

Рис. 6 – График сигнала на выходе системы без нечёткой логики

Выводы

Использование аппарата нечёткой логики позволяет построить адаптивную систему, которая при минимальных затратах способна довольно эффективно управлять сбором данных. Это объясняется тем, что нечёткие понятия являются более естественными для человека, чем строгие математические определения. Таким образом, рассматриваемый подход показывает очевидное преимущество перед стандартными методами, в том числе используемых в синоптической метеорологии. Регулирование объёма поступающей информации с помощью нечёткой логики позволяет ограничить объём ненужной информации и увеличить объём нужной. Это ведёт к более эффективному использованию оперативной памяти, а также позволяет делать более точные прогнозы.

Литература

1. Зверев С.А. Синоптическая метеорология. – СПб.: Гидрометеиздат, 1977. – 712 с.
2. Ким Д.П. Теория автоматического управления. Т.2. Многомерные, нелинейные, оптимальные и адаптивные системы: Учеб. пособие. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 464 с.
3. Монин А.С. Введение в теорию климата. – СПб.: Гидрометеиздат, 1982. – 248 с.
4. Штовба С. Д. Введение в теорию нечетких множеств и нечеткую логику. <http://matlab.exponenta.ru/fuzzylogic/book2/index.php>.

УДК 536.46+534.222.2

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАМЕНИ В ИДЕАЛЬНОЙ СЖИМАЕМОЙ СРЕДЕ И ПЕРЕХОД МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ ВО ВЗРЫВ

Волков В.Э., канд. физ.-мат. наук, доцент
Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

Произведено исследование развития неустойчивости пламени и перехода горения во взрыв в идеальной сжимаемой среде. Доказан стабилизирующий эффект сжимаемости. Найдены формулы для определения критического числа Маха, превышение которого означает переход к неустойчивости.

Investigation of the development of the flames instability and the deflagration-to-explosion transition for the ideal compressible media is done. The stabilizing effect of compressibility is proved. Formulae for the critical Mach number, which excess leads to instability, are found.

Ключевые слова: пламя, горение, взрыв, дефлаграция, неустойчивость, сжимаемость среды, критическое число Маха.

Как доказано нами ранее, основным фактором, стабилизирующим процесс нормального горения, является вязкость [1,2]. Однако сжимаемость среды также оказывает на пламя стабилизирующее воздействие [3]. Совместное рассмотрение влияния вязкости и сжимаемости на процесс распространения малых возмущений стационарного пламени не представляется возможным из-за чрезвычайной математической сложности задачи, поэтому влияние сжимаемости необходимо рассмотреть отдельно.

Рассмотрение влияния сжимаемости среды на устойчивость процесса горения представляется особенно важным в тех случаях, когда распространение пламени происходит с достаточно высокой скоростью и пренебрежение величинами порядка M_1^2 может привести к серьезным погрешностям. Для таких высокоскоростных режимов горения роль фактора вязкости в стабилизации распространения пламени падает, так как вязкость (внутреннее трение) обусловлена переносом молекулами количества движения из одного слоя газа в другой [4], что само по себе является весьма «медленным» процессом, зато роль стабилизирующего влияния сжимаемости среды возрастает [5,6]. При достаточно высокой скорости распространения пламени именно сжимаемость среды, а не ее вязкость, может стать главным стабилизирующим фактором. Нужно, впрочем, оговориться, что подобные высокоскоростные режимы горения имеют место, как правило, не для ламинарных, а для турбулентных пламен, а в этих случаях нельзя рассуждать об устойчивости «нормального» горения. Однако, если даже пламя распространяется в турбулентном режиме, но турбулентность является мелкомасштабной, т.е. масштаб турбулентности много меньше или даже сопоставим с толщиной зоны (ламинарного) пламени, но при этом сама толщина зоны пламени много меньше характерного размера задачи (ширины плоского канала, диаметра трубы, радиуса пламенной сферы), то весь процесс горения можно рассматривать как квазиламинарный и, соответственно, рассматривать задачу об устойчивости квазиламинарного пламени. Таким образом, приведенное ниже решение задачи об устойчивости пламени, распространяющегося в идеальной (невязкой) сжимаемой среде, в первую очередь относится к высокоскоростному турбулентному горению с относительно мелким масштабом турбулентности, и позволяет ответить на вопрос, реализуется ли (в случае устойчивости) данный режим турбулентного горения с осредненной (без учета небольших пульсаций) скоростью распространения пламени u_1 (которую уже нельзя называть скоростью нормального горения!) или (в случае неустойчивости) масштаб турбулентности изменяется и средняя скорость распространения пламени увеличивается, т.е. пламя продолжает ускоряться.

Рассмотрим распространение пламени в идеальной сжимаемой среде. При этом пламя представляет собой поверхность (плоскость) разрыва термо- и газодинамических параметров, имеющую в стационарном состоянии уравнение $x=0$. Параметры среды в областях “1” и “2” связаны друг с другом законами сохранения массы, импульса и энергии.

Так как любое линеаризованное возмущение по координате y можно представить рядом (либо интегралом) Фурье, т.е. получить его наложением элементарных волн типа $\exp(ihy)$, то достаточно исследовать только такое решение для произвольного волнового числа $h>0$, где

$$h = 2\pi / \lambda \tag{1}$$

и, соответственно,

$$\lambda = 2\pi/h, \tag{2}$$

а $\lambda>0$ – длина волны возмущения. Предположение об экспоненциальной зависимости от времени t дает следующее выражение \mathcal{E} :

$$\mathcal{E}(y, t) = A_{00} h^{-1} \exp(ihy - i\omega t), \tag{3}$$

где положительное значение h обеспечивает ограниченность величины \mathcal{E} при $|y| \rightarrow +\infty$ (рис. 1).

Движение идеальной (невязкой) сжимаемой сплошной среды, т.е. движение невязкого газа, описывается системой дифференциальных уравнений Эйлера, неразрывности и баланса энергии, которые в результате линеаризации принимают вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \frac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u'_{jy}}{\partial t} + u_j \frac{\partial u'_{jy}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p'_j}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \rho_j \left(\frac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \frac{\partial u'_{jy}}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \alpha_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial t} + \alpha_j u_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial x} = 0, \end{array} \right. \tag{4}$$

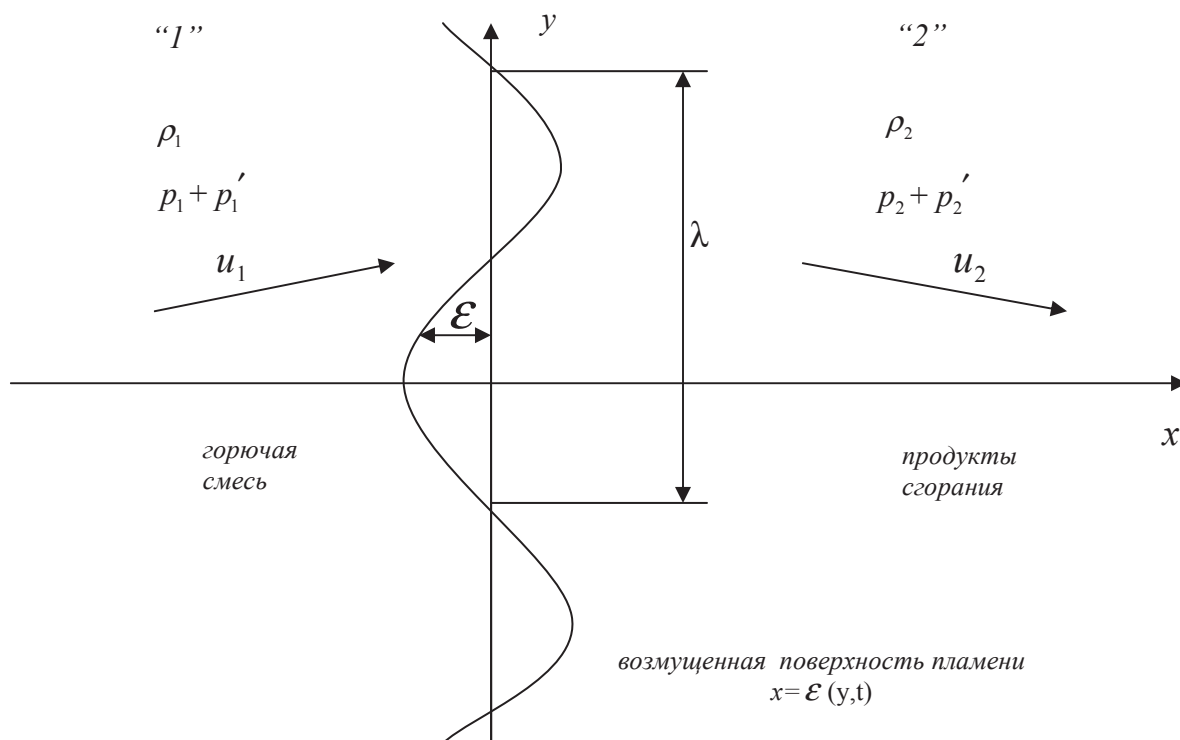


Рис. 1 – Нестационарный поток среды через возмущенную поверхность плоского пламени

где

$$\alpha_j = \frac{\left(\frac{\partial h_j}{\partial \rho_j} \right)_{p_j}}{\left[\left(\frac{\partial h_j}{\partial p_j} \right)_{\rho_j} - \frac{1}{\rho_j} \right]} \quad (5)$$

причем $j=1,2$. В случае совершенного газа с постоянными теплоемкостями система линеаризованных уравнений с частными производными (4) преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \frac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial u'_{jx}}{\partial t} + u_j \frac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_j} \frac{\partial p'_j}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \rho'_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial x} + \rho_j \left(\frac{\partial u'_{jx}}{\partial x} + \frac{\partial u'_{jy}}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial p'_j}{\partial t} + u_j \frac{\partial p'_j}{\partial x} - a_j^2 \frac{\partial \rho'_j}{\partial t} - a_j^2 u_j \frac{\partial \rho'_j}{\partial x} = 0, \end{array} \right. \quad (6)$$

где

$$a_j^2 = \frac{\gamma_j p_j}{\rho_j}, \quad (7)$$

a_j – скорость звука, γ_j – отношение теплоемкостей.

Уравнения (6) имеют частные решения

$$\begin{aligned} \frac{u'_{jx}}{u_1} &= \left[-\sum_{l=1}^2 \frac{k_{jl}}{\delta_j \frac{z}{\delta_j} + k_{jl}} A_{jl} e^{k_{jl}hx} + A_{j3} e^{-\frac{z}{\delta_j}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t), \\ \frac{u'_{jy}}{u_1} &= \left[i \sum_{l=1}^2 \frac{e^{k_{jl}hx}}{\delta_j \frac{z}{\delta_j} + k_{jl}} A_{jl} + \frac{iz}{\delta_j} A_{j3} e^{-\frac{z}{\delta_j}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t), \\ \frac{p'_j}{\rho_1 u_1^2} &= \sum_{l=1}^2 A_{jl} e^{k_{jl}hx} \exp(ihy - i\omega t), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\rho'_j}{\rho_1} = \left[\frac{M_j^2}{\delta_j^2} \sum_{l=1}^2 A_{jl} e^{k_{jl}hx} + A_{j4} e^{-\frac{z}{\delta_j}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t),$$

где

$$M_j = \frac{u_j}{a_j}, \quad (9)$$

$$z = -\frac{i\omega}{hu_1}, \quad (10)$$

$$\delta_j = \frac{\rho_1}{\rho_j} = \frac{u_j}{u_1}, \quad (11)$$

$$i^2 = -1, \quad (12)$$

$$k_{jl} = \frac{1}{1 - M_j^2} \left[\frac{z}{\delta_j} M_j^2 - (-1)^l \sqrt{1 - M_j^2 + \left(\frac{z}{\delta_j} M_j \right)^2} \right] \quad (l=1, 2), \quad (13)$$

причем корень квадратный понимается в смысле главного значения, т.е. значения, отвечающего наименьшей величине аргумента представляемого им комплексного числа.

Очевидно, что при $M_j^2 \rightarrow 0$ (т.е. при малых числах Маха M_j) $k_{j1} \rightarrow 1$, $k_{j2} \rightarrow -1$, а выражения для возмущений u'_{jx} , u'_{jy} , p'_j , ρ'_j совпадают с таковыми для случая несжимаемой среды [4].

Итак, частные решения линеаризованной системы дифференциальных уравнений (П.10.26) представляются в виде суперпозиции четырех типов возмущений, соответствующих четырем неопределенным константам A_{jl} ($l=1, 2, 3, 4$).

Возмущение “1” (соответствующее A_{j1} , $k_{j1} = \frac{1}{1-M_j^2} \left[\frac{z}{\delta_j} + \sqrt{1-M_j^2 + \left(\frac{z}{\delta_j} M_j \right)^2} \right]$) и возмущение “2” (соответствующее A_{j2} , $k_{j2} = \frac{1}{1-M_j^2} \left[\frac{z}{\delta_j} - \sqrt{1-M_j^2 + \left(\frac{z}{\delta_j} M_j \right)^2} \right]$) являются акустическими возмущениями, для которых $p'_j \neq 0$. В частном случае одного измерения (когда $h=0$ и $u'_{jy} = 0$) акустические возмущения представляют собой совокупность физически реальных, распространяющихся навстречу друг другу плоских звуковых волн.

Возмущение “3” (соответствующее A_{j3} , $k_{j3} = -\frac{z}{\delta_j}$), для которого $p'_j = 0$ и $\rho'_j = 0$, представляет собой так называемое вихревое возмущение [4].

Возмущение “4” (соответствующее A_{j4} , $k_{j4} = k_{j3} = -\frac{z}{\delta_j}$), для которого $u'_{jx} = u'_{jy} = 0$, $p'_j = 0$, но $\rho'_j \neq 0$, представляет собой так называемое энтропийное возмущение. В самом деле, если представить термодинамическое уравнение состояния газа в виде $\rho = \rho(p, s)$, то очевидно, что единственной причиной, вызывающей возмущение плотности при отсутствии возмущения давления, может быть только возмущение энтропии.

С учетом очевидного соотношения $\delta_1 = 1$, естественное требование ограниченности возмущений на бесконечности позволяет представить возмущения в области исходной горючей смеси «1» (эти возмущения должны быть ограничены при $x \rightarrow -\infty$ в случае $\text{Re } z > 0$) в виде

$$\frac{u'_{1x}}{u_1} = -\frac{k_{11}}{z + k_{11}} A_{11} e^{k_{11}hx} \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{u'_{1y}}{u_1} = -i \frac{e^{k_{11}hx}}{z + k_{11}} A_{11} \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{p'_1}{\rho_1 u_1^2} = A_{11} e^{k_{11}hx} \exp(ihy - i\omega t); \tag{14}$$

$$\frac{\rho'_1}{\rho_1} = M_1^2 A_{11} e^{k_{11}hx} \exp(ihy - i\omega t)$$

Принимая условное обозначение

$$\delta_2 = \delta, \tag{15}$$

с учетом требования ограниченности возмущений на бесконечности можно представить возмущения в области продуктов сгорания «2» (эти возмущения должны быть ограничены при $x \rightarrow +\infty$ в случае $\text{Re } z > 0$) в виде

$$\frac{u'_{2x}}{u_1} = \left[-\frac{k_{22}}{\frac{z}{\delta} + k_{22}} A_{22} e^{k_{22}hx} + A_{23} e^{-\frac{z}{\delta}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{u'_{2y}}{u_1} = - \left[i \frac{e^{k_{22}hx}}{\frac{z}{\delta} + k_{22}} A_{22} + \frac{iz}{\delta} A_{23} e^{-\frac{z}{\delta}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t);$$

$$\frac{p'_2}{\rho_1 u_1^2} = A_{22} e^{k_{22}hx} \exp(ihy - i\omega t); \quad (16)$$

$$\frac{\rho'_2}{\rho_1} = \left[\frac{M_2^2}{\delta^2} A_{22} e^{k_{22}hx} + A_{24} e^{-\frac{z}{\delta}hx} \right] \exp(ihy - i\omega t)$$

Закон сохранения массы на возмущенной поверхности фронта пламени в линеаризованной форме имеет вид

$$\left(\frac{u'_{1x}}{u_1} - \frac{1}{u_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \Big|_{x=0} + \frac{\rho'_1}{\rho_1} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{u'_{2x}}{u_1} - \frac{1}{u_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \Big|_{x=0} + \delta \frac{\rho'_2}{\rho_1} \Big|_{x=0} \quad (17)$$

Закон сохранения импульса на возмущенной поверхности фронта пламени в проекции на ось Ox в линеаризованной форме имеет вид

$$\left(\frac{p'_1}{\rho_1 u_1^2} + 2 \frac{u'_{1x}}{u_1} + \frac{\rho'_1}{\rho_1} \right) \Big|_{x=0} = \left(\frac{p'_2}{\rho_1 u_1^2} + 2 \frac{u'_{2x}}{u_1} + \delta^2 \frac{\rho'_2}{\rho_1} \right) \Big|_{x=0} \quad (18)$$

Закон сохранения импульса на возмущенной поверхности фронта пламени в проекции на ось Oy в линеаризованной форме имеет вид

$$\frac{u'_{1y}}{u_1} \Big|_{x=0} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{u'_{2y}}{u_1} \Big|_{x=0} + \delta \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \quad (19)$$

Закон сохранения энергии на возмущенной поверхности фронта пламени в линеаризованной форме имеет вид

$$\left[\left(\frac{\partial h_1}{\partial p_1} \right)_{\rho_1} p'_1 + \left(\frac{\partial h_1}{\partial \rho_1} \right)_{p_1} \rho'_1 + u_1 \left(u'_{1x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \right] \Big|_{x=0} = \left[\left(\frac{\partial h_2}{\partial p_2} \right)_{\rho_2} p'_2 + \left(\frac{\partial h_2}{\partial \rho_2} \right)_{p_2} \rho'_2 + u_2 \left(u'_{2x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \right] \Big|_{x=0} \quad (20)$$

Дополнительным граничным условием на фронте пламени служит условие Ландау [4], имеющее вид

$$u'_{1x} \Big|_{x=0} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0 \quad (21)$$

С учетом условия (21) закон сохранения массы (17) принимает вид

$$\frac{\rho'_1}{\rho_1} \Big|_{x=0} = \frac{1}{\delta} \left(\frac{u'_{2x}}{u_1} - \frac{1}{u_1} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \Big|_{x=0} + \delta \frac{\rho'_2}{\rho_1} \Big|_{x=0}, \quad (22)$$

а закон сохранения энергии (20) принимает вид

$$\left[\left(\frac{\partial h_1}{\partial p_1} \right)_{\rho_1} p_1' + \left(\frac{\partial h_1}{\partial \rho_1} \right)_{p_1} \rho_1' \right]_{x=0} = \left[\left(\frac{\partial h_2}{\partial p_2} \right)_{\rho_2} p_2' + \left(\frac{\partial h_2}{\partial \rho_2} \right)_{p_2} \rho_2' + u_2 \left(u_{2x}' - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) \right]_{x=0} \quad (23)$$

Подстановка выражений для возмущений (2.6.1,2) и (2.1.3) в граничные условия (2.6.5,6,8,14) и (2.1.11) после несложных преобразований приводит к системе пяти линейных однородных алгебраических уравнений относительно пяти неопределенных констант $A_{00}, A_{11}, A_{22}, A_{23}, A_{24}$.

Данная система допускает нетривиальные решения тогда и только тогда, когда ее определитель равен нулю. Приравняв нулю определитель этой системы, получим характеристическое уравнение вида

$$F(z) = 0, \quad (24)$$

где $F(z)$ – весьма громоздкая многопараметрическая функция.

Решение уравнения (24) ищем в виде степенного разложения по M_1^2 , а именно

$$z = z_0 + z_1 M_1^2 + \dots \quad (25)$$

Величина z_0 есть неустойчивый положительный корень Ландау [4] для случая несжимаемой среды

$$z_0 = \frac{\delta}{\delta + 1} \left(-1 + \sqrt{\delta + 1 - \frac{1}{\delta}} \right) \quad (26)$$

При этом можно доказать, что

$$z_1 < 0, \quad (27)$$

Таким образом, главный член z_0 асимптотического разложения (25) положителен (неустойчив), а найденный аналитически добавочный член $z_1 M_1^2$ отрицателен (так как $z_1 < 0$), что свидетельствует о стабилизирующем эффекте сжимаемости.

В качестве критерия неустойчивости таким образом можно принять соотношение

$$M_1^2 < -\frac{z_0}{z_1} \quad (28)$$

или

$$M_1^2 < \left| \frac{z_0}{z_1} \right| \quad (29)$$

Величину

$$M_{1кр} = \sqrt{\left| \frac{z_0}{z_1} \right|} \quad (30)$$

можно назвать критическим числом Маха, превышение которого означает возможность стабилизации пламени.

Произведя расчеты критического числа Маха для быстрогорящей смеси ацетилена с кислородом (37,5% C₂H₂ + 62,5% O₂ по объему) по данным экспериментов [7] ($\delta = 12, \gamma_1 = 1,38, \gamma_2 = 1,33$) имеем

$$M_{1кр} = 0,295, \quad (31)$$

т.е. на начальных этапах развития неустойчивости стабилизирующее влияние сжимаемости очень слабое, стабилизация же высокоскоростного режима турбулентного горения с относительно небольшим масштабом турбулентности (этот режим можно назвать квазиламинарным) должна была бы проявиться при $M_1 \geq M_{1кр} ; 0,295$. Однако при столь больших значениях числа Маха пламя создает перед собой дос-

таточно мощную ударную волну, которая воспламеняет смесь ацетилена с кислородом, т.е. еще до момента стабилизации происходит переход горения в детонацию, что и наблюдалось экспериментально [7].

Произведя аналогичные расчеты для медленногорящей смеси пропана с воздухом (5% C_3H_8 по объему) по данным экспериментов [8] ($\delta = 7,3$, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 1,35$) имеем

$$M_{1кр} = 0,335, \quad (32)$$

что опять-таки означает весьма слабое стабилизирующее влияние сжимаемости на начальных этапах развития неустойчивости пламени и невозможность стабилизации квазиламинарного высокоскоростного режима горения до его перехода во взрывной процесс.

Полученные в этом разделе результаты могут быть отнесены не только к плоским, но и к шаровым пламенам при достаточно большом радиусе пламени [9], не только к гомогенным, но и к гетерогенным средам.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Влияние сжимаемости среды на развитие неустойчивости ламинарного пламени на начальных этапах проявления неустойчивости незначительно по сравнению с эффектами вязкости (для гомогенных сред), конечной протяженности зоны пламени и изменением протяженности зоны пламени под влиянием возмущений. Этот вывод подтверждается экспериментально как для быстрогорящих, так и для медленногорящих смесей.

2. Количественные оценки критического числа Маха позволяют сделать вывод о неизбежности перехода неустойчивого самоускоряющегося процесса горения в развитую дефлаграцию или детонацию, т.е. во взрывной процесс. Предотвращение этого перехода возможно либо за счет внешних причин, не учтенных в задаче о внутренней устойчивости (внешние стабилизирующие факторы, различные энергетические потери в процессе горения, гашение пламени), либо в том случае, когда процесс автотурбуликации и самоускорения пламени сам по себе достаточно «медленный» и длина преддетонационного участка превышает длину канала или трубы, заполненных горючей средой (иначе говоря, когда выгорание происходит до перехода горения во взрыв).

3. Количественные оценки критического числа Маха позволяют также в определенной степени оценить какой именно взрывной процесс – дефлаграционный или детонационный – имеет место в результате развития неустойчивости, автотурбуликации и самоускорения пламени. Если $M_{1кр} \leq 0,15$, то взрывной процесс носит очевидно дефлаграционный характер.

Литература

1. Асланов С.К., Волков В.Э. Интегральный метод анализа устойчивости ламинарного пламени. – Физика горения и взрыва, 1991, № 5. – С. 160-166.
2. Aslanov S., Volkov V. On the Instability and Cell Structure of Flames. – Archivum combustionis, 1992, Vol.12, Nr. 1–4. – P. 81-90.
3. Волков В.Э., Рыбина О.Б. Об устойчивости плоской стационарной волны медленного горения в сжимаемой среде. – Дисперсные системы. XXI научная конференция стран СНГ 20-24 сентября 2004 г., Одесса. Тезисы докладов. – Одесса: "Астропринт", 2004. – С. 75-76.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т.: Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.– 1986. – 736 с.
5. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. - М: Гл. ред. Физ.-мат. лит.– 1981.– 368 с.
6. Черный Г.Г. Газовая динамика. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.– 1988. – 424 с.
7. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. – М.: Изд-во АН СССР.– 1963.–256 с.
8. Гуссак Л.А., Спринчина Е.Н., Щелкин К.И. Исследование устойчивости фронта нормального пламени – Физика горения и взрыва, 1968. – Т. 4, №3. – С. 358-366.
9. Волков В.Э. Развитие неустойчивости сферических пламен – Зернові продукти і комбікорми, 2008. – №2, червень 2008. – С. 51-54.