

низму, весьма близкому к горению затопленных струй газообразных углеводородных топлив. Горение капель или паровых облаков вокруг них в данной работе не отмечено.

2. Степень турбулентности (или ее аналог) в исследованном факеле возрастает по длине до максимальных значений порядка 30—40%, затем медленно уменьшается. Максимальная степень турбулентности соответствует областям, непосредственно граничащим с зоной реакции. Качественный характер изменения турбулентных характеристик факела распыленного керосина мало отличается от такового для затопленного факела газообразных углеводородных топлив.

Поступила в редакцию 20/XI 1984,
после доработки — 21/I 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Кроу, Шарма, Сток. Теоретические основы инженерных расчетов, 1972, 99, 2, 150.
2. С. П. Барановский, В. П. Николаенко, А. И. Турицев.— В кн.: Структура газожидких пламен. Ч. 2. Новосибирск, 1983.
3. В. П. Николаенко, А. И. Турицев.— В кн.: Научно-методические материалы по процессам и характеристикам авиационных двигателей. М., 1984.
4. Y. Onuma, M. Ogasawara. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion. V. 1. Tokio, 1974.
5. N. A. Chigier. Prog. Ener. Comb. Sci., 1976, 2, 1, 97.
6. Г. Н. Абрамович. Докл. АН СССР, 1970, 190, 5, 1052.
7. W. Lenz, R. Günter. Comb. Flame, 1980, 37, 1, 63.

ВЛИЯНИЕ ДИССОЦИАЦИИ НА ПРЕДЕЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ГОРЕНИЯ ПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

А. Д. Марголин, В. Г. Крупкин

(Москва)

Наличие потерь тепла из зоны горения (излучение, теплопередача к стенкам) приводит к появлению пределов горения перемешанных газовых смесей: предельные диаметр и концентрация. Классическая теория Я. Б. Зельдовича [1] дает понижение температуры на пределе $\Delta T = RT_{00}^2/E$, снижение скорости распространения пламени в \sqrt{e} раз и постоянный критический критерий Пекле $Pe_0^* = u_0 d/\kappa = \text{const}$, где R — универсальная газовая постоянная; T_{00} — адиабатическая температура горения перемешанной смеси; E — эффективная энергия активации реакции горения; u_0 — скорость распространения пламени в отсутствие потерь тепла; d — предельный диаметр горения; κ — коэффициент температуропроводности исходной смеси.

Теория [1] построена без учета диссоциации, т. е. для разбавленных смесей. В связи с тем, что для кислородных и обогащенных кислородом смесей диссоциация существенна, в настоящей работе теория пределов развита с учетом диссоциации, причем Pe_0^* становится функцией энергии и степени диссоциации.

В отсутствие диссоциации ΔT (при постоянной теплоемкости) линейно изменяется с теплотериями из зоны горения Δq . При наличии диссоциации эта связь становится нелинейной. Температура уменьшается медленнее при увеличении Δq благодаря зависимости степени диссоциации от температуры.

Анализ показал, что падение температуры на пределе при учете диссоциации оказывается несколько меньшим, чем в классическом случае, а Pe_0^* уменьшается по мере увеличения адиабатической температуры горения исходной смеси (и соответственно степени диссоциации) и составляет примерно половину для стехиометрических смесей углеводород + кислород по сравнению с Pe_0^* для аналогичных систем углеводород + воздух. Влияние диссоциации должно приводить к тому, что горе-

ние кислородных составов будет происходить в значительно более узкие трубки, чем это следует из теории, не учитывающей диссоциацию.

Можно предложить несколько различных схем анализа пределов горения с учетом диссоциации. Наиболее прямо задача может быть решена численным интегрированием системы уравнений диффузии и теплопроводности с учетом теплотерь и полной кинетической схемы уравнений реакций горения. Влияние диссоциации в этом случае будет учитываться автоматически. Практическая реализация такого подхода встречает серьезные препятствия, одно из которых — зависимость критических условий горения от большого числа параметров. Для выяснения основных физических закономерностей данного явления полезно рассмотреть упрощенные модели, описывающие пределы распространения пламени при наличии диссоциации.

Модель, развиваемая в настоящей работе, базируется на теории пределов горения Я. Б. Зельдовича. Основным здесь является предположение об одной ведущей процесс горения химической реакции с эффективной энергией активации E , причем скорость горения описывается аррениусовской функцией температуры. В отличие от теории Я. Б. Зельдовича введена нелинейная зависимость $\Delta T_r = f(\Delta q)$, которая определяется термодинамическим расчетом.

Запишем потери тепла [1, 2] при распространении пламени по предварительно перемешанному газу в трубке диаметром d :

$$\Delta q = \frac{8c \text{Nu} (T_{\infty} - T_0) \left(\frac{u_0}{u}\right)^2}{\text{Re}_0^2} \quad (1)$$

Здесь Nu — число Нуссельта; T_0 — начальная температура; u — скорость горения при наличии теплотерь; c — теплоемкость газа; Re_0 — число Пекле, рассчитанное для начальной смеси (при температуре T_0). Нелинейную зависимость изменения температуры от теплотерь при наличии диссоциации можно записать в виде

$$\Delta T_r = f(\Delta q). \quad (2)$$

Температура пламени влияет на скорость горения по закону Аррениуса

$$z = u/u_0 = \exp \frac{\Theta}{2(1 + \gamma\Theta)}, \quad (3)$$

где $\Theta = \frac{E\Delta T_r}{RT_{00}^2}$; $\gamma = \frac{RT_{00}}{E}$.

Уравнения (1) — (3) связывают между собой число Пекле, скорость горения z , теплотерь и вызванное этими теплотерями изменение температуры. Зависимость $\Delta T_r = \varphi(\text{Re}_0)$, описываемая формулами (1) — (3), имеет S-образный вид. Реально существуют режимы горения, соответствующие только верхней ветви этой кривой. Точка возврата кривой $\Delta T_r = \varphi(\text{Re}_0)$ отвечает критическим условиям горения. Координаты этой точки находим из соотношения

$$d \text{Re}_0 / d\Delta T_r = 0. \quad (4)$$

Уравнения (1) — (4) позволяют рассчитать критические условия горения при наличии диссоциации. Дифференцируя (1) и (3) по ΔT_r и комбинируя вновь полученные соотношения с (1) — (4), получим формулу, связывающую предельные значения Δq^* и ΔT_r^* :

$$\frac{d\Delta q^*}{d\Delta T_r^*} = - \frac{E}{RT_{00}^2} \frac{\Delta q^*}{(1 + \Delta T_r^*/T_{00})^2}. \quad (5)$$

Совместное решение уравнений (2) и (5) дает критические условия горения. Отметим, что в отсутствие диссоциации $\frac{1}{c} \frac{d\Delta q}{d\Delta T_r} = 1$ и условие предела находится из выражения

$$\Theta^* = -(1 + \gamma\Theta^*)^{-2}$$

или при $\gamma = 0$ $\Theta^* = -1$, как в классической теории [1]. Таким образом, задача о предельных условиях горения при наличии диссоциации сведена к (2).

Зависимость $\Delta T_r = f(\Delta q)$ определялась термодинамическим расчетом. Для этого сначала рассчитывалась термодинамическая температура горения смеси при T_{00} . Затем начальная энтальпия смеси уменьшалась на величину Δq и вновь рассчитывалась T_r , разность $T_{00} - T_r = -\Delta T_r$ давала искомое понижение. Следует отметить, что такая схема расчета ΔT_r предполагает, что тепло теряется в основном не в зоне реакции, а в зоне подогрева. Расчет проводился для стехиометрических смесей пропан + кислород, разбавленных азотом. При увеличении содержания кислорода в составе окислительной атмосферы Y от 15 до 100% (здесь $Y = \frac{[O_2]}{[O_2] + [N_2]}$ — отношение объемного содержания кислорода в смеси азот + кислород) адиабатическая температура горения в отсутствие теплопотерь изменялась от 1894 до 3092 К. Расчет показал, что при постоянных теплопотерях температура горения падала тем больше, чем ниже T_{00} (рис. 1).

Полученные зависимости $\Delta T_r = f(\Delta q)$ при $Y = \text{const}$ аппроксимировались полиномом 4-й степени, а затем уравнение (5) решалось численно. Результаты расчета представлены в таблице. Здесь же для сравнения приведены критические значения ΔT_r и Δq^* в случае отсутствия диссоциации при $\gamma \neq 0$ и при $\gamma = 0$. Отметим, что в теории Я. Б. Зельдовича ($\gamma = 0$) $\Theta^* = -1$, $z^* = \frac{4}{\sqrt{c}}$, $Pe_0^* = \sqrt{8 Nu (T_{00} - T_0) e^{-\frac{E}{RT_{00}}}}$,

т. е. критическое число Пекле несколько уменьшается с возрастанием T_{00} (рис. 2). Если $\gamma \neq 0$, критическое падение температуры оказывается несколько меньшим, чем в предельном случае $\gamma = 0$, причем при $T_{00} \sim 2500 \div 3000$ К разница достигает $\sim 150-200$ К (см. таблицу). При учете диссоциации на пределе горения стехиометрической пропанокислородной смеси падение температуры оказывается еще меньшим, чем в теории без учета диссоциации, зато величина Δq^* возрастает, а Pe_0^* резко уменьшается (см. рис. 2). По мере разбавления смеси азотом и уменьшения T_{00} эффект влияния диссоциации уменьшается и при $T_{00} < 2000$ К, характерных для стехиометрических воздушных смесей, практически полностью пропадает (см. таблицу). В этом случае при расчете критических условий горения диссоциацию можно не учитывать.

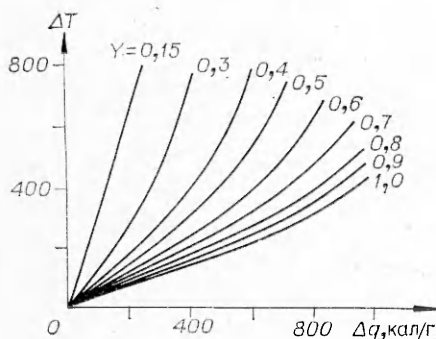


Рис. 1. Зависимость изменения температуры горения стехиометрической смеси пропан + кислород + азот от теплопотерь. Энтальпия образования пропана при $T_0 = 300$ К $\Delta H_f^0 = -26100$ кал/моль.

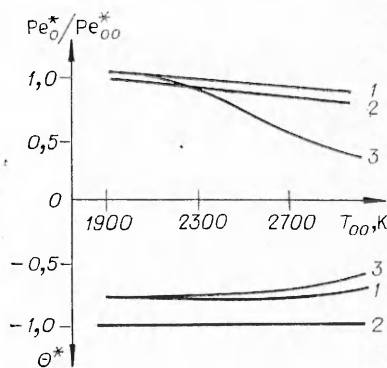


Рис. 2. Зависимость Pe_0^*/Pe_{00}^* и Θ^* от T_{00} (Pe_{00}^* — критическое число Пекле без учета диссоциации ($\gamma = 0$) при $Y = 0,15$).

1, 2 — без учета диссоциации при $\gamma \neq 0$ и $\gamma = 0$ соответственно; 3 — с учетом диссоциации ($\gamma \neq 0$).

Зависимость критических условий горения стехиометрических смесей пропан + кислород + азот от адиабатической температуры горения

Y	T ₀₀ , К	$\gamma = \frac{RT_{00}}{E}$	ΔT_{Γ}^* , К			Δq^* , кал/г		
			без диссоциации		с учетом диссоц.	без диссоциации		с учетом диссоц.
			$\gamma=0$	$\gamma \neq 0$		$\gamma=0$	$\gamma \neq 0$	
1,0	3092	0,206	637	461	373	218	157	910
0,9	3064	0,204	625	454	369	214	154	826
0,8	3029	0,201	609	443	362	208	150	736
0,7	2986	0,199	594	434	354	203	148	633
0,6	2930	0,195	571	419	344	195	142	540
0,5	2853	0,19	542	400	331	185	136	433
0,4	2742	0,183	502	374	313	172	127	322
0,3	2563	0,171	438	332	285	150	113	208
0,15	1894	0,126	239	192	189	82	65	65

Результаты приведенного в настоящей работе рассмотрения пределов горения газовых смесей требуют экспериментальной проверки. В настоящее время достаточно подробно экспериментально исследованы лишь предельные размеры горения воздушных смесей. Установлено, что для них критическое число Пекле сохраняется [3]. Экспериментальное определение предельных размеров горения кислородных и обогащенных кислородом смесей проводилось в работах [4—6]. Полученных в них результатов, по-видимому, недостаточно для однозначного ответа на вопрос о влиянии диссоциации на пределы горения перемешанных газовых смесей. В свете настоящей работы необходимо проведение дальнейших исследований предельных диаметров горения кислородных и обогащенных кислородом смесей.

Поступила в редакцию 13/XI 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
2. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
3. И. П. Стрижевский, В. Ф. Заказов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1966.
4. M. E. Harris, J. Grumer e. a. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1949.
5. Б. А. Иванов. Физика взрыва ацетиленов. М.: Химия, 1969.
6. A. L. Berlad. J. Phys. Chem., 1954, 58, 1023.

**ВЛИЯНИЕ ПЛАВЛЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ГОРЕНИЯ
ГАЗОПРОНИЦАЕМЫХ ТОПЛИВ**

*В. Г. Коростелев
(Черноголовка)*

Горение газопроницаемых топлив в определенных условиях резко ускоряется [1]. Динамика этого явления рассмотрена в [2]. Для плавящихся топлив разработана методика определения зависимости скорости горения от перепада давления на входе в поры и от фильтрационных, термодинамических и теплофизических характеристик топлива [3]. Цель данной работы — распространение этой методики на плавящиеся вещества.

Срыв нормального горения топлив, плавящихся при горении, происходит после нарушения сплошности расплава на поверхности горения и начала проникновения продуктов сгорания в поры [1]. Скорость u_c и давление p_c срыва в предположении определяющей роли термического расширения слоя расплава в изоляции пор определены в [4]. Остальные