

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Д. А. ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ

ФОРМА ПЛАМЕНИ БЛИЗ СТЕНОК

(Представлено академиком Н. Н. Семеновым 6 IV 1944)

Вдали от стенок форма фронта пламени определяется законом косинуса Михельсона⁽¹⁾. В непосредственной близости от стенки, в пределах ламинарного подслоя, где скорость газового потока спадает к нулю, становятся неприменимыми и закон косинуса и самое понятие фундаментальной скорости распространения пламени.

Если бы мы могли считать эти попытки применимыми для каждого слоя, находящегося на любом расстоянии от стенки, то это привело бы к бесконечному растяжению фронта пламени, что невозможно. Но понятие фундаментальной скорости распространения пламени исходит из допущения, что передача тепла происходит только в одном направлении — нормальном к поверхности пламени. Именно это допущение позволяет рассматривать задачу как одномерную и произвести математический расчет скорости распространения пламени.

Очевидно, что это основное допущение справедливо не всегда. В непосредственной близости от стенки становится существенной передача тепла в направлении, параллельном поверхности пламени.

Для рассмотрения происходящих при этом явлений необходимо создание неоднородной теории распространения пламени.

Не входя здесь в детали такой теории, покажем, как можно из совершенно элементарных соображений найти угол, под которым поверхность фронта пламени подходит к стенке. При этом мы будем считать, что температура и температурный градиент в зоне пламени почти не меняются при приближении к стенке. Это допущение является естественным результатом общей теории распространения пламени⁽²⁾, согласно которой, вследствие весьма резкой экспоненциальной зависимости скоростей реакций от температуры, скоростью реакции при температурах низких в сравнении с максимальной температурой пламени можно пренебречь. Поэтому всю область пространства, в которой происходят процессы горения, можно разбить на две зоны: зону подогрева и зону реакции. В зоне подогрева мы пренебрегаем выделением тепла вследствие реакции, в зоне реакции — конвективным переносом тепла газовым потоком.

Температуру в зоне реакции в первом приближении можно считать всегда равной теоретической температуре горения. Как было показано Зельдовичем в его теории пределов распространения пламени⁽³⁾, эта температура вследствие теплоотвода может снизиться лишь на величину порядка RT_m^2/E (T_m — максимальная температура пламени, E — энергия активации химической реакции горения, R — газовая постоянная), малую в сравнении с полным разогревом

в зоне пламени. Отсюда следует, что фронт пламени не может постепенно «вырождаться» при приближении к теплопроводящим стенкам; температура его не может постепенно снижаться по мере приближения к стенке. Фронт пламени должен либо дойти до стенки, сохраняя практически постоянную температуру, близкую к теоретической температуре горения, либо совсем оборваться, не дойдя до стенки.

На основании сказанного мы можем составляющую градиента температур в направлении фронта пламени в зоне реакции положить равной нулю.

В зоне подогрева эта составляющая уже не будет равна нулю, в чем и заключается различие с одномерной теорией.

Составляющая градиента температур, нормальная к поверхности пламени, может быть найдена из общей теории распространения пламени (2).

Согласно этой теории, в одномерном случае тепловой поток из зоны пламени выражается как

$$q_1 = c\rho w (T_m - T_0) = -\lambda (\nabla T)_1, \quad (1)$$

где c — теплоемкость горючей смеси; ρ — ее плотность; λ — теплопроводность; T_m и T_0 — соответственно начальная температура горючей смеси и максимальная температура горения; w — фундаментальная скорость распространения пламени.

Отсюда для составляющей градиента температур, нормальной к поверхности фронта пламени, получим:

$$(\nabla T)_1 = -\frac{w}{\kappa} (T_m - T_0), \quad (2)$$

где $\kappa = \lambda/c\rho$ — температуропроводность горючей смеси.

На основании сказанного ранее считаем, что структура зоны реакции не меняется существенным образом при приближении к стенке, так что значение $(\nabla T)_1$ у стенки можем считать таким же, как и в одномерной теории.

С другой стороны, если известны условия теплопередачи через стенку, мы можем написать для теплового потока в направлении, перпендикулярном стенке:

$$q_2 = \alpha (T_m - T_0) = -\lambda (\nabla T)_2, \quad (3)$$

где α — коэффициент теплопередачи через стенку (не от газа к стенке).

Будем считать тепловой поток q_2 положительным, когда он направлен от газа к стенке. Температуру окружающей среды полагаем равной начальной температуре горючей смеси T_0 . Отсюда для составляющей градиента температур, нормальной к стенке, получаем:

$$(\nabla T)_2 = -\frac{\alpha}{\lambda} (T_m - T_0). \quad (4)$$

Обозначим через φ угол между поверхностью пламени и перпендикуляром к стенке, считая этот угол положительным, когда внутри него находится исходная смесь, и отрицательным, когда внутри него находятся продукты горения (рис. 1 и 2). Тогда между проекциями вектора ∇T должно существовать соотношение

$$(\nabla T)_2 = -(\nabla T)_1 \sin \varphi. \quad (5)$$

Подставляя значения $(\nabla T)_1$ и $(\nabla T)_2$ из (2) и (4), получаем

$$\sin \varphi = -\alpha/c\rho w. \quad (6)$$

Из полученной формулы можно сделать интересный качественный вывод. К охлаждаемой стенке ($\alpha > 0$) пламя может подходить только под отрицательным углом (как на рис. 2). К стенке, подогреваемой извне или выделяющей тепло вследствие каталитической реакции ($\alpha < 0$), пламя подходит под положительным углом (как на рис. 1) и к термонейтральной — под нулевым углом.

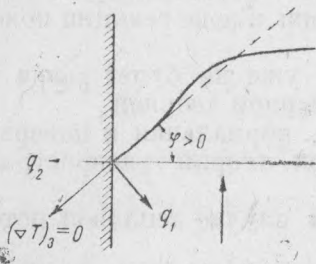


Рис. 1

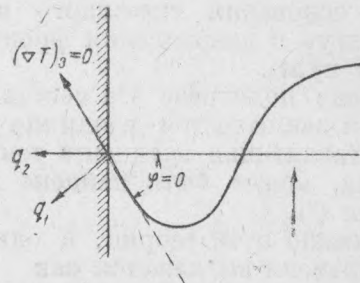


Рис. 2

Последний результат можно было бы получить и без количественного рассмотрения, посредством следующих простых качественных рассуждений. Тепловой поток из зоны пламени должен быть направлен к несгоревшему газу, а не к продуктам горения. Близ точки пересечения поверхности пламени со стенкой направление этого теплового потока должно совпадать с направлением теплообмена между газом и стенкой. При охлаждаемой стенке, когда теплообмен направлен от газа к стенке, согласование этих двух условий возможно лишь, если между пламенем и стенкой находится исходная ось (как на рис. 2). При нагреваемой или катализирующей стенке между пламенем и стенкой должны находиться продукты горения (как на рис. 1). При большой интенсивности теплообмена, когда $\alpha > crw$, пламя вообще не может дойти до стенки: фронт пламени должен оборваться до пересечения со стенкой.

При совершенно холодной стенке и бесконечно большой интенсивности теплообмена фронт пламени установится так, как показано на рис. 3, и оборвется на таком расстоянии от стенки, чтобы теплопередача через слой газа, отделяющий его от стенки, удовлетворяла условию

$$\alpha = crw. \quad (7)$$

Так как для теплопередачи в ламинарном подслое

$$\alpha = \lambda/\delta, \quad (8)$$

где δ — толщина слоя газа, то для расстояния от фронта пламени до стенки в этом предельном случае получим:

$$\delta = \lambda/w = \xi, \quad (9)$$

где ξ — тепловая толщина зоны пламени, определяемая из условия

$$(\nabla T)_1 = (T_m - T_0)/\xi, \quad (10)$$

в отличие от химической толщины зоны, определяемой из условия

$$\xi' = w\tau, \quad (11)$$

где τ — время реакции.

Величины ξ и ξ' отличаются друг от друга безразмерным множителем, зависящим от кинетики реакции, который может быть найден из общей теории распространения пламени (2).

Форма фронта у холодной стенки (рис. 2 и 3) представляется достаточно сложной и противостественной (хотя, повидимому, и наблюдается экспериментально).

Естественно, что пламя, когда оно имеет к тому возможность, выходит на конец трубки и устанавливается с наружной ее стороны, как показано на рис. 4, опять-таки на расстоянии, равном тепловой толщине зоны. Легко видеть, что расположение пламени, показанное на рис. 4, с точки зрения соотношения между компонентами вектора ∇T совершенно эквивалентно расположению рис. 3.

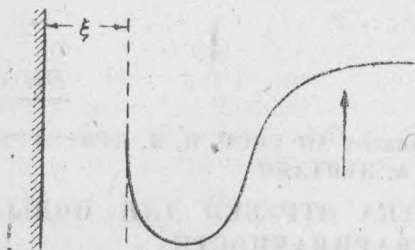


Рис. 3

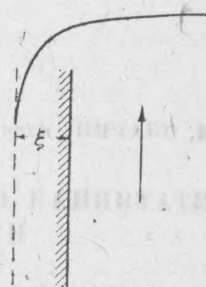


Рис. 4

Тот факт, что бунзеновское пламя располагается снаружи трубки, согласно схеме рис. 4, и что расстояние от фронта пламени до стенки имеет порядок тепловой толщины зоны, был уже ранее отмечен в работе Хитрина (⁴), но даваемое им объяснение трудно признать убедительным.

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, Москва

Поступило
23 XII 1943

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. А. Михельсон, Собр. соч., 1930, I, стр. 89. ² Я. Б. Зельдович и Д. А. Франк-Каменецкий, Журн. физ. хим., **12**, 100 (1938); Acta physico-chemica URSS, **9**, 341 (1938). ³ Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, **11**, 159 (1941). ⁴ Л. Н. Хитрин, ЖТФ, **7**, 691 (1937).