

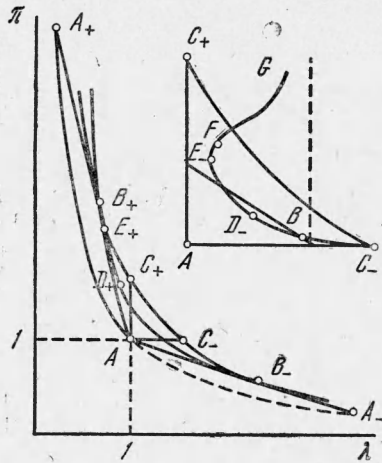
К ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ АНАЛИЗУ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

А. С. Плешанов (Москва)

Нестационарное распространение пламени с точки зрения представления о нестационарном двойном разрыве (ударная волна + фронт пламени) рассматривалось в [1-3]. В настоящей работе наряду с некоторыми результатами по алгебраическому описанию такого рода разрыва получен следующий результат: плотность покоящихся продуктов сгорания при распространении пламени в закрытых трубах максимальна при детонации Чепмена — Жуге. Ограничимся случаем закрытых труб.

Эволюция состояния газа, проходящего через рассматриваемый разрыв, изображена на диаграмме pV (см. фигуру). Из исходного состояния 1 (точка A) газ ударной волной переводится в состояния 2 (ударная адиабата $A-A_+$), затем он проходит через фронт пламени и попадает в состояния 3. Если скорость фронта пламени относительно продуктов сгорания u_{22} меньше скорости звука в этих продуктах c_3 , то в состояниях 3 газ покоится (кривая конечных состояний $C-B$ [4, 5]). Начиная с точки B , где впервые $u_{22} = c_3$, состояния 3 реализуются [4] на Q -кривой Опенгейма (кривая $B-B_+$), на которой $u_{22} = c_3$. Из состояний 3 в этом случае газ волнами разрежения переводится в конечные состояния 4, где он покоится. Для сравнения на той же диаграмме pV нанесена стационарная детонационная адиабата $B-C_+B_+$.

Считаем для простоты, как обычно, что: 1) газ во всех состояниях будет идеальным и имеет постоянные молекулярный вес и теплоемкость c_v , 2) горение с неизменной теплотой реакции q совершается только во фронте пламени и 3) потери на трение и теплоотдачу отсутствуют. Введем безразмерные переменные: давление π_i , удельный объем λ_i , температуру τ_i , тепловой эффект реакции ω^2 ($i = 2, 3, 4$)



Фиг. 1

Считаем для простоты, как обычно, что: 1) газ во всех состояниях будет идеальным и имеет постоянные молекулярный вес и теплоемкость c_v , 2) горение с неизменной теплотой реакции q совершается только во фронте пламени и 3) потери на трение и теплоотдачу отсутствуют. Введем безразмерные переменные: давление π_i , удельный объем λ_i , температуру τ_i , тепловой эффект реакции ω^2 ($i = 2, 3, 4$)

$$\pi_i = \frac{P_i}{P_1}, \quad \lambda_i = \frac{V_i}{V_1}, \quad \tau_i = \pi_i \lambda_i = \frac{T_i}{T_1}$$

$$\omega^2 = \frac{q / c_v T_1}{1 + \delta} \quad \left(\delta = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \right)$$

Тогда из известных законов сохранения для переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ получим следующую простую параметрическую формулу Q -кривой:

$$\frac{\pi_2 - \pi_3}{\pi_2} = \frac{1 + \delta}{\sqrt{1 + \theta_2} + 1}, \quad \frac{\lambda_3 - \lambda_2}{\lambda_2} = \frac{1 - \delta}{\sqrt{1 + \theta_2} - 1} \quad (1)$$

т. е. относительные изменения давления и удельного объема для перехода $2 \rightarrow 3$ будут функциями только приведенной температуры $\theta_2 = \tau_2 / \omega^2$. Из (1) легко получается связь между приведенными температурами

$$\sqrt{\theta_3} = \sqrt{1 + \theta_2} - \delta \quad (2)$$

Переменные π_2 и λ_2 связаны, разумеется, ударной адиабатой

$$(\pi_2 + \delta)(\lambda_2 - \delta) = 1 - \delta^2 \quad (3)$$

Для сравнения приведем уравнение стационарной детонационной адиабаты

$$(\pi + \delta)(\lambda - \delta) = (1 - \delta^2)(1 + \omega^2)$$

Кривая Q , как это показано в [6], характеризуется постоянством разности скоростей газа в состояниях 2 и 3. В наших обозначениях это условие, получающееся перемножением равенств (1), имеет вид

$$(\pi_2 - \pi_3)(\lambda_3 - \lambda_2) = (1 - \delta^2) \omega^2 \quad (2 \rightarrow 3) \quad (4)$$

Точка B определяется из условия

$$(\pi_2 - 1)(1 - \lambda_2) = (1 - \delta^2)\omega^2 \quad (I \rightarrow 2) \quad (5)$$

в то время как точка B_+ (точка Чепмена — Жуге) из условия

$$(\pi_3 - 1)(1 - \lambda_3) = (1 - \delta^2)\omega^2 \quad (I \rightarrow 3) \quad (6)$$

Симметрия приведенных формул очевидна и указывает на то, что в точке B_+ значение скорости ударной волны точно вдвое больше и ее значения в точке B (ср. [3], где этот результат был получен численно), и постоянной разности скоростей газа в состояниях 2 и 3 на Q -кривой.

Отметим, что условие (4) в силу способа его вывода справедливо при любом количестве ударных волн перед фронтом пламени.

Укажем здесь, что известное приближенное соотношение $p_3 \approx 1/2 p_2$ для сильной детонации в точке B_+ (см., например, [3]) в нашей постановке получается из точных результатов

$$\pi_3 = 1/2(1 + \pi_2), \quad \lambda_3 = 1/2(1 + \lambda_2) \quad (7)$$

которые следуют из рассмотрения кривой максимальной энтропии на прямых Михельсона из точки A к ударной адиабате (3). Если в (7) π_2 и λ_2 связаны (3), то (7) — уравнение этой кривой, проходящей, как известно, через точку B_+ .

Любопытно, что энтропия на Q -кривой B_+BB_+ проходит через минимум в некоторой точке $D_+ \neq B$ с $\lambda < 1$. Координаты этой точки определяются из дополнительного условия

$$\frac{\pi_2 + \delta}{\lambda_2 - \delta} = \frac{\pi_3 - 1}{1 - \lambda_2} \quad (8)$$

геометрический смысл которого очевиден, если учесть, что на ударной (и детонационной) адиабате

$$-\frac{d\pi}{d\lambda} = \frac{\pi + \delta}{\lambda - \delta}$$

Из состояний 3 при $u_{22} = c_3$ газ по адиабатам Пуассона попадает в конечные состояния 4. Выражение для приведенной температуры в этих состояниях имеет вид [9]

$$\sqrt{\theta_4} = \sqrt{\theta_3} - \delta \left[\left(\frac{(\pi_2 - 1)(1 - \lambda_2)}{(1 - \delta^2)\omega^2} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (9)$$

а для давления и удельного объема

$$\pi_4 / \pi_3 = (\theta_4 / \theta_3)^{(1+\delta)/2\delta}, \quad \lambda_4 / \lambda_3 = (\theta_3 / \theta_4)^{(1-\delta)/2\delta} \quad (10)$$

В точке F , являющейся конечной для точки B_+ , имеем

$$\pi_4 = [(1 - x)(1 + \delta x)^{1/\delta}]^{-1}$$

$$\lambda_4 = (1 + x)^{-1}(1 + \delta x)^{1/\delta} < 1/2(1 + \delta)^{1/\delta} \quad (x = \omega / \sqrt{1 + \omega^2})$$

С другой стороны, из (3), (9) и (10) следует, что

$$\lambda_4(\pi_2 \rightarrow \infty) \rightarrow \delta \left[1 - \left(\frac{\delta}{1 + \delta} \right)^{1/2} \right]^{-(1-\delta)/\delta} > \frac{1}{2}(1 + \delta)^{1/\delta} \quad (\delta < 1)$$

т. е. всегда вертикальная асимптота кривой конечных состояний 4 лежит правее точки F . Учитывая, что всегда точка F лежит левее точки B , приходим к выводу, что кривая конечных состояний 4 (кривая BF), рассматриваемая как $\lambda_4 = f(\pi_4)$, имеет минимум в некоторой точке E_- .

Точка E_- , вообще говоря, не совпадает с точкой F (F выше), однако это расхождение весьма мало и очень быстро убывает с ростом безразмерного теплового эффекта ω^2 , так что относительное различие абсцисс точек E_- и F составляет, например, при $\omega^2 = 1$ величину $\sim 0.05\%$, а при $\omega^2 = 10$ величину порядка 0.003% ($\delta = 1/6$).

Таким образом, плотность покоящихся продуктов сгорания при распространении пламени в закрытых трубах максимальна при детонации Чепмена — Жуге.

Поступила 21 VI 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. О распределении давления и скорости в продуктах детонационного взрыва, в частности, при сферическом распространении детонационной волны. Ж. эксперим. и теор. физ., 1942, т. 12, вып. 9.
2. Б а м - З е л и к о в и ч Г. М. Распад произвольного разрыва в горючей смеси. Сб. Теоретическая гидромеханика, № 4, Оборонгиз, 1949.
3. З е л ь д о в и ч Я. Б., К о м п а н е е ц А. С. Теория детонации. Гостехиздат, 1955.
4. О п е н г е й м А. Газодинамический анализ развития детонации в газе и его гидравлическая аналогия. Четвертый симпозиум по горению, Оборонгиз, 1958.
5. Т р о ш и н Я. К. Обобщение уравнения Гюгонио на нестационарные процессы распространения пламени в трубах. Докл. АН СССР, 1955, т. 103, № 3.
6. Т р о ш и н Я. К. Газодинамический анализ нестационарного распространения пламени в трубах. Изв. АН СССР, ОТН, 1956, № 1.
7. B r o s s a r d J., M a n s o n N. Propriétés des adiabatiques dynamiques dans le cas d'une double discontinuité: onde choc-onde de combustion. C. R. Acad. Sci., Paris, Juil. 1959, vol. 249.
8. B r o s s a r d J., M a n s o n N. Application de la théorie de la double discontinuité: caractéristiques des detonations dans les mélanges gazeux. C. R. Acad. Sci., Paris, Sept. 1959, vol. 249.
9. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО КОНУСА

И. Л. Кузнецов, М. Д. Маланов

(Новосибирск)

Исследуется турбулентная скорость распространения пламени в гомогенной смеси пропан-воздух методом обратного конуса. Истинный угол входа потока во фронт конуса пламени определяется путем фотографирования капроновой нити, помещенной перед фронтом пламени.

Измерению скорости распространения пламени в турбулентном потоке гомогенной смеси методом обратного конуса, т. е. при непрерывном поджигании смеси в точке, посвящено значительное число работ. Однако большие расхождения результатов исследований различных авторов, а также расхождения между скоростями распространения пламени, измеренными методом обратного конуса и методом прямого конуса (при периферийном зажигании), указывают на то, что трудности, возникающие при использовании метода обратного конуса, еще не преодолены.

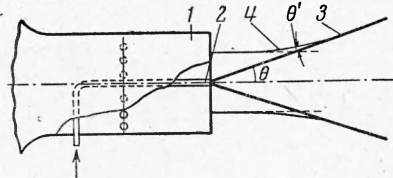
Одним из обстоятельств, затрудняющих использование метода, является отклонение осредненных линий тока исходной смеси, набегающей на фронт обратного конуса пламени. Способ учета этого явления при обработке экспериментальных данных оказывает весьма существенное влияние на полученную величину турбулентной скорости распространения пламени. Так, например, в работе [1] турбулентная скорость u^* вычислялась по формуле

$$u^* = W \sin \theta \quad (1)$$

где W — скорость набегающего потока;
 θ — половина угла раствора конуса пламени,

измеряемого по фотографиям. Схема образования обратного конуса пламени в свободной струе приведена на фиг. 1, на которой: 1 — горелка, 2 — стабилизирующее устройство, 3 — конус пламени, 4 — осредненная линия тока. При таком способе вычисления u^* эффект отклонения линий тока не учитывается, что приводит к завышению величины u^* . Вследствие этого значения u^* , определенные методом обратного конуса пламени, в 2—3 раза превосходят значения, определенные в той же работе методом прямого конуса.

Удачная попытка учесть эффект отклонения линий тока предпринята в работе [2]. Авторы этой работы вычисляют турбулентную скорость распространения пламени на основании уравнения расхода, составленного в предположении линейного распределения температуры по зоне горения и равенства скорости продуктов сгорания скоро-



Фиг. 1