

## ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ

### АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена рассмотрению законов горения предварительно перемешанных топливных смесей.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Движение пламени по газовой смеси относят к важнейшим отличительным признакам горения. Граница между несгоревшим газом и продуктами реакции горения называется фронтом пламени или волной горения.

Скорость горения определяется как нормальная (к фронту пламени) составляющая скорости перемещения пламени по еще не сгоревшей (исходной) газовой смеси. Скорость горения может и не совпадать со скоростью движения самой топливной смеси, а следовательно, относительно наблюдателя скорость перемещения пламени представляется как векторная сумма скорости потока и скорости горения.

Горение газовой смеси зависит от её гидродинамического состояния. В частности, весьма важным фактором является наличие или отсутствие турбулентности. Если она есть, горение называется турбулентным, если нет – ламинарным. Параметрами, характеризующими турбулентность, являются интенсивность и масштаб турбулентности. Характерное различие между фронтом пламени в ламинарном и турбулентном потоках хорошо видно на фотографиях пламени. Например, в условиях ламинарного потока в горелке Бунзена образуется обычно конический фронт пламени или внутренний конус (рис. 1) с резкой границей между несгоревшим и сгоревшим газами.

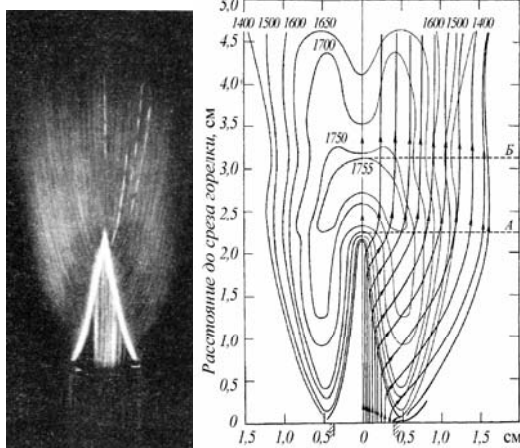


Рис. 1. Фотография пламени горелки Бунзена и поле температур внутри факела горения метановоздушной смеси

При возникновении турбулентности фронт пламени и все пространство за ним претерпевают случайные флуктуации. Было предпринято немало попыток влиять на турбулентность пламени, вводя в поток специальные турбулизаторы или, наоборот, снижая градиенты скорости на границе раздела факела с внешней атмосферой (спутные потоки). Однако эти мероприятия относительно слабо повлияли на искажение фронта пламени. Вероятно, причину искривления фронта пламени и увеличения скорости горения следует искать в генерации турбулентности самим процессом горения.

Турбулентная скорость горения  $S_{BT}$  в десятки раз превышает ламинарную скорость горения  $S_{BL}$ .

При распространении гомогенного пламени скорость горения  $S_B$ , в частности, нормальная  $S_B^0$ , является основным параметром горения. Однако при ее измерении обычно возникают большие трудности и единого способа измерения до сих пор нет. Самым распространенным является способ измерения скорости горения  $S_B^0$  по методу Михельсона с использованием пламени бунзеновской горелки. Для любой произвольной точки фронта пламени (рис. 2) можно записать следующую зависимость:

$$S_B^0 = U_0 \sin \varphi, \quad (1)$$

где  $S_B^0$  — нормальная скорость горения,  $U_0$  — средняя скорость течения исходной газовой смеси,  $\varphi$  — угол наклона фронта пламени.

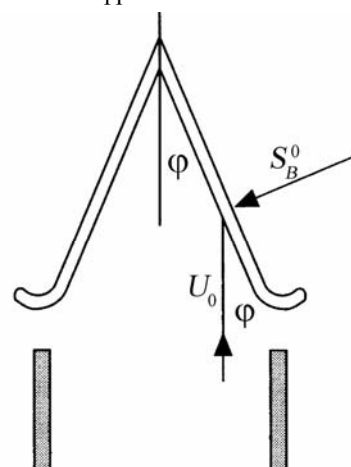


Рис. 2. Схематичное изображение пламени Бунзеновской горелки

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Большая, даже определяющая, роль температуры в описании процесса горения общепризнанна. Согласно простейшей схеме пламени в стационарной одномерной постановке (рис. 3) волна горения распространяется, скажем влево по оси  $x$ , а несгоревшая топливная смесь движется навстречу ему со скоростью  $U_0$ . Исходная температура этой смеси равна  $T_0$ . За счет кондуктивного (более строгого, и радиационного) теплопереноса из высокотемпературной зоны химических реакций (фронта пламени) свежая топливная смесь нагревается от  $T_0$  до температуры воспламенения  $T_i$ .

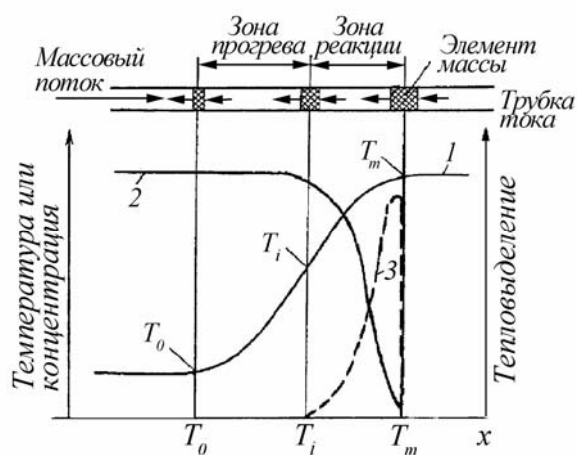


Рис. 3. Схема волны горения

В диапазоне от температуры воспламенения  $T_i$  до адиабатической температуры горения  $T_a$  закон сохранения энергии должен включать член с источником теплоты, выделяющейся в процессе горения. При этом скорость протекания химических реакций зависит не только от температуры, но и от концентраций взаимодействующих компонент  $C_i$ . Это требует привлечения уравнений сохранения массы для всех этих компонент, а перенос тепла должен учитывать диффузионный массоперенос.

Проведенный авторами книги [1] большой научный поиск в литературе 1950-х – 1970-х годов позволил найти данные по значениям  $S_B^0$  для полутора десятков горючих газов, которые с небольшим разбросом легли на общую кривую. В окончательном виде для стехиометрических смесей углеводородов была получена кривая (рис. 4), описываемая формулой:

$$S_B^0 = 9,92 \cdot 10^3 \exp(-2,30 \cdot 10^4 / T_a).$$

Известно, что снижать температуру горения можно и путем увеличения или уменьшения концентрации горючего  $C_b$  в горящей смеси. Однако

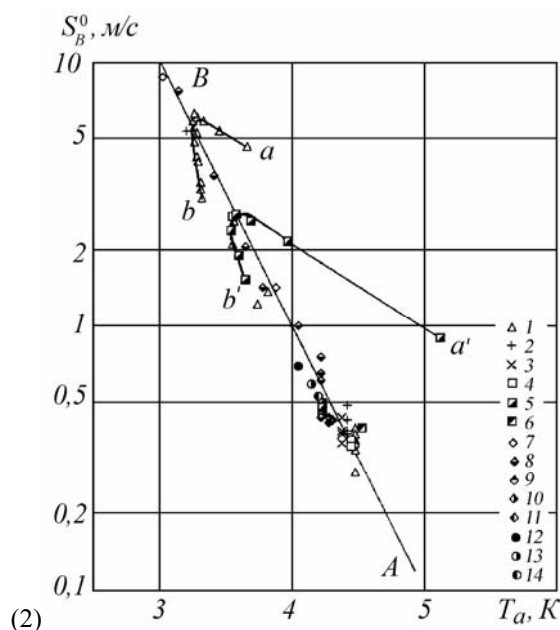


Рис. 4. Обобщение данных по  $S_B^0$  для топливных смесей  $C_nH_m-O_2-N_2$  и  $C_nH_m$ -воздух: 1 —  $CH_4$ ; 2 —  $C_2H_6$ ; 3 —  $C_3H_8$ ; 4 —  $C_4H_{10}$ ; 5 —  $C_6H_{14}$ ; 6 —  $C_6H_{18}$ ; 7 —  $C_2H_2$ ; 8 —  $C_2H_4$ ; 9 —  $C_3H_6$ ; 10 —  $C_4H_8$ ; 11 —  $C_6H_6$ ; 12 —  $C_3H_4$ ; 13 —  $C_4H_6$ ; 14 —  $C_5H_8$

оказалось, что при концентрациях  $C_b$ , отличных от стехиометрической, нормальная скорость горения  $S_B^0$  отклоняется от значений, отвечающих формуле (2), причем эти отклонения могут быть в обе стороны. При постепенном увеличении количества горючего вводимого в поток окислителя, т.е. если идти от «бедных» смесей к «богатым», сначала величина нормальной скорости горения превышает значения, ожидаемые при данной температуре, и точки  $S_B^0$  ложатся выше стехиометрической линии АВ, затем рост  $S_B^0$  с ростом  $C_b$  и  $T_B$  замедляется и в каком-то состоянии, близком к стехиометрическому, происходит пересечение линии АВ. Дальнейшее увеличение расхода горючего переводит процесс в область «богатых» смесей, в которой имеет место довольно слабое снижение температуры вследствие того, что несгораемое из-за недостатка окислителя топливо играет роль балласта, что сопровождается резким падением нормальной скорости горения  $S_B^0$ .

Вопрос о влиянии радикала OH и атомарных H и O на скорость горения обсуждался еще в начале 1950-х годов. Если в нашем случае предположить, что концентрация горючего является переменной величиной, то чем выше концентрация OH, тем больше  $S_B^0$  и, следовательно, при одинаковых температурах стандартная скорость горения  $S_B^0$  у «бедных» смесей выше, чем у «богатых». Максимум  $S_B^0$  имеет место в стехиометрической области, не всегда совпадая с максимальной температурой горения.

### 3. ВЛИЯНИЕ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ПОДОГРЕВА (ОХЛАЖДЕНИЯ) СМЕСИ

Предварительный подогрев приготовленной смеси является вводом в систему дополнительной количества тепловой энергии и ведет к повышению энтальпии горящих газов, а с ней температуры горения и, как следствие, скорости горения. Снижение скорости горения соответственно должно дать предварительное захлаживание смеси.

Предварительный подогрев смеси с  $T_0$  до  $T_{01}$  обеспечивает дополнительный ввод в систему теплоты и увеличивает энтальпию смеси  $I$  на величину

$$\Delta I_0 = \overline{c_p}(T_{01} - T_0).$$

В качестве средней теплоемкости  $\overline{c_p}$  следует брать ее величину на температурном интервале от  $T_0$  до  $T_{01}$ , но поскольку на участке до  $T_{01} = 1000$  К истинная теплоемкость  $\overline{c_p}$  меняется мало и почти линейно, то в качестве величины  $\overline{c_p}$  можно принимать значение  $\overline{c_p}$  при средней температуре  $T_{cp} = (T_0 + T_{01})/2$ .

Полная энтальпия смеси  $I_a$  и соответствующая ей адиабатическая температура горячей смеси  $T_a$  при  $T_0 = 293$  К обычно определяются стандартным расчетом и приводятся в виде таблиц. В случае предварительного подогрева смеси ее энтальпия горения увеличивается:

$$I_{a,1} = I_a + \overline{c_p}(T_1 - T_0).$$

По тем же таблицам и найденной  $I_{a,1}$  определяется новая адиабатическая температура горения смеси  $T_{a1}$  и по формуле (2) ищется новое значение скорости горения  $S_{B1}^0$ .

### 4. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ОТ ДАВЛЕНИЯ

На процесс зарождения и смены режимов горения немаловажное влияние оказывает давление. Если воспользоваться кинетической формулой Франк-Каменецкого для скорости горения, то можно привести ее к следующему виду, выделив два важнейших параметра, определяющих термодинамическое состояние любой физической системы – давление  $p$  и температуру  $T$ :

$$S_B = S_{B0} = Ap^{n-1} \exp\left(-\frac{B}{T_m}\right).$$

Здесь  $n$  – «назначенный» порядок эффективной реакции, задающей интенсивные тепловыделения в волне горения, а  $T_m$  – максимальная температура пламени. Выше было показано, что вместо  $T_m$

удобнее брать адиабатическую температуру горения, однозначно связанную с составом топливной смеси. В этом случае как предэкспоненциальный множитель  $A$ , так и показатель экспоненты  $B$  принимают единственные (универсальные) значения для больших классов топливных пар, например, углеводородов, горящих в кислороде с разной степенью разбавления инертным по отношению к протекающим реакциям газом.

Термодинамическая характеристика горючей смеси – адиабатическая температура ее пламени  $T_a$ , является заведомо идеальным параметром, поскольку она может быть достигнута лишь при полном сгорании топлива без потерь теплоты. Как показывают температурные измерения пламени над горелкой Бунзена, адиабатическая температура  $T_a$  на несколько сотен градусов превышает действительные значения температуры в волне горения. Очевидно, величина  $B$  и энергии активации будут иметь эффективные значения. Но если постулировать определяющую роль адиабатической температуры при расчете нормальной скорости горения  $S_B^0$ , то возникают сомнения, может ли такая идеализированная модель адекватно отразить влияние другого физического параметра – давления  $p$ .

На основании множества экспериментов, проводимых для горения предварительно перемешанных смесей, можно судить, что давление не так однозначно влияет на нормальную скорость горения  $S_B^0$ . В ходе экспериментов было выявлено, что у медленно горящих топливных смесей ( $S_B^0 < 0,5$  м/с) рост давления снижает скорость распространения пламени, а у быстро горящих смесей – увеличивает. К примеру горение метана в кислороде при атмосферном давлении дает скорость  $S_B^0 = 4,3$  м/с, увеличение давления ведет не к снижению, как в воздухе, а к повышению скорости горения, причем почти в два раза.

Этот факт в очередной раз показывает бесперспективность попыток использовать простейшую модель Зельдовича и Франк-Каменецкого для прогнозных оценок скорости горения. Если с помощью экспериментальных данных подобрать порядок реакции  $n$  при атмосферном давлении, то уже при  $p = 1$  МПа для того же состава топливной смеси ошибка «прогноза» становится абсолютно не приемлемой. Поэтому наиболее целесообразным остается путь нахождения влияния давления на  $S_B^0$  через адиабатическую температуру пламени  $T_a$ .

Исходя из сделанных выше выводов, группа специалистов Казанского научного центра РАН во главе с академиком В.Е. Алемасовым провела большой объем параметрических расчетов применительно к 25 топливным смесям, в частности, установила для них закономерности изменения адиабатической температуры  $T_a$  от давления  $p$ .

Итак, исходя из экспериментальных данных и огромного числа предпосылок из трудов многих научных коллективов, можно сделать вывод, что влияние давления неоднородно. Если при малых значениях скорости  $S_B^0$  приращение  $T_a$  с ростом  $p$  составляет градусы или десятки градусов, то при  $S_B^0 > 1$  м/с оно достигает нескольких сотен градусов.

Если воспользоваться аппроксимационной формулой (2) в виде  $S_B^0 = A \exp(B/T_a)$ , приняв, что влияние давления на  $S_B^0$  идет только через рост (или снижение) адиабатической температуры горения  $T_a$ , то это влияние можно оценить по зависимости:

$$\frac{S_B^0(P \neq 0,1)}{S_B^0(P = 0,1)} = \exp\left[\frac{23000}{T_a^2(P = 0,1)} (\pm \Delta T_a)\right].$$

Знак (+) соответствует варианту повышенного давления  $p = 0,1$  МПа, а знак (–) — пониженного до 0,01 МПа, причем предельные величины  $\Delta T_a$  изображены на рис. 5 в зависимости от  $S_B^0$ .

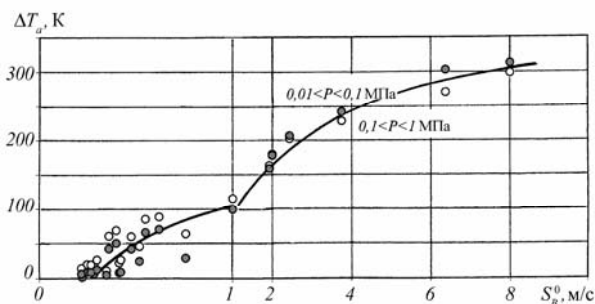


Рис. 5. Отклонение адиабатической температуры ( $\Delta T_a$ ) при вариации давления на порядок вверх и вниз относительно атмосферного уровня:  $p_0 = 0,01$  и 1,0 МПа

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Помимо приведенных здесь зависимостей можно предположить, что существуют и другие факторы, влияющие на зависимость нормальной скорости горения от давления.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $C$  – относительная концентрация химических компонентов, безразм.;
  - $c_p$  – удельная теплоемкость при  $p = \text{const}$ , Дж/(кг·К);
  - $d_0$  – диаметр трубы, м;
  - $g$  – гравитационное ускорение, м/с<sup>2</sup>;
  - $I$  – энтальпия, Дж/кг;
  - $L$  – высота пламени факела, м;
  - $l$  – определяющий размер, м;
  - $m$  – показатели степени при  $p$ ;
  - $n$  – порядок реакции;
  - $p$  – давление, Па;
  - $R$  – радиус, м;
  - $S_B$  – скорость горения, м/с;
  - $T$  – температура, К;
  - $U$  и  $u$  – линейная скорость, м/с;
  - $x$  – координата, м;
  - $V$  – объемная скорость, м<sup>3</sup>/с;
  - $\beta$  – коэффициент массообмена, м/с;
  - $\eta$  – коэффициент вязкости, кг/(м·с);
  - $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с;
  - $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;
  - $\tau$  – время, с;
  - $\Delta$  – разность;
  - $\Psi$  – степень разбавления окислителя азотом;
  - $Le$  – число Льюиса;
  - $Nu$  – число Нуссельта;
  - $Re$  – число Рейнольдса;
  - $Tu$  – степень турбулентности.
- Индексы:
- $a$  – адиабатическая;
  - $B$  – горение;
  - $b$  – горючее;
  - $e$  – набегающий поток;
  - $i$  – номер компоненты, воспламенение;
  - $m$  – максимальная;
  - $o$  – начальная, нормальная;
  - $L$  – ламинарная;
  - $T$  – турбулентная.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Законы горения** / Под общ. ред. Ю.В. Полежаева. М.: Энергомаш, 2006. 352 с.
2. **Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р.** Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ: пер. с англ. / Под ред. П.А. Власова. М.: Физматлит, 2003. 352 с.
3. **Полежаев Ю.В., Мостинский И.Л.** Нормальная скорость распространения пламени и анализ влияния на нее параметров системы // ТВТ. 2005.Т.43. № 6. С. 933—942.
4. **Щетников Е.С.** Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 740 с.