Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 5

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Член-корреспондент АН СССР Л. Н. ХИТРИН и С. А. ГОЛЬДЕНБЕРГ

УСЛОВИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ФРОНТА ГОРЕНИЯ И СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ НА ГРАНИЦАХ

Стабилизация пламени в потоке горючих смесей осуществляется при помощи зон рециркуляции накаленных продуктов горения. Благодаря тем или иным мероприятиям такие зоны возникают в потоке естественным образом и представляют собой эффективные постоянно действующие источники зажигания.

Как известно, стабилизаторами простейшего типа являются тела плохо обтекаемой формы ([1]). Вследствие того, что в этом случае зажигание происходит от циркулирующих накаленных продуктов горения, имеющих температуру горения $T_к$, здесь полностью применимы полученные ранее выводы о критических условиях зажигания потока ([2,3]).

Основное соотношение для расчета границ зажигания в общем виде может быть написано в виде:

$$\alpha (T_s - T_0) = \left[2Q\lambda \int_{T_\xi}^{T} F(C, T)\, dT\right]^{1/2}.$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи; T_s и T_ξ — соответственно, температуры тела и внешней границы зоны реакции; Q — тепловой эффект; λ — коэффициент теплопроводности и $F(C, T) = k_0' C^\nu e^{-E/RT}$.

Если накаленным телом является само пламя, то, соответственно, ([3]), $T_s \cong T_к$. Поэтому, принимая также во внимание, что $\alpha = \frac{\lambda}{d}\,\mathrm{Nu}$, имеем:

$$\frac{\lambda}{c_p}\frac{\mathrm{Nu}}{d} = \frac{\left[2Q\lambda \int_{T_\xi}^{T_s} F(C, T)\, dT\right]^{1/2}}{c_p (T_к - T_0)}.$$

Если T_ξ является той температурой, которая принимается в теории теплового распространения пламени ([4]) в качестве нижней границы температурного интервала, в котором протекает реакция, то отсюда

$$\frac{\lambda}{c_p}\frac{\mathrm{Nu}}{d} = \psi m, \qquad (1)$$

где m — массовая скорость распространения пламени; ψ — константа порядка единицы, учитывающая возможные отклонения процесса от принятой схемы расчета. Иначе:

$$\mathrm{Nu} = \psi \frac{ud}{a}, \qquad (2)$$

где u — нормальная скорость пламени; a — коэффициент температуропроводности; d — диаметр (или характерный размер).

Таким образом, критическое значение Nu связано простейшим условием с фундаментальной физико-химической характеристикой горючей смеси — нормальной скоростью распространения пламени.

Обозначая безразмерную величину ud/a через S (ее можно назвать критерием стабилизации) и принимая во внимание, что $\mathrm{Nu} = A'\mathrm{Re}^n$, окончательно можно написать

$$\mathrm{Re}_{кр} = AS^{1/n} \qquad (3)$$

в качестве общего условия для определения критических значений стабилизации фронта пламени (W, d и т. д.). Аналогичное соотношение было получено рядом авторов из других соображений.

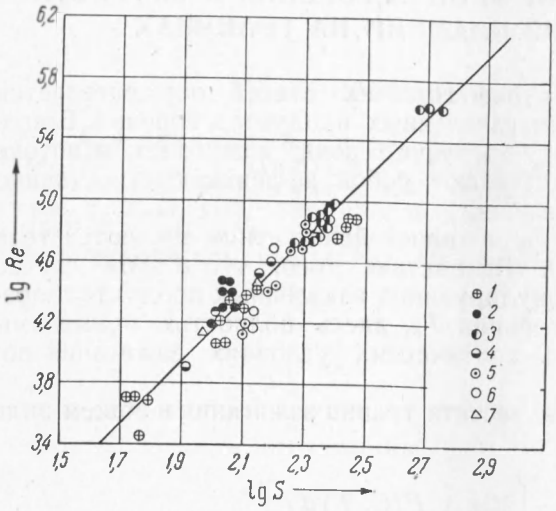

Рис. 1. *1—2* — пропан — воздух; *1* — сфера; $d = 0{,}25 \div 1{,}3$ см, $W = 30 \div 70$ м/сек; *2* — стержень, $d = 0{,}48$ см, $W = 60 \div 93$ м/сек; *3* — керосин — воздух, конус, $d = 1{,}9 \div 4{,}8$ см, $W = 80 \div 240$ м/сек; *4—7* — городской газ — воздух; *4* — стержень, $d = 0{,}79$ см, $W = 17 - 76$ м/сек; *5* — стержень, $d = 1{,}25$ см; *6* — V-образный желоб, $L = 1{,}25$ см; *7* — желоб с отогнутыми краями, $L = 1{,}25$ см, $W = 16 - 70$ м/сек

Опыт показывает, что для не слишком бедных и богатых смесей это условие достаточно хорошо удовлетворяется.

На рис. 1 иллюстрируется обработка разнообразных экспериментальных данных согласно соотношению (3). Из графика следует, что экспериментальные точки достаточно хорошо группируются вдоль прямой линии, что свидетельствует о хорошем соответствии с законом (3), который принимает следующий конкретный вид:

$$\mathrm{Re}_{кр} = 1{,}45\,S^2. \qquad (4)$$

То обстоятельство, что $1/n$ оказалась равной 2 ($n = 0{,}5$), свидетельствует также, что закон теплообмена для всех опытов рис. 1 имеет вид $\mathrm{Nu} = 0{,}83\,\mathrm{Re}^{0{,}5}$, который специфичен для условий внешней задачи теплообмена. Множитель 0,83 в данном случае несколько выше обычно даваемого значения 0,54 ([5]) или 0,62 ([6]). Такое расхождение не существенно, поскольку при зажигании на стабилизаторах в виде тел плохо обтекаемой формы практически речь идет о теплоотдаче в области срыва пограничного слоя (границы встречи циркулирующих газов и потока), а разность температур в этом случае значительно выше, чем те, для которых были получены приведенные выше значения константы A'.

Соотношение (2) дает также другую интересную и практически нужную характеристику — массовую скорость распространения пламени на границе зажигания в случае неподвижной или ламинарно движущейся среды. В случае неподвижной среды нужно положить $\mathrm{Nu} \cong \mathrm{const} \cong 2$. Отсюда

$$m_{гр} = \frac{2\lambda}{\psi c_p d}. \qquad (5)$$

Это соотношение показывает, что для данного размера зажигателя $m_{гр}$ зависит только от физических свойств смеси. Величина λ/c_p для различных газов отличается не столь значительно и имеет порядок $(0{,}1 \div 0{,}2) \cdot 10^{-3}$ (воздух $0{,}232 \cdot 10^{-3}$, бензол $0{,}075 \cdot 10^{-3}$). Соответственно этому, граничные скорости для всех газов должны также мало отличаться друг от друга и быть по порядку величины близкими к расчетным по формуле (5).

Опыт это подтверждает. По данным [7] для CO при давлениях от 100 до 760 мм рт. ст. (опыты в трубке) $m_{гр}$ лежит в пределах от 8,1 до 9,2 мг/см^2·сек. Если принять, что применяемая искра имеет $d = 0{,}1$ см, то расчетные значения $m_{гр}$ лежат в пределах от 4,3 до 4,6 мг/см^2·сек. По данным А. В. Бондаренко для смесей водорода, разбавленных разными газами (He, CO_2, H_2) $m_{гр}$, в трубе оставалась примерно постоянной и равной 6—7 мг/см^2·сек.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского
Академии наук СССР

Поступило
25 II 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Д. Лонгвелл, Вопросы ракетн. техники, в. 1, 1951; Г. Вильямс, Вопросы ракетн. техники, в. 2, 1951, стр. 61. [2] Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, ДАН, **103**, № 2 (1955). [3] Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, ДАН, **103**, № 3 (1955). [4] Я. Б. Зельдович, А. Д. Франк-Каменецкий, ЖФХ, **12**, 100 (1938). [5] Д. Н. Вырубов, ЖТФ, 9, в. 21 (1939). [6] Д. Н. Ляховский, ЖТФ, **10**, в. 12 (1940). [7] Л. Н. Хитрин, ЖФХ, **22**, в. 7 (1948).