

УДК 534.222

**ВЛИЯНИЕ НЕИЗОЭНТРОПИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
НА ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ГОРЮЧИХ СМЕСЯХ**

*М. А. Носков, П. Воланский, С. М. Фролов*

*Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН,  
117977 Москва*

Рассмотрена задача о самовоспламенении сжимаемого реагирующего газа в пристенном пограничном слое за одиночной ударной волной в трубе с адиабатической стенкой. В приближении одностадийной химической реакции показана возможность опережающего самовоспламенения газа в пограничном слое по сравнению с самовоспламенением в ядре потока. Взрыв в пограничном слое происходит локально, причем в окрестности взрывающейся частицы газа имеется конечный градиент периода индукции самовоспламенения. Рассчитанная скорость волны самовоспламенения (спонтанного пламени) близка к местной скорости звука, что свидетельствует о возможности зарождения сильной взрывной волны. При учете неадиабатичности стенки исследуемый эффект проявляется при многократном сжатии реагирующей смеси ударными волнами или простыми волнами сжатия, а также для стенки из материала с низкой теплопроводностью.

Известно, что в достаточно длинных трубах горение газов может переходить в детонацию. Это явление объяснено в [1] как следствие взаимного влияния ударной волны (УВ) и фронта пламени. Расширяющиеся продукты горения генерируют волны сжатия, которые могут создать УВ. Последняя сжимает, подогревает и турбулизирует исходную смесь, способствуя увеличению скорости пламени; в свою очередь, продукты горения как поршень разгоняют УВ. Со временем данный комплекс достигает скорости детонации.

В [2] проведен расчет параметрической зависимости скорости УВ от скорости фронта пламени. Для фиксированного значения скорости УВ, используя законы сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнение Гюниона политропического газа на фронте пламени, определялась скорость фронта волны горения. Подобный подход использовали в [3] для одномерного расчета длины перехода горения в детонацию (ПГД). Эксперименты [4] показывают существенно меньшие времена ПГД, чем можно получить, используя подход [2, 3]. Из опытов следует, что описанный сценарий действует лишь до определенного момента, причем в процессе ускорения пламя генерирует несколько ударных волн. Детонация зарождается внезапно от локального взрыва, возникающего между фронтом пламени и одной из УВ. От места взрыва в противоположные стороны расходятся волны детонации и ретонации [4].

Для критической частицы (объем смеси, в котором со временем происходит взрыв, дающий начало детонационной волне, *critical particle* [4]) значения давления  $p$  и температуры  $T$  лежат ниже взрывных пределов по Льюису и Эльбе. С другой стороны, время индукции самовоспламенения значительно больше времени от момента вхождения критической частицы в УВ и до момента ее взрыва. Интеграл воспламенения

$$I = \int_0^t \frac{dt}{\tau(p, T)}, \quad (1)$$

вычисленный в [4], принимает значения от  $5 \cdot 10^{-4}$  до  $4 \cdot 10^{-2}$  в зависи-

мости от используемой корреляционной формулы для времени индукции самовоспламенения  $\tau(p, T)$ .

Возможное объяснение этому явлению, названному в [4] «взрывом во взрыве» (explosion in the explosion), предложено в [5]. По [5] необходимо учитывать влияние неизоэнтропических процессов. Например, нельзя пренебрегать пограничными слоями, возникающими за ударными волнами, генерируемыми пламенем. Диссипация кинетической энергии в окрестности стенки трубы вызывает повышение температуры, ускоряющее самовоспламенение смеси. Интересно, что в опытах [4] локальный взрыв, дающий начало детонации, происходил именно в пристеночной области.

Цель настоящей работы — оценка учета неизоэнтропичности в пограничных слоях, возникающих за УВ, на задержку самовоспламенения газовых частиц, попадающих в пограничный слой. Рассмотрены возможные варианты распределения температуры и показана причина изменения задержки самовоспламенения газовых частиц. Для анализа выбран простейший случай ламинарного пограничного слоя на адиабатической стенке за одиночной УВ; отобраны определяющие факторы задачи; приведен метод решения. Представлены результаты решения задачи для 11 лагранжевых частиц модельной газовой смеси. По результатам расчетов сделано предположение о возможности усиления волны давления при самовоспламенении в пограничном слое по механизму Зельдовича. Приведена оценка условий образования немоного профиля температуры в турбулентном пограничном слое и показана возможность возрастания в нем температуры за несколькими последовательными УВ или простыми волнами сжатия. Обсуждается значимость рассматриваемого явления при ПГД в трубах из материалов с различной теплопроводностью.

### Постановка задачи

Пусть по трубе, заполненной детонационно-способной газовой смесью, движется УВ, которая приводит в движение первоначально покоящийся газ. На стенках трубы образуется пограничный слой. Попадая в него, смесь тормозится, и энергия движения переходит в тепловую. В зависимости от условий теплообмена на стенке ударной трубы температура смеси в пограничном слое может быть выше или ниже температуры ударно-сжатого газа в ядре потока [6].

В зависимости от температуры стенки  $T_w$ , местного числа Маха ядра потока  $M_\infty$  за УВ и отношения удельных теплоемкостей газа  $\gamma$  возможны следующие варианты: 1) при температуре стенки меньше температуры ядра потока ( $T_w < T_\infty$ ) и  $M_\infty < M^*$  зависимость  $T(y)$  монотонно убывающая (рис. 1, 5). Здесь

$$M^* = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left( \frac{T_w}{T_\infty} - 1 \right)};$$

2) при  $T_w < T_\infty$  и  $M_\infty > M^*$  температура смеси имеет максимум внутри пограничного слоя (рис. 1, 4); 3) при  $T_\infty < T_w < T_\infty^*$  температура в пограничном слое больше  $T_\infty$  (кривая 3). Здесь  $T_\infty^* = T_\infty \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)$  — температура торможения в ядре потока; 4) температура монотонно возрастает до  $T_\infty^*$  при адиабатической стенке (рис. 1, 2); 5) при  $T_w > T_\infty^*$  температура в пограничном слое монотонно возрастает, но в отличие от пп. 1–4 тепло передается от стенки к газу (кривая 1).

В случае 1 газовая частица, попадая в пограничный слой, охлаждается, а в других случаях температура газовой частицы здесь может возрастать. Переменность температуры вблизи стенки приведет к измене-

нию периода индукции самовоспламенения частиц, входящих в пограничный слой, по сравнению со временем индукции в ядре потока. Из рис. 1 следует, что в пограничном слое  $\nabla\tau \neq 0$ , где  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial}{\partial z}\vec{k}$  — вектор-градиент. Время индукции, вычисленное для частиц, попадающих в пограничный слой, будет отличаться от значений, полученных для критической частицы в [4].

Примем следующие допущения: 1) стенка трубы плоская, гладкая, адиабатическая; 2) ударное сжатие газа однократное, ударная волна плоская; 3) течение газа за ударной волной плоскосимметричное; 4) теплофизические свойства газа постоянны; 5) пограничный слой ламинарный; 6) химическая реакция одноступенчатая; 7) предвзрывной разогрев смеси незначителен и им можно пренебречь по сравнению с разогревом в результате торможения газа.

Введем прямоугольную систему координат, связанную с УВ. Плоскость УВ соответствует  $x = 0$ , положение стенки  $y = 0$ . Ось  $x$  направлена вдоль по потоку ударно-сжатого газа. Газ в УВ втекает со скоростью  $D$ , вытекает со скоростью  $w$ . В пограничном слое происходит разгон смеси до скорости стенки  $D$ . Найдем время индукции самовоспламенения для частицы, входящей в пограничный слой. Запишем уравнение для изменения концентрации реагента, участвующего в бимолекулярной реакции

$$\frac{da}{dt} = -ka^2 \exp(-E/RT). \quad (2)$$

Начальное условие:  $a|_{t=0} = 1$ . Здесь  $a = [A]/[A]_0$  — концентрация реагента, например окислителя;  $k$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

В отсутствие предвзрывного разогрева можно считать, что смесь взрывается при изменении концентрации исходных веществ на  $\Delta a \approx 7\%$ . Этот результат получен из условия  $I = 1$  в предварительных расчетах, в которых вычисляли интеграл (1) с учетом (2) при принятых ниже кинетических параметрах.

Температуру найдем из уравнений сжимаемого пограничного слоя [7].

При условии  $\frac{d^2\tau}{dx^2} = 0$ ,  $Pr=1$ ,  $\gamma = \text{const}$ ,  $v^2 \ll u^2$  температура частицы запишется в виде

$$T = T_\infty \left[ 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \left( 1 - \frac{u^2}{U_\infty^2} \right) \right], \quad (3)$$

где  $u$ ,  $v$  — продольная и поперечная составляющие скорости частицы в лабораторной системе координат;  $Pr$  — число Прандтля;  $U_\infty = D - w$ .

Распределение продольной составляющей скорости в ламинарном пограничном слое для ряда значений параметра  $\theta = \frac{D}{w}$  получено в [8]. Для  $\theta \in [1, 2; 5, 0]$  с хорошей точностью кривую распределения  $u = u(z)$ , где  $z = \frac{y}{2} \sqrt{\frac{w}{x\nu_\infty}}$ ,  $\nu_\infty$  — вязкость ядра потока, можно приблизить системой прямых отрезков.

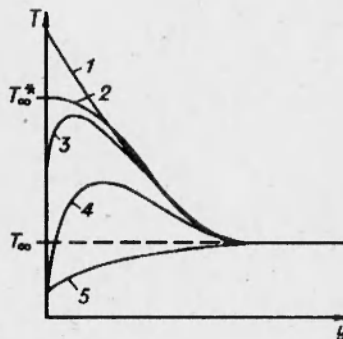


Рис. 1. Профили статической температуры газа в пограничном слое за фронтом УВ.

Используя уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

можно найти составляющую скорости  $v$ . Тогда из уравнений для траектории частицы

$$\frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{dy}{dt} = v.$$

а также из (2)–(4) определим момент и местоположение самовоспламенения частицы.

### Результаты расчетов

Систему определяющих уравнений решали численно. Для значений  $\theta$ , отличных от табулированных в [8], применяли линейную интерполяцию.

В проведенных расчетах использовали модельную смесь, кинетические константы и теплофизические параметры исходной смеси ( $\gamma = 1,36$ ,  $\nu = 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с,  $k = 10^{10}$  с<sup>-1</sup>,  $E = 40$  ккал/моль,  $p_0 = 1$  атм,  $T_0 = 300$  К,  $a_0 = 538,5$  м/с,  $M=3,5$ ) и ударно-сжатого газа ( $D = 1885$  м/с,  $U_\infty = 427$  м/с,  $p_1 = 14,2$  атм,  $T_1 = 966$  К,  $a_1 = 952,7$  м/с,  $\rho_1 = 2,15$  кг/м<sup>3</sup>,  $M_\infty=1,53$ ,  $T_w = 1662$  К).

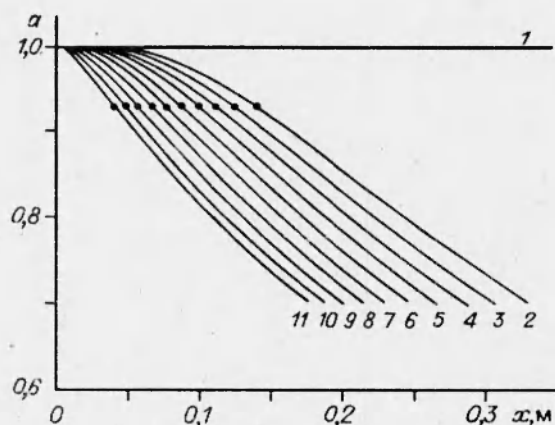


Рис. 2. Изменение концентрации реагента в частицах 1–11 с расстоянием от фронта УВ. Здесь и на рис. 3–6 точки на кривых соответствуют состоянию частицы в момент ее самовоспламенения. Самовоспламенение в ядре (частица 1) потока наступает значительно позже, чем в пограничном слое.

Для анализа выбраны 11 частиц, первоначально находившихся на разном расстоянии от стенки трубы. Начальные ординаты  $y_0$  (при  $x = 0$ ) газовых частиц приведены в табл. 1. Частица 1 находится в ядре потока, остальные 10 входят в пограничный слой в разные моменты времени. В табл. 1 приведены также параметры частиц, соответствующие моменту самовоспламенения: период индукции самовоспламенения  $\tau$ , расстояние вдоль оси  $x$ , пройденное частицей до момента самовоспламенения  $x_i$ , температура частиц, местная скорость звука  $a_s$  и значение интеграла (1).

На рис. 2 показаны изменения концентрации реагента в частицах 1–11 с расстоянием от УВ. Здесь и далее точки на кривых соответствую-

Таблица 1

Значения некоторых параметров газовых частиц  
в момент их самовоспламенения

Номер частицы	$y_0 \cdot 10^5$ , м	$\tau$ , мкс	$x_i$ , м	$T_i$ , К	$a_s$ , м/с	$I$	$u_{sp}$ , м/с
1	Ядро потока	7480	3,190	966	953	1,00	—
2	12	198	0,141	1278	1096	0,87	419
3	11	171	0,126	1288	1100	0,88	556
4	10	149	0,113	1297	1104	0,89	591
5	9	128	0,100	1302	1106	0,88	619
6	8	109	0,088	1310	1109	0,88	631
7	7	91	0,078	1320	1113	0,89	556
8	6	74	0,068	1328	1117	0,89	588
9	5	59	0,057	1339	1121	0,88	733
10	4	46	0,049	1349	1126	0,89	615
11	3	35	0,041	1357	1129	0,89	727

ют состоянию частицы в момент ее самовоспламенения. Из рис. 3 видно, что температура ядра потока остается постоянной, тогда как температура частицы, входящей в пограничный слой, стремится к  $T_{\infty}^* = 1375$  К. Пространственно-временная диаграмма движения частиц и УВ в лабораторной системе координат построена на рис. 4. Попадая в пограничный слой, частицы замедляются. На рис. 5 показаны траектории частиц в плоскости  $xu$ , а также граница пограничного слоя  $\delta$ . Значения  $I$  для частицы 1 в выбранном масштабе времени близки к нулю (рис. 6), тогда как для частиц 2–11 в момент самовоспламенения  $I \approx 1$ . Оценим значение величины  $\frac{u_{sp}}{a_s}$ , где  $u_{sp}$  — скорость волны самовоспламенения («волны спонтанного горения» по [9]),

$$u_{sp} = \frac{1}{|\nabla\tau|} \approx \left(\frac{\Delta\tau}{\Delta x}\right)^{-1}.$$

Используя данные в табл. 1, а также рис. 2–6, можно получить, что скорость волны воспламенения для частиц 2–11 по порядку величины равна местной скорости звука:  $u_{sp} \approx a_s$ . Этот факт говорит о возможности усиления возмущения давления по механизму Зельдовича [9] на малых расстояниях в пограничном слое. Усиление волны давления может привести к зарождению сильной взрывной волны типа детонации [10]. Интересно, что интеграл (1), вычисленный для частицы 1 в момент самовоспламенения частиц 2–11, близок к значениям, полученным в [4] для критической частицы. Следовательно, несоответствие оценок и наблюдений в [4] можно отнести к влиянию рассматриваемого эффекта в предположении адиабатичности стенки.

## Обсуждение результатов

Рассмотрение влияния пограничного слоя на воспламенение смеси за УВ в рамках принятых упрощений показывает, что указанный эффект весьма существен. Однако допущение об адиабатичности стенки, хотя и позволяет получить предельную картину явления, спорно. В работах [11–13] реализуется профиль температуры, как на рис. 1, 5, причем температура стенки за УВ повышается лишь на несколько десятков градусов. Однако при изменении материала и начальной температуры стенки, числа

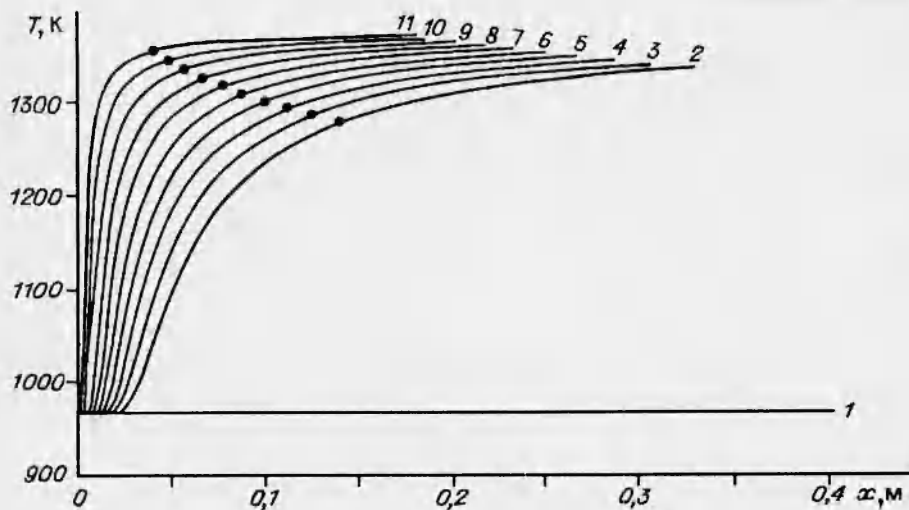


Рис. 3. Зависимость температуры частиц в пограничном слое от расстояния до фронта ударной волны.

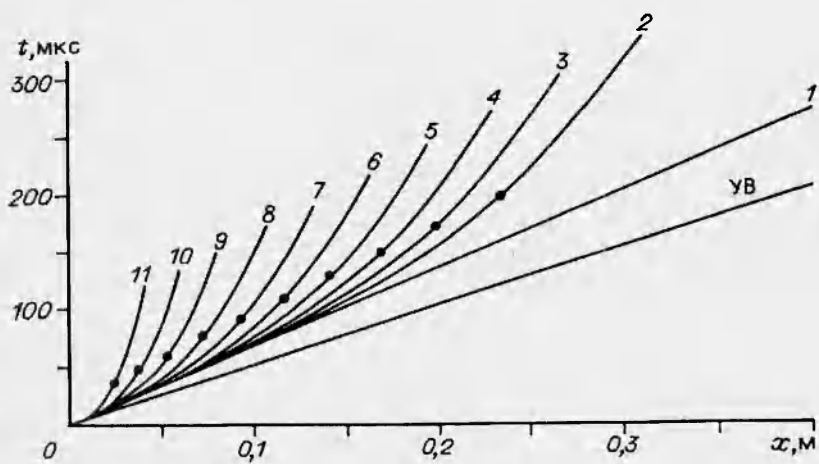


Рис. 4. Пространственно-временная диаграмма движения частиц 1-11 и УВ в лабораторной системе координат.

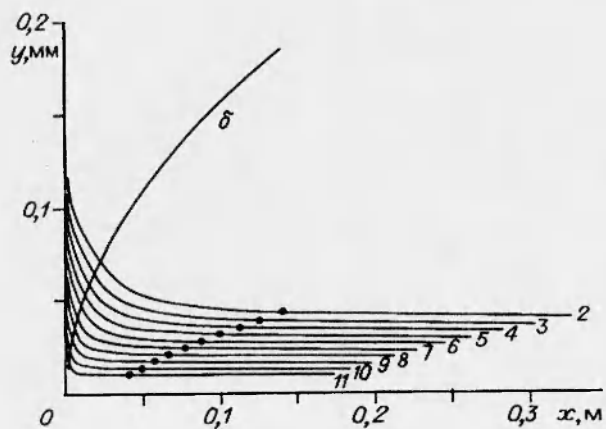


Рис. 5. Траектории частиц.

М и  $\gamma$ , а также при наличии движения газа перед УВ возможен переход к профилям температуры типа кривых 1-4 на рис. 1.

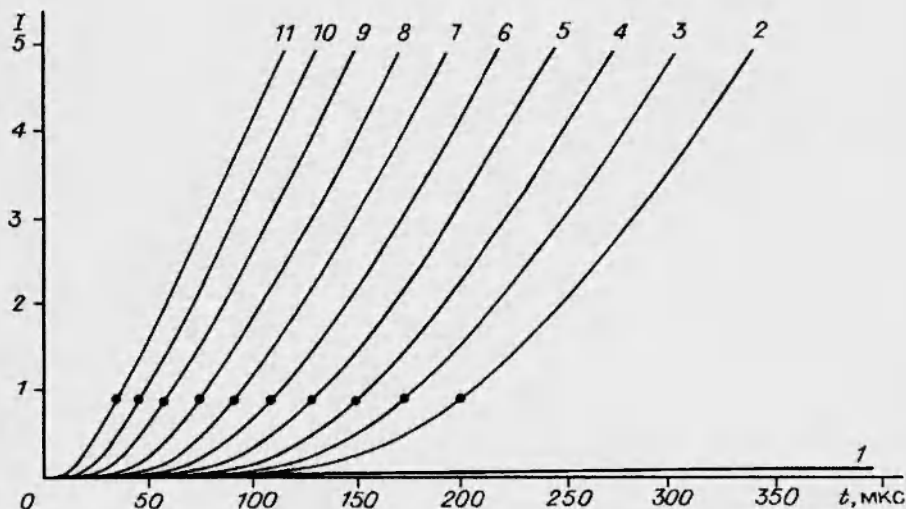


Рис. 6. Зависимость интеграла воспламенения (1) от времени.

Приведем соответствующие оценки для неадиабатического турбулентного пограничного слоя. Из распределения температуры следует, что при  $T_w > T_w^*$ , где

$$T_w^* = T_\infty \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right), \quad (5)$$

профиль температуры газа перестает быть монотонно убывающим (т. е. тип кривых 1-4 на рис. 1).

Таблица 2

Значения  $T_w^*$  (К) за последовательностями УВ и простых волн сжатия

N	УВ при M, равном			N	Простые волны сжатия при M, равном		
	1,2	1,5	2,0		1,1	1,15	1,2
1	333	367	413	14	375	343	242
2	358	389	359	15	375	327	197
3	374	242	—	16	372	309	—
4	378	192	—	17	368	287	—
5	368	—	—	18	364	260	—
6	343	—	—	19	358	229	—

Например, для описанных в [4] условий ( $\gamma = 1,4$ ,  $T_\infty = 637$  К,  $U_\infty = 1264$  м/с,  $M_\infty = 1,62$ )  $T_w^* = 302$  К. Заметим, что в опытах [4] горючая смесь подвергалась многократному сжатию в двух УВ и  $\approx 12$  простых волнах сжатия прежде, чем реализовались указанные условия. В случае нескольких УВ или нескольких простых волн сжатия значения  $T_w^*$  меньше, чем в случае одиночной УВ. В табл. 2 приведены значения  $T_w^*$  для последовательностей ударных волн и простых волн сжатия одинаковой

интенсивности. Исходная смесь неподвижна и имеет начальные параметры:  $T_0 = 300$  К,  $\gamma = 1,4$ ,  $a_0 = 340$  м/с. Видно, что при определенном количестве волн  $N$  значение  $T_{\text{ст}}^*$  начинает уменьшаться (например, для УВ при  $M=1,2$  и  $N = 5$   $T_{\text{ст}5}^* < T_{\text{ст}4}^*$ ).

В [11–13] отмечается, что за время  $\sim 10^{-4}$ – $10^{-3}$  с температура стенки за УВ повышается на десятки градусов. Согласно нашим оценкам, это соответствует увеличению статической температуры газа в пограничном слое лишь на десятки градусов по сравнению с температурой ядра потока. Следовательно, в рассматриваемом случае эффект торможения смеси на стенке не приведет к столь значительному уменьшению времени индукции самовоспламенения газовых частиц как в случае адиабатической стенки. Для стенок из материала с низкой теплопроводностью повышение температуры более значительно и изучаемые эффекты, по-видимому, следует принимать во внимание.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации. М.: Гостехтеоретиздат, 1955.
2. Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эммонса. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
3. Lee C. O., Sichel M. An investigation of the steady flame propagation in a duct // Proc. Meeting of the Eastern Section of the Combustion Institute. Orlando, Florida, Dec. 3-5, 1990.
4. Meyer J. W., Urtiew P. A., Oppenheim A. K. On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation // Combust. Flame. 1970. V.14, N 1. P. 13–20.
5. Wolanski P. Influence of non-isentropic on transition from deflagration to detonation in combustion mixtures // Arch. Combustionis. 1991. V. 11, N 3–4. P. 143–149.
6. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / Под ред. В. К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
8. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. М.: Физматгиз, 1962.
9. Zeldovich Ya. B. Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions // Combust. Flame. 1980. V. 39, N 2. P. 211–214.
10. Флоров С. М., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А. Спонтанные режимы горения // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 111–123.
11. Майрлс Г. Пограничный слой на стенке за движущейся ударной волной // Ударные трубы: Сб. ст. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. С. 320–331.
12. Чабай А., Эмрич Р. Измерение температуры стенки и теплового потока в ударной трубе // Там же. С. 617–618.
13. Rabinovicz J., Jessey M. E., Bartsch C. A. Resistance thermometer for transient high-temperature studies // J. Appl. Phys. 1956. V. 27, N 1. P. 97–98.

Поступила в редакцию 15/І 1994 г.,  
в окончательном варианте — 18/Х 1994 г.