

## ОЦЕНКА ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ПЛАМЕНИ ОТ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

А. А. Васильев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, gasdet@hydro.nsc.ru

Принимая состояние в химике детонационной волны в качестве исходного состояния для дефлаграционного горения за ударным фронтом волны, можно получить зависимость скорости горения от исходных параметров смеси. Установлено, что основное влияние на скорость горения оказывает начальная температура, зависимость от давления весьма слабая. Приведены расчетные данные для ряда смесей в диапазоне давлений 0.001 ÷ 100 атм и температур 200 ÷ 1 800 К.

Ключевые слова: нормальная скорость пламени, видимая скорость пламени, скорость детонации, адиабата энерговыделения, детонационная адиабата, дефлаграционное горение.

Физические причины ускорения низкоскоростного ламинарного пламени до высоких трансзвуковых скоростей, вплоть до перехода горения в детонацию (ПГД), остаются до сих пор дискуссионными. Развитие моделей турбулентности, одного из важнейших механизмов ускорения пламени, идет по пути учета новых факторов и усложнения процедур осреднения, однако использование подобных моделей для описания ПГД по-прежнему дает лишь качественное согласие с экспериментальными данными.

Как правило, распространение фронта горения порождает волны сжатия и появление «предвестника» в исходной смеси, вследствие чего экспериментально наблюдаемая «видимая» скорость распространения пламени складывается из скорости нормального пламени (относительно неподвижной смеси) и скорости потока непосредственно перед фронтом пламени в «предвестнике». Следует отметить, что даже в современных статьях говорится о сверхзвуковых скоростях пламени на уровне 800 ÷ 1 000 м/с при ПГД, хотя реально эти скорости относятся к «видимой» скорости (сумме скорости пламени и скорости потока), но никак не к скорости классического ламинарного или турбулентного горения.

Нормальная скорость ламинарного горения определяется диффузией и теплопровод-

ностью, и для корректного их моделирования необходима информация о зависимости коэффициентов теплопроводности и диффузии от параметров среды, постоянно меняющихся в процессе ускорения пламени. Очевидно, что для корректного математического моделирования процесса ускорения пламени после воспламенения смеси необходимы не только физически обоснованные модели турбулизации течения, но и корректные зависимости всех основных коэффициентов, определяющих развитие процесса, от газодинамических параметров.

До сих пор зависимость скорости пламени  $W$  от давления  $p$  и температуры  $T$  традиционно задается в виде эмпирического соотношения (с большой степенью неопределенности)

$$W = W_{00}(p/p_{00})^n(T/T_{00})^m, \quad (1)$$

где индексом 00 отмечены значения параметров в некотором стандартном состоянии, а показатели  $n$  и  $m$  определяются на основе экспериментальных данных.

Следует отметить заметный разброс экспериментальных значений скорости пламени, и обусловлен он не только различными методами определения нормальной скорости пламени (горелка Бунзена, распространение пламени в вертикальной трубе вверх или вниз, расширение сферического пламени в мыльном пузыре или бомбе постоянного объема, горение во встречных потоках горючего и окислителя и т. д.). Часто скорость нормального пламени  $W$  определяют по видимой скорости пламени  $W_*$  с помощью соотношения

$$W = W_*/\sigma, \quad (2)$$

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 00-01-00347, 11-01-00634), грантом Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-5770.2010.1), программой РАН «Фундаментальные основы энергетических технологий, включая ВТСП».

где  $\sigma$  — степень расширения продуктов сгорания.

К задаче о зависимости скорости горения  $W$  от давления и температуры можно подойти с точки зрения детонационных процессов. Классическая теория детонации хорошо известна и базируется на законах сохранения массы, импульса и энергии:

$$\begin{aligned} \rho_0 D &= \rho(D - u), \\ p_0 + \rho_0 D^2 &= p + \rho(D - u)^2, \\ I_0 + Q + D^2/2 &= I + (D - u)^2/2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\rho$  — плотность смеси,  $D$ ,  $u$  — волновая и массовая скорости,  $Q$  — энерговыделение смеси,  $I$  — энтальпия,  $I = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}$  для идеальных газов,  $\gamma$  — показатель адиабаты. В рамках модели идеального газа с постоянными величинами  $\gamma$  и  $Q$  в результате алгебраических преобразований из уравнения энергии можно получить адиабату продуктов реакции  $p = f(V, Q)$  — адиабату энерговыделения, представляющую собой гиперболу в плоскости  $(p, V)$ , выпуклую в сторону начала координат ( $V$  — удельный объем смеси). На этой гиперболе выделяют детонационную (при  $p > p_0$  и  $V < V_0$ ) и дефлаграционную (при  $p < p_0$  и  $V > V_0$ ) ветви. Поскольку точка исходного состояния лежит вне гиперболы, то из этой точки и к детонационной, и к дефлаграционной ветвям адиабаты энерговыделения можно провести прямолинейные секущие с двумя точками их пересечения с каждой ветвью адиабаты. Точки пересечения стягиваются в одну, когда секущая превращается в касательную (самоподдерживающаяся волна Чепмена — Жуге).

На  $(p, V)$ -плоскости ( $V = 1/\rho$ ) исходное и конечные состояния горючей смеси традиционно изображаются с помощью ударной адиабаты (химическая реакция не происходит) и адиабаты продуктов реакции. Есть несколько важных точек (рис. 1): точка  $O$  — начальное состояние; линии 2 и 1 — ударная адиабата и адиабата продуктов реакции с двумя ветвями, детонационной (выше  $O$ ) и дефлаграционной (ниже  $O$ ); штриховые прямые 3 и 4 — касательные к детонационной и дефлаграционной ветвям, проведенные из точки  $O$ ; точка  $D$  соответствует параметрам детонации со скоростью распространения  $D_D$ , точка  $F$  — параметрам дефлаграции с максимальной скоро-

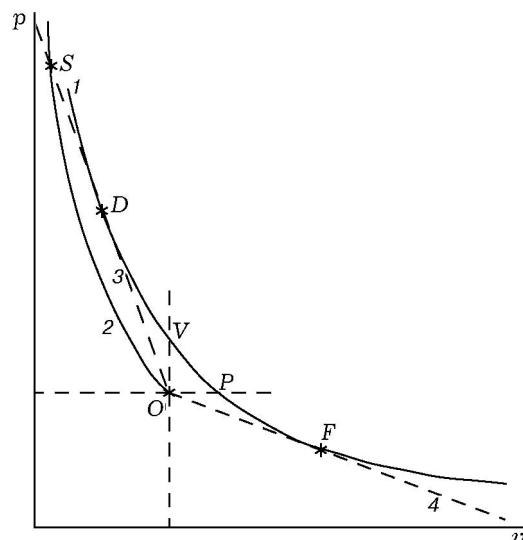


Рис. 1. Типичная диаграмма состояний исходной горючей смеси и продуктов реакции и ее особые точки

стью  $D_{FO}$ , точка  $S$  — параметрам химика детонационной волны. Конечное состояние продуктов сгорания в режиме постоянного давления обозначено точкой  $P$ , а при мгновенном сгорании в бомбе — точкой  $V$ . Состояния в квадранте  $VO P$  запрещены для обычных сред, поскольку в этой области расширение вещества должно приводить к увеличению давления. При поджигании смеси скорость распространения пламени (нормальная скорость горения) много меньше скорости  $D_{FO}$ , потому конечное состояние продуктов сгорания во фронте ламинарного пламени с большой точностью соответствует режиму горения при постоянном давлении, т. е. точке  $P$ .

Рассмотрим детонационную волну относительно точки исходного состояния  $O$ . Ударная волна переводит газ из состояния  $O$  в состояние  $S$ , соответствующее химика детонационной волны, затем начинается химическая реакция, и после ее завершения продукты реакции попадают в точку  $D$ . Переход из  $S$  в  $D$  осуществляется вдоль прямой Михельсона, являющейся касательной к адиабате энерговыделения относительно исходного состояния  $O$ . Но прямая Михельсона из  $O$  в  $S$  одновременно является касательной к адиабате энерговыделения, проведенной из точки  $S$  как из начальной точки [1]. Следует уточнить, что адиабаты энерговыделения, построенные относительно точек  $O$  и  $S$ , не совпадают друг с другом,

сохраняются лишь условие и точка касания  $D$ . При этом изоэнтропа в точке  $D$  касается снизу адиабаты энерговыделения, построенной относительно точки  $O$ , и касается сверху адиабаты, построенной относительно точки  $S$ . Иными словами, точка  $D$  соответствует как параметрам детонации относительно исходного состояния  $O$ , так и параметрам дефлаграционного горения с исходным состоянием в точке  $S$ . Этот взгляд (со стороны детонации на горение) позволяет проанализировать изменение дефлаграционных скоростей в состояниях с различными начальными давлениями и температурами и даже получить аналитическую формулу для скорости дефлаграционного горения в зависимости от  $p_0$  и  $T_0$ .

Для исходного состояния в точке  $O$  скорости в точках касания на детонационной и дефлаграционной ветвях связаны соотношением [1]

$$D_D D_{FO} = c_0^2. \quad (4)$$

Для состояния  $S$  скорость газа относительно фронта ударной волны представляет собой скорость дефлаграции, потому можно написать

$$D_D - u_S = D_{FS} = \rho_0 D_D / \rho_S = D_D / \sigma_S. \quad (5)$$

Из этих двух формул получается соотношение скоростей дефлаграционного горения, выражаемое через число Маха ударной волны и степень сжатия за ней:

$$\frac{D_{FS}}{D_{FO}} = \frac{D_D}{\sigma_S} \frac{D_D}{c_0^2} = \frac{M_0^2}{\sigma_s}. \quad (6)$$

Преобразуя известное соотношение для давления за фронтом ударной волны, выраженное как функция числа Маха ударной волны  $p = f(M)$ :

$$\frac{p}{p_0} = \pi = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \approx \frac{2\gamma M^2}{\gamma + 1}, \quad (7)$$

к виду  $M = g(p)$ , можно записать соотношение (6) в форме, из которой ясно видна линейная зависимость скорости горения от температуры начального состояния горючей смеси:

$$D_{FS} = D_{FO} \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\pi_S}{\sigma_S} = D_{FO} \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{T_S}{T_0}. \quad (8)$$

Формула (8), в принципе, является обоснованием достаточно произвольной формулы (1).

Для проверки соотношения (8) были выполнены расчеты параметров горения и детонации стехиометрических смесей водорода, ацетилена, метана с кислородом и воздухом при варьировании начального давления в диапазоне  $0.001 \div 100$  атм и начальной температуры в диапазоне  $200 \div 1800$  К, заведомо пе-

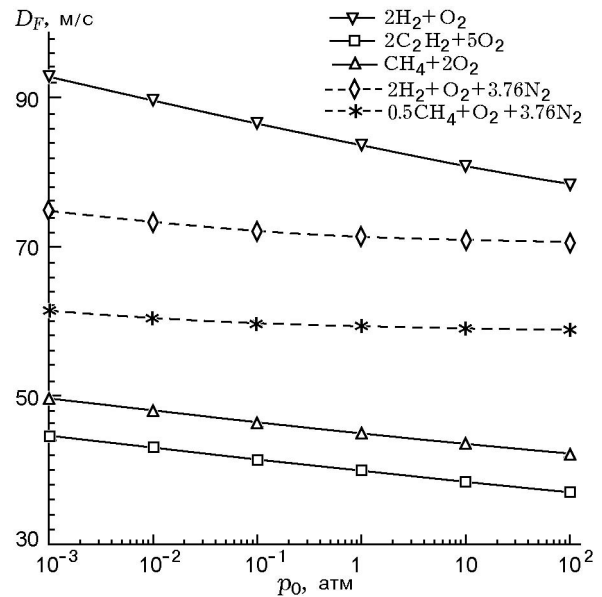


Рис. 2. Скорость дефлаграционного горения  $D_F$  при различных начальных давлениях горючей смеси (состояние  $F$  относительно  $O$ )

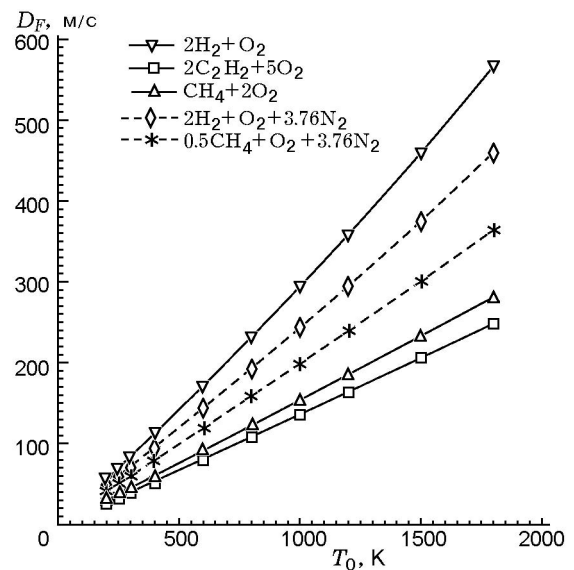


Рис. 3. Скорость дефлаграционного горения  $D_F$  при различных начальных температурах горючей смеси (состояние  $F$  относительно  $O$ )

Таблица 1  
 Параметры волн горения и детонации в смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$

$p_0$ , атм	$T_0$ , К	$D_{F1}$ , м/с	$M_O$	$p_S$ , атм	$T_S$ , К	$\sigma_S$	$D_{F2}$ , м/с
0.001	298.15	92.8	4.62	0.025	1 436	5.21	476
0.01	298.15	89.6	4.83	0.275	1 536	5.33	486
0.1	298.15	86.5	5.05	3	1 646	5.46	501
1	298.15	83.6	5.28	33	1 764	5.58	509
10	298.15	80.8	5.51	359	1 883	5.69	520
100	298.15	78.4	5.71	3 863	1 990	5.79	530
1	200	55.7	6.52	50.4	1 718	5.86	490
1	250	69.9	5.8	39.8	1 741	5.71	499
1	298	83.6	5.28	33	1 764	5.58	509
1	400	112.9	4.52	24.1	1 817	5.3	530
1	600	171.5	3.64	15.5	1 930	4.81	573
1	800	231.9	3.11	11.2	2 049	4.38	619
1	1 000	294.1	2.75	8.7	2 173	3.99	667
1	1 200	358.4	2.48	7	2 299	3.64	719
1	1 500	459.3	2.17	5.3	2 491	3.18	801
1	1 800	566.6	1.93	4.1	2 684	2.78	891

рекрывающих области применения [2]. Некоторые результаты представлены на рис. 2, 3 и в табл. 1, 2. Дополнительно были рассчитаны параметры детонации при исходном состоянии, соответствующем точке  $S$  (одновременное изменение  $P$  и  $T$ ). Следует подчеркнуть, что условие  $Q = \text{const}$  вдоль адиабаты энерговыделения является сильной идеализацией, оправданной только возможностью простых алгебраических преобразований с законами сохранения. Уже в приближении химического равновесия продуктов энерговыделение  $Q$  меняется вдоль адиабаты: например, для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в характерных точках адиабаты  $Q_D = 972.6$  кал/г,  $Q_V = 1057.5$  кал/г,  $Q_P = 1117.6$  кал/г,  $Q_{DF} = 1199.7$  кал/г. Если в качестве начального выбрать состояние в точке  $S$ , то в точке  $D$ , представляющей дефлаграционную точку,  $Q_{DF} = 1580.4$  кал/г. Сравнивая со значением  $Q$  в точке  $D$  — детонационной точке относительно состояния  $O$ , замечаем, что эти величины заметно различаются (см. вышеизложенное о несовпадении адиабат энерговыделения для точек  $O$  и  $S$ ).

На рис. 2 представлены зависимости ско-

рости горения от начального давления (первый и третий столбцы таблиц). При общем для всех смесей снижении  $D$  с увеличением начального давления видно, что изменение скорости незначительно и не превышает 20 % при изменении давления на 5 порядков.

На рис. 3 для этих же смесей приведены зависимости скорости горения от начальной температуры (столбцы 2 и 3 таблиц): зависимости практически линейны, что полностью согласуется с формулой, предложенной выше.

В табл. 1 и 2 для стехиометрических смесей водород — кислород и ацетилен — кислород представлены следующие расчетные параметры волн горения и детонации: начальное давление  $p_0$ , начальная температура  $T_0$ , скорость  $D_{F1} \equiv D_{FO}$  дефлаграционного горения относительно состояния  $O$ , число Маха детонационной волны  $M_O$  относительно состояния  $O$ , давление  $p_S$ , температура  $T_S$  и степень сжатия  $\sigma_S$  в химике детонационной волны (состояние  $S$ ), скорость дефлаграционного горения  $D_{F2} \equiv D_{FS}$  относительно состояния  $S$  с повышенными параметрами.

Если скорость реакции описать в форме

Таблица 2  
 Параметры волн горения и детонации в смеси  $2C_2H_2 + 5O_2$

$p_0$ , атм	$T_0$ , К	$D_{F1}$ , м/с	$M_0$	$p_S$ , атм	$T_S$ , К	$\sigma_S$	$D_{F2}$ , м/с
0.001	298.15	44.6	6.3	0.047	1 753	8.06	258
0.01	298.15	43	6.62	0.52	1 885	8.27	264
0.1	298.15	41.4	6.96	5.8	2 037	8.49	271
1	298.15	39.9	7.34	64.6	2 210	8.71	278
10	298.15	38.4	7.73	716	2 396	8.91	286
100	298.15	37	8.08	7 835	2 574	9.08	294
1	200	26.7	8.94	98.2	2 177	8.98	273
1	250	33.4	8.01	77.7	2 197	8.84	276
1	298	39.9	7.34	64.6	2 210	8.71	278
1	400	53.7	6.35	47.4	2 249	8.43	285
1	600	80.9	5.2	30.9	2 354	7.88	301
1	800	108.4	4.55	22.8	2 482	7.35	320
1	1 000	136.1	4.03	18	2 628	6.85	341
1	1 200	163.9	3.68	14.8	2 786	6.39	364
1	1 500	205.9	3.28	11.7	3 040	5.78	400
1	1 800	248.3	2.99	9.6	3 304	5.25	437

Аррениуса, то скорость нормального горения будет определяться по формуле [1]

$$w_n = \frac{G}{\rho Q} \exp\left(-\frac{E}{2RT}\right). \quad (9)$$

С учетом (8)

$$W = f(T) \rightarrow T \exp\left(-\frac{E}{2RT}\right), \quad (10)$$

что свидетельствует об отсутствии экстремума.

Таким образом, в статье для случая, когда состояние в химике детонационной волны принимается в качестве исходного состояния для дефлаграционного горения за ударным фронтом волны, предложена формула для

скорости горения в зависимости от исходных параметров смеси. Установлено, что основное влияние оказывает начальная температура, зависимость от давления весьма слабая. Приведены расчетные данные для ряда смесей в диапазоне давлений 0.001 ÷ 100 атм и температур 200 ÷ 1 800 К, демонстрирующие хорошее соответствие с предложенной зависимостью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Васильев А. А. Экспериментальная оценка скорости горения взрывчатой смеси при повышенных давлениях и температуре // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 4. — С. 44–48.

Поступила в редакцию 30/III 2011 г.