

НЕКОТОРЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ В ПОЛУОТКРЫТОМ КАНАЛЕ С ПРЕПЯТСТВИЕМ

А. В. Федоров

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва, fedorov@ipmnet.ru

Рассмотрена модельная задача о распространении ламинарного фронта пламени в закрытом с одной стороны канале с препятствием. Поджигание инициировалось у закрытого конца канала. В расчетах реализованы эффекты втягивания пламени в вихрь, процессы выталкивания вихря пламенем из канала и фрагментации пламени.

Ключевые слова: взаимодействие пламени с вихрем, фрагментация пламени, выталкивание вихря пламенем.

ВВЕДЕНИЕ

Задача о распространении гомогенного пламени в канале с препятствием представляет интерес при анализе процессов в различных технических устройствах.

Имеющиеся к настоящему моменту исследования посвящены в большей степени моделированию взаимодействия пламени с вихрем, который находится непосредственно на фронте горения. Установлено [1, 2], что горение заключенного в вихрь пламени протекает замедленно, обнаружено формирование полостей свежей смеси в сгоревшем газе при распространении пламени по вихрю с заранее заданным и неизменяемым полем скоростей при числе Льюиса $Le = 1$ [3, 4]. При $Le \neq 1$ и учете теплопотерь также обнаружено формирование полостей и локальное потухание фронта [5, 6]. Используя представление о пламени как о бесконечно тонкой поверхности раздела, перемещающейся по нормали к себе, авторы в работе [7] исследовали взаимодействие пламени с вращающейся в противоположные стороны вихревой парой с неизменяемым полем скоростей. В приближении Озена были рассмотрены закручивание пламени в вихрь и формирование полостей несгоревшего газа за вихрями. Важное значение при взаимодействии пламени с вихревой структурой имеет массо- и теплоперенос поток вдоль фронта, обусловленный переменностью касательной составляющей скорости газа, пламя при этом как бы «растягивается» потоком (стретч-эффект) [8, 9]. Влияние растяжения пламени при взаимодействии пламени с вихрем или вихревой парой в стационарной постановке изучалось в [10]. В работе [11] рассмотрено взаимодействие фронта пла-

мени с вихрем, размеры которого соизмеримы с толщиной фронта пламени и показана важность учета растяжения пламени для определения скорости горения в вихре. В [12] экспериментально и аналитически исследовалась задача о всплытии очага пламени во вращающемся газе к центру вращения.

Практически во всех упомянутых работах поле скоростей вихря стационарно, однако, как будет показано ниже, фронт пламени существенно деформирует его. Тем не менее при взаимодействии пламени с таким вихрем происходит фрагментация пламени даже при числе $Le = 1$.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим модельную задачу о распространении пламени в канале с препятствием. Полагаем, что горение представлено необратимой одностадийной реакцией типа $a \rightarrow b$ и описывается формулой Аррениуса. Теплоотвод в стенки и влияние силы тяжести не учитываем. Ограничимся случаем равенства и постоянства коэффициентов вязкости, теплопроводности и диффузии. Газ предполагаем динамически несжимаемым, т. е. его плотность не зависит от перепадов давления, вызванных течением газа, однако она изменяется в соответствии с изменением температуры.

В этих предположениях динамические и тепловые параметры газа в канале описываются системой уравнений, записанной в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \rho \mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{V},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) T &= \frac{1}{\text{Re Pr } \rho} \Delta T - \\ &- \frac{\text{Re Pr Ze}^2 (\varepsilon - 1) \varepsilon}{2} a \exp\left(\frac{E}{\varepsilon} - \frac{E}{T}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) a &= \frac{1}{\text{Re Pr Le } \rho} \Delta a - \\ &- \frac{\text{Re Pr Ze}^2 \varepsilon}{2} a \exp\left(\frac{E}{\varepsilon} - \frac{E}{T}\right), \end{aligned}$$

$$P = P_0 + M^2 p \quad P_0 = \rho T = \text{const.}$$

Здесь T и ρ — температура и плотность газа соответственно, обезразмеренные соответствующими параметрами холодного газа; t — время, обезразмеренное значением d/u_n , где d — ширина канала; a — концентрация исходной смеси; \mathbf{V} — вектор скорости газа, обезразмеренный величиной нормальной скорости ламинарного пламени u_n ; P_0 — термодинамическое давление, которое в канале считается постоянным и равным $T\rho_0$; p — динамическая компонента давления; E — энергия активации, обезразмеренная значением RT_0 , T_0 — начальная температура в канале (в расчетах $E = 60$); ε — степень теплового расширения; $\text{Re} = u_n d \rho_0 / \nu$, $\text{Pr} = \nu c_p / \chi = 1$, $\text{Le} = \chi / c_p \rho_0 D = 1$, $\text{Ze} = (\varepsilon - 1)(E/\varepsilon^2)$, ν , χ , D — коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии соответственно, c_p — теплоемкость при постоянном давлении; $M \ll 1$ — число Маха.

Система решалась при условиях проskalьзывания на стенке и препятствии $(\partial \mathbf{V} / \partial \mathbf{n})_{\text{wall}} = 0$. Граница считалась непроницаемой и адиабатической: $(\mathbf{n} \cdot \nabla a)_{\text{wall}} = 0$, $(\mathbf{n} \cdot \nabla T)_{\text{wall}} = 0$. Поджигание проводилось очагом или слоем у закрытого конца канала $T(x, y) = T_0 + (T_b - T_0) \{ \text{th}(r + dr) - \text{th}(r - dr) \} / 2$, где $r = x - x_0$ в случае поджигания слоем и $r = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2$ при поджигании в точке dr порядка толщины фронта, T_b — температура адиабатически сгоревшего газа; x_0, y_0 — положение точки зажигания; ось x направлена вдоль канала к открытому концу, ось y — поперек канала; x, y, r обезразмерены значением ширины канала d .

В расчетах варьировались число Рейнольдса ($\text{Re} = 15 \div 50$), степень теплового расширения ($\varepsilon = 4 \div 10$), высота препятствия и условия поджига.

Расчеты проводились на равномерной сетке по явной схеме с расщеплением по физическим процессам. Уравнение Пуассона для динамической компоненты давления решалось с использованием пакета Iterative Scalable Implicit Solver in C++ (разработан Sandia National Laboratories, Livermore)* как матричное уравнение.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Обнаруженные в расчетах явления связанные с образованием вихря за препятствием при истечении газа в результате горения вблизи закрытого конца канала. Интенсивность вихря зависит от условий поджига и, как следствие, различного во времени количества сгораемого перед препятствием газа. Циркуляция, вычисленная вдоль замкнутых линий тока в вихре, имеет квадратичную зависимость от линий тока, т. е. течение в вихре аналогично вращению твердого тела, однако центр вихря смещен к верхней кромке препятствия и, кроме того, к открытому концу трубы. Тем самым он смещается к предполагаемой линии соприкосновения с фронтом. Таким образом, вихрь имеет другую структуру, чем при простом обтекании препятствия потоком.

При проведении расчетов обнаружены такие явления, как затягивание пламени в вихрь, выталкивание вихря из канала и дробление пламени (рис. 1). Пламя по достижении вихря всплывает в поле центробежных сил к центру вихря аналогично [12], с характерным закручиванием фронта горения в вихрь. При этом линии тока приобретают спиралевидную форму (рис. 1, $t = 0,101$). Затягивание тем сильнее, чем больше значения числа Рейнольдса и степени теплового расширения. С увеличением степени теплового расширения растет поток газа через препятствие, а с ним и интенсивность вихря. При достижении пламенем препятствия со стороны вихря продукты сгорания между препятствием и вихрем деформируют последний и выталкивают к открытому концу трубы ($t = 0,106$). В случае, когда газ между препятствием и вихрем выгорает быстрее,

* См.: <http://z.ca.sandia.gov/isis/>

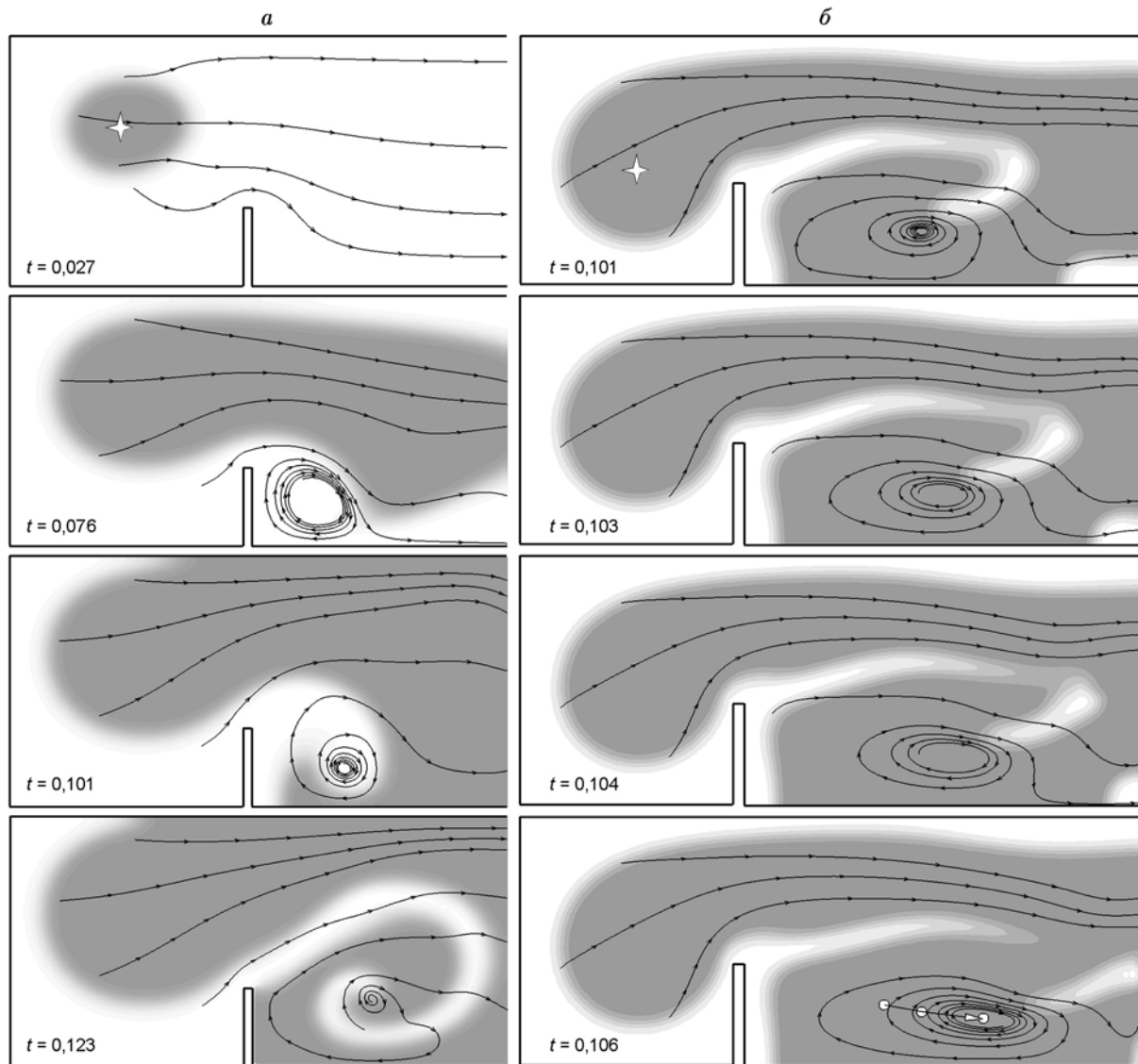


Рис. 1. Поля температур пламени и линии тока при $\varepsilon = 10$, $Re = 30$:

вариант *a* соответствует затягиванию пламени в вихрь, *b* — фрагментации; на первых снимках звездочкой отмечена точка поджига; на последнем снимке точками указаны положения центра вихря в предшествующие моменты времени

чем успевае затянуться в вихрь, выталкивание вихря из трубы не наблюдается ($t = 0,123$). Следует учитывать, что скорость горения возле препятствия и носика пламени уменьшается из-за стретч-эффекта (положительные значения dV_s/dS на рис. 2) и увеличивается в областях фронта, соответствующих отрицательным значениям dV_s/dS на рис. 2. В некоторых случаях наблюдалось схлопывание параллельных фронтов, сопровождающееся фрагментацией пламени таким образом, что в продуктах

реакции оказывались локальные участки несгоревшей смеси (см. рис. 1, $t = 0,104$; $0,106$). Необходимо отметить, что помимо протекания сгоревшей смеси через препятствие в расчетах обнаружено и выталкивание фронтом, находящимся перед препятствием, свежей смеси в область за препятствием.

Уместно предположить, что фрагментация пламени происходит из-за конвективного переноса тепла вдоль фронта с отличным от нуля градиентом касательной скорости потока

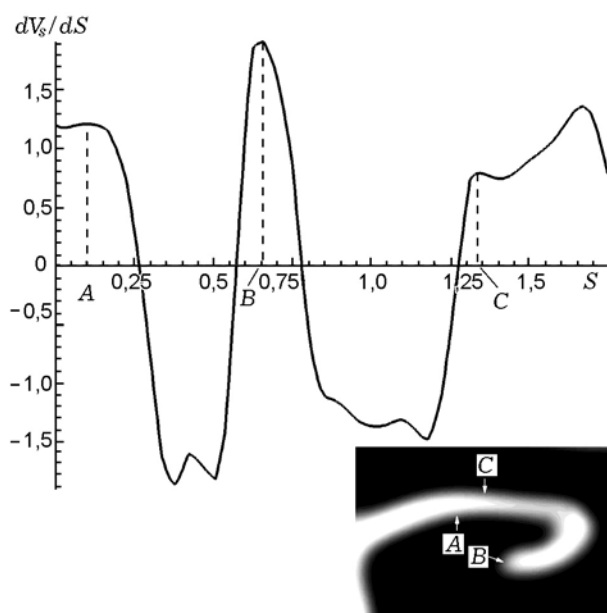


Рис. 2. Значения $\partial V_s/\partial S$ вдоль практически параллельных фронтов пламени, затянутых в вихрь

V_s . Пламя в поле скоростей с переменной касательной к фронту скоростью потока рассмотрено в [4] и [5].

Производная $\partial V_s/\partial S$ определялась вдоль линии с постоянной температурой, равной $T_b/2$. На рис. 2 приведена зависимость $\partial V_s/\partial S$ от S вдоль пламени перед его дроблением ($t = 0,101$). Направление обхода — нижняя часть фронта, включающая точку A , носик пламени — точка B , верхняя часть фронта, включающая точку C . Два характерных минимума соответствуют стокам тепла, где скорость горения вследствие стретч-эффекта выше скорости горения в соседних участках. В этих же областях затем происходит дробление фронта пламени. Отметим, что отток тепла, помимо других областей, находится и на кончике пламени. Здесь скорость горения ниже, чем в соседних участках.

ВЫВОДЫ

При распространении пламени в канале с препятствием формирующийся за препятствием вихрь затягивает пламя. При этом возможен как выброс вихря из канала, так и дробление

пламени, последнее рассматривается как влияние стретч-эффекта.

Автор признателен А. Г. Истратову и Н. И. Кидину за обсуждение работы и ряд полезных замечаний, учтенных автором при написании статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Laverdant A., Candel S. Computation of diffusion and premixed flames rolled up in vortex structures // J. Propul. Power. 1989. N 5(2). С. 134.
2. Laverdant A., Candel S. Interaction of diffusion and premixed flames with a vortex // Rech. Aerosp. 1988. N 3. С. 13.
3. Rutland C. J., Ferziger J. H. Interaction of a vortex and a premixed flame // AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting. Reno, NV, 1989. AIAA 89-0127.
4. Rutland C. J., Ferziger J. H. Simulations of flame-vortex interactions // Combust. Flame. 1991. N 84. С. 343.
5. Poinot T., Veynante D., Candel S. Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation // 23rd Symp. (Intern.) on Combustion, Orleans, France, 1990. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1990. С. 613.
6. Poinot T., Veynante D., Candel S. Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams // J. Fluid Mech. 1991. N 228. С. 561.
7. Wu M.-S., Driscoll J. F. Numerical simulation of a vortex convected through a premixed laminar flame // Combust. Flame. 1992. N 91. С. 310.
8. Karlovitz B., Denniston Jr, D. W., Knapschaefer D. H., Wells F. E. Studies on turbulent flames // 4th Symp. on Combustion. Baltimore, 1953. С. 613.
9. Климов А. М. Ламинарное пламя в турбулентном потоке // ПМТФ. 1963. № 3. С. 49.
10. Lee T.-W., Santavicca D. A. Flame front geometry and stretch during interactions of premixed flames with vortices // Combust. Sci. Technol. 1993. N 90. С. 211.
11. Helenbook B. T., Sung C. J., Law C. K. On stretch-affected flame propagation in vortical flows // Combust. Flame. 1996. N 104. С. 460–468.
12. Марголин А. Д., Карпов В. П. Горение вращающегося газа // Докл. АН СССР. 1974. Т. 216, № 2. С. 346–349.

Поступила в редакцию 19/VI 2002 г.