующей среды численно решалась задача Коши в целом для нелинейного уравнения распространения поверхности сильного разрыва [9, 11]

$$-\frac{\partial x_f}{\partial t} + u(y, t) = u_n \sqrt{1 + \left(\frac{\partial x_f}{\partial y}\right)^2}, \quad (1)$$

$$x_f|_{t=0} = x_f(y, 0) = 0.$$

Здесь $x = x_f(y, t)$ — уравнение поверхности фронта горения; $u(y, t)$ — заданный перед пламенем гидродинамический поток; u_n — известная нормальная скорость горения, зависящая от скорости химической реакции. Уравнение (1) по существу выражает в характеристической форме закон сохранения реагирующих веществ, с постоянной скоростью исчезающих во фронте.

Уравнение решалось методом теории ударных волн [12] с использованием смешанной лагранжево-эйлеровой схемы интегрирования. Суть схемы состоит в следующем. Вся картина эволюции поверхности фронта пламени разбивается временными метками с частотой следования меньше t_* — времени образования линий излома на моногармоническом фронте пламени. Между двумя последовательными метками эволюция фронта горения изучается в лагранжевых координатах, которые находят из интегрирования характеристической системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= u(y, t) - \frac{u_n}{\sqrt{1+k^2}}, & x|_{t=0} &= 0, \\ \frac{dy}{dt} &= -\frac{u_n k}{\sqrt{1+k^2}}, & -2\pi &\leq y \leq 2\pi, \\ \frac{dk}{dt} &= -\frac{\partial u(y, t)}{\partial y}, & k|_{t=0} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $k = -\frac{\partial x_f}{\partial y}$ — угловой коэффициент касательной к фронту пламени. Начальные условия для системы (2) выбираются на каждой временной метке новыми по результатам восстановления однозначной поверхности фронта пламени относительно фиксированной эйлеровой сетки координат. Такое восстановление проводилось по формуле обобщенного (негладкого) решения для уравнения вида (1), предложенной в [13]

$$x_f(y, t) = \max_{-2\pi \leq y \leq 2\pi} \{x(y, t)\}. \quad (3)$$

Здесь $x(y, t)$ — возможно неоднозначное решение задачи Коши для системы уравнений (2).

Согласно (3) построение на каждом временном слое обобщенного решения состоит просто в отбрасывании характерной нефизической петли, показанной на рис. 1 штриховой линией. Следует со всей определенностью подчеркнуть, что только благодаря выбору смешанной лагранжево-эйлеровой схемы интегрирования удалось изучить асимптотические при $t \rightarrow \infty$ свойства обобщенных (негладких) решений уравнения эволюции сильного разрыва (1) в заданном гидродинамическом потоке.

2. Система уравнений (2) без учета эффекта нормального распространения ($u_n = 0$) описывает поведение частиц материальной поверхности, состоящей все время из одних и тех же частиц жидкости. Известно, что площадь материальной поверхности в гидродинамическом потоке непрерывно растет [14]. Наоборот, при учете эффекта нормального распространения, справедливого для фронта пламени, система (2) допускает стационарные решения. На рис. 2 показана в зависимости от времени величина площади поверхности первоначально плоского пламени, распространяющегося в потоке с одной гармоникой $u(y) = u_0 \cos y$.

Существенно сложнее выглядит процесс взаимодействия фронта пламени с потоком жидкости, в котором возбуждены несколько пространственных гармоник. Для иллюстрации выберем амплитудно-модулированный гидродинамический поток вида $u(y) = u_0 \cos 2y(1 + \epsilon \cdot \cos y)$, $\epsilon = 0,25$. На рис. 3 показана последовательная эволюция формы пламени в таком потоке. Наглядно видно, что в результате движения линий излома вдоль фронта горения некоторые из них сливаются, оставшиеся распределяются в строгом соответствии с длиной волны модулирующей

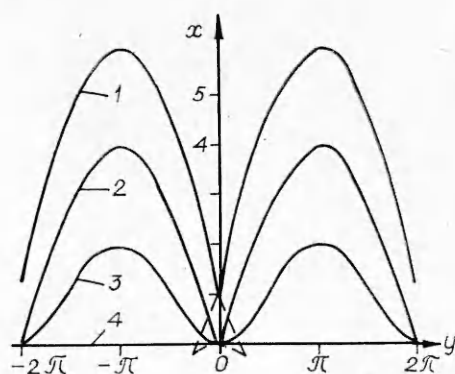


Рис. 1. Эволюция первоначально плоского пламени в канале $-2\pi \leq y \leq 2\pi$, по которому движется стационарный моногармонический поток при следующих параметрах: $u_n = u_0 = 50$ см/с, $t_* = 0,02$ с; $t/t_* = 3(1), 2(2), 1(3), 0(4)$.

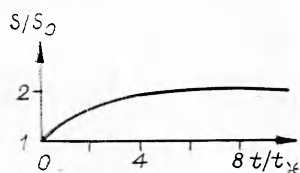


Рис. 2. Выход на стационарное значение площади S поверхности искривленного пламени в плоском канале шириной $S_0 = 4\pi$ с характерным временем образования угловой точки $t_* = 0,02$ с.

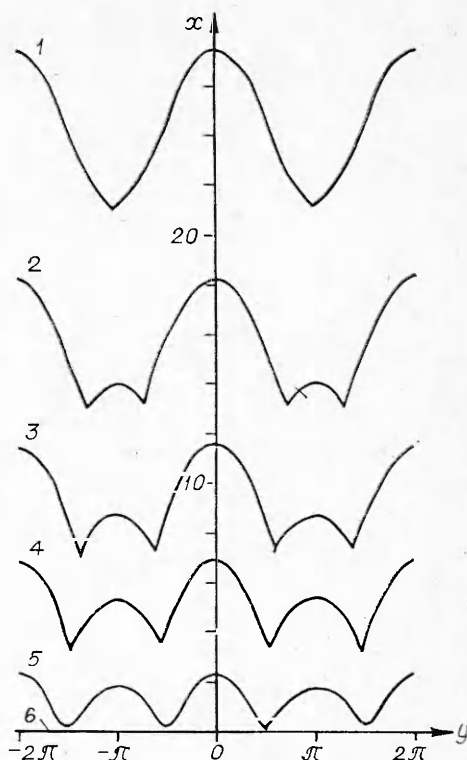


Рис. 3. Эволюция плоского пламени в амплитудно-модулированном гидродинамическом потоке: $u_n = u_0 = 50$ см/с, $i_* = 0,02$ с; $t/t_* = 12(1), 8(2), 5(3), 3(4), 1(5), 0(6)$.

гармоники. Такой процесс выделения модулирующей гармоники сопровождается пульсациями площади поверхности фронта пламени и показан на рис. 4.

3. Скорость движения линий излома хорошо согласуется с газодинамической формулой Гюгонно, определяющей скорость движения ударной волны через значение величин до и после разрыва [12]. В данном случае роль ударной волны играет линия разрыва на плоскости (k, y) углового коэффициента касательной к поверхности фронта пламени. Метод теории ударных волн в приложении к уравнению (1) приводит к следующему выражению для продольной скорости движения линии излома $y = y_*(t)$ или эквивалентно для скорости движения линии разрыва углового коэффициента касательной к поверхности горения [15]:

$$\frac{dy_*}{dt} = \sigma_+ \sigma_- \frac{|\cos \varphi_-| - |\cos \varphi_+|}{\sin(\varphi_- - \varphi_+)}. \quad (4)$$

Здесь φ_+ и φ_- — углы наклона касательной соответственно справа и слева от линии излома; $\sigma_{\pm} = \text{sign} \cos \varphi_{\pm}$ — знаковая функция.

Формула Гюгонно (4) наглядно показывает, что при соотношении между углами φ_+ и φ_- , как, например, на рис. 3, линии излома движутся навстречу друг другу, вызывая в конце концов схлопывание мелкомасштабной ячейки.

Справедливость формулы (4) может быть легко проверена по представленным графикам, которые хотя и получены в результате численного интегрирования уравнения (1), но совершенно независимо от формулы Гюгонно.

Несмотря на хорошее согласие формулы Гюгонно с результатами численного моделирования движения линий излома вдоль фронта пламени, представляет интерес сопоставить ее с результатами физического

эксперимента. Однако в литературе по ячеистым пламенам отсутствуют точные данные о продольных скоростях движения линий излома, что в настоящее время препятствует экспериментальному подтверждению формулы Гюгонио.

Итак, в численных экспериментах обнаружено существенно нелинейное свойство фронта пламени детектировать амплитудно-модулированный гидродинамический поток. Обнаружено, что в результате продольного движения и возможного слияния между собой линий излома, они распределяются на пламени в строгом соответствии с длиной волны модулирующей гармоникой. Установлено, что детектирование сопровождается пульсациями площади поверхности фронта пламени или, другими словами, эффективной скорости горения.

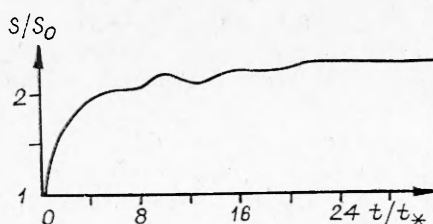


Рис. 4. Изменение со временем площади поверхности фронта пламени, распространяющегося в модулированном потоке горючей смеси.

Поступила в редакцию 2/XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. R. E. Peterson, H. W. Emmons. Phys. Fluids, 1961, 4, 4.
2. К. И. Щелкин. УФН, 1965, 87, 2.
3. G. Markstein. J. Chem. Phys., 1952, 20, 6.
4. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1966, 1.
5. Я. Б. Зельдович. Структура и устойчивость стационарного и ламинарного пламени при умеренно больших числах Рейнольдса. Препринт ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1979.
6. Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов, Н. И. Кидин и др. Гидродинамика течения и устойчивость искривленного фронта при распространении пламени в каналах. Препринт ИПМ АН СССР. М., 1980.
7. G. I. Sivashinsky. Acta Astronautica, 1977, 4, 1177.
8. D. M. Michelson, G. I. Sivashinsky. Acta Astronautica, 1977, 4, 1207.
9. Дж. Г. Маркштейн. Нестационарное распространение пламени. М.: Мир, 1968.
10. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
11. Б. Е. Рогоза. ФГВ, 1982, 18, 3.
12. Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.
13. Н. Н. Кузнецов, Б. Л. Рождественский. УМН. 1959, 14, 2 (86).
14. G. K. Batchelor. Proc. Roy. Soc. 1952, A213, 114.
15. Б. Е. Рогоза. Тез. док. на Семинаре «Механика и физика плазмы и газовых потоков (Аэродинамика горения газов)». Рига, 14—18 декабря 1981.

ОБ ОКИСЛЕНИИ УГЛЯ НИТРИТАМИ И НИТРАТАМИ

А. П. Глазкова, Ю. А. Казарова, А. В. Савельев
(Москва)

Как уже отмечалось [1], изучение закономерностей окисления угля различными окислителями в процессе горения интересно не только для установления механизма горения смесевых систем, но и для понимания процессов, имеющих место при сжигании угля в различных промышленных устройствах.

В работах [1, 2] изучалось горение простейших стехиометрических смесей нитратов щелочных и щелочноземельных металлов и аммония с углем. Подобные смеси можно рассматривать как простейшую модель гетерогенного окисления углерода окислами азота. Известно, однако, что реакционная способность окислов азота при окислении водорода, например, падает в ряду: N_2O , NO_2 , NO [3].