

пилена явилось причиной резкого возрастания скорости образования формальдегида, что отразилось на величине эффективной энергии активации процессов его накопления. С другой стороны, гибель на поверхности йодида калия ОН-радикалов обеспечила торможение процесса (11). На основании имеющихся данных можно представить схему превращения пропана в реакционной зоне (рис. 6).

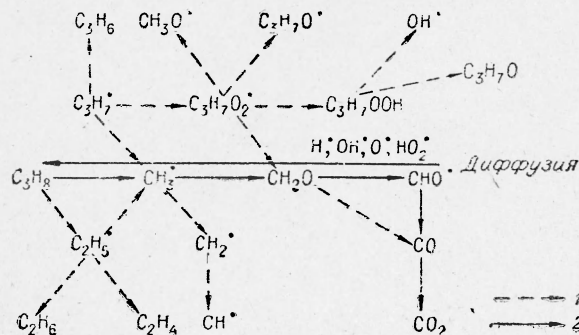


Рис. 6. Превращение пропана в реакционной зоне.
1 — второстепенные процессы; 2 — подавляющие процессы.

Таким образом, процесс ингибирования твердыми частицами сводится, с одной стороны, к ускоренному образованию формальдегида, а с другой — к торможению его убыли за счет рекомбинации радикала ОН на поверхности твердых частиц. Изменение эффективности ингибирования протекает пропорционально суммарной поверхности частиц и в зависимости от их природы. Это является доказательством гетерогенного механизма торможения горения.

Поступила в редакцию
10/VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Fristrom. Experimental methods in combustion reseach. Paris, Pergamon Press, 1961, p. 6.
2. С. Р. Fenimore, G. W. Johnes, J. Phys. Chem., 1961, 65, 993.
3. Р. М. Фристром, А. А. Вестенберг. Структура пламен. М., 1969, стр. 136.
4. Вопросы горения и детонационных волн. М., 1958, стр. 162.
5. W. A. Rosser, H. Wise, J. Miller. 7-th Symposium on Combustion. London, 1959, p. 175.

УДК 533.9+536.46

О СКОРОСТИ ИОНИЗАЦИИ, РЕКОМБИНАЦИИ И СРЕДНЕЙ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ЖИЗНИ ИОНОВ В РАЗРЕЖЕННЫХ ПЛАМЕНАХ

Э. Н. Таран
(Днепропетровск)

В работе приведены результаты измерений скорости ионизации, коэффициента рекомбинации и средней продолжительности жизни ионов в разреженных углеводородо-воздушных пламенах без присадок и с при-

садками некоторых металлов. Определение указанных величин производилось на основании измеренных электродным методом значений тока насыщения и из зондовых измерений тока. Описание экспериментальной установки, методики получения тока насыщения в разреженном пламени, а также обработка зондовых вольт-амперных характеристик приведены в работах [1—3].

Остановимся на определении скорости ионизации по току насыщения в разреженном пламени.

Предполагая, что образующиеся в зоне реакции положительные ионы состоят из ионов одного сорта, можно записать следующее уравнение:

$$D_a \nabla^2 n_+ - v \frac{dn_+}{dx} - \alpha n_+ n_- + q = 0, \quad (1)$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; n_+ и n_- — концентрация положительных ионов и электронов; v — скорость потока; α — коэффициент рекомбинации; q — скорость ионизации; x — координата в направлении потока.

Если наложить на пламя электрическое поле, соответствующее линейной части вольт-амперной характеристики, то увод ионов из зоны реакции будет происходить также за счет этого поля. Тогда уравнение (1) запишется:

$$D_a \nabla^2 n_+ - v \frac{dn_+}{dx} - \alpha n_+ n_- + q - \frac{1}{e} \frac{j}{d} = 0, \quad (2)$$

где e — заряд электрона; j — плотность тока; d — расстояние между электродами.

При достижении насыщения увод ионов за счет рекомбинации, а также посредством диффузии и переноса потоком становится ничтожно малым по сравнению с уводом ионов полем. При этом уравнение (2) принимает вид

$$\frac{1}{e} \cdot \frac{j_n}{d} = q, \quad (3)$$

где j_n — плотность тока насыщения.

В табл. 1 приведены значения скорости ионизации q , определенные по формуле (3). Скорость ионизации пламени смесей ацетиленов с воз-

Таблица 1

Пламя	γ	p , мм рт. ст.	$q \cdot 10^{-12}$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$	$n_+ \cdot 10^{-9}$, см^{-3}	$\alpha = \frac{q}{n_+^2} \cdot 10^7$, $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$	$\alpha \cdot 10^7$, $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$
C_2H_2 —воздух	0,75	14	1,6	—	—	—
	0,86	14	2,2	3,8	1,5	2
	0,98	14	2,6	—	—	—
	0,86	30	9,6	8	1,6	1,8
	0,86	50	26	12	1,8	2,2
Природный газ—воздух	0,98	30	1,7	2,7	2,0	2,4
	0,98	70	8,5	6,2	2,2	2,5

духом и природного газа с воздухом, горящего при 30 мм рт. ст., оказалась равной $9,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. С изменением давления от 14 до 70 мм рт. ст. скорость ионизации изменяется прямо пропорционально квадрату давления, т. е. $q \sim p^2$. Приведенное к атмо-

сферному давлению значение скорости ионизации равно $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ и $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ соответственно для ацетилено-воздушного пламени и пламени природного газа с воздухом. Эти значения хорошо согласуются с результатами измерений авторов [4, 5], выполненными при атмосферном давлении. Квадратичная зависимость скорости ионизации от давления соответствует бимолекулярному характеру образования ионов в пламени [6].

В разреженных пламенах убыль ионов может вызываться объемной рекомбинацией или амбиполярной диффузией на стенки, сопровождающейся поверхностной нейтрализацией. Сравнивая среднее рекомбинационное время жизни ионов со средним диффузионным временем жизни, можно определить роль каждой составляющей в уводе ионов.

Среднее рекомбинационное время жизни ионов равно:

$$\tau_{\text{рек}} = \frac{1}{\alpha n_+} \quad (4)$$

В пропано-воздушных пламенах, горящих в области давлений $200 \div 760 \text{ мм рт. ст.}$, коэффициент рекомбинации равен $\alpha = 10^{-7} - 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ [5, 7] и мало зависит от давления. Принимая для условий наших опытов $\alpha = 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ и $n_+ = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ [1], получаем $\tau_{\text{рек}} \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}$ Среднее диффузионное время можно определить из выражения

$$\tau_{\text{дифф}} = \frac{\Lambda^2}{D_\alpha} \quad (5)$$

Для цилиндра радиусом R и высотой H Λ^2 находится из выражения

$$\left(\frac{1}{\Lambda}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 \quad (6)$$

Принимая $R = 6 \text{ см}$ и $H = 5 \text{ см}$, а также учитывая, что $D_\alpha \approx 50 \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ [7], получаем $\tau_{\text{дифф}} = 0,1 \text{ сек.}$ Как видно, среднее диффузионное время жизни ионов значительно больше рекомбинационного времени, т. е. $\tau_{\text{рек}} \ll \tau_{\text{дифф}}$. Это значит, что деионизация плазмы пламени, горящего при давлении выше 10 мм рт. ст. , происходит в основном за счет объемной рекомбинации.

Так как $\tau_{\text{рек}} \ll \tau_{\text{дифф}}$, а $\alpha n_+ n_- \gg \left| v \frac{dn_+}{dx} \right|$, то уравнение (1) можно представить в виде

$$q = \alpha n_+ n_- \quad (7)$$

Таким образом, скорость ионизации в зоне реакции разреженного пламени уравнивается скоростью рекомбинации.

Можно считать, что в плазме пламени $n_+ = n_-$. Тогда, определяя n_+ из зондовых измерений и q по току насыщения, находим α из выражения (7). Эти значения α , а также значения коэффициента рекомбинации, найденные по спаду концентрации положительных ионов за зоной реакции (1), приведены в табл. 1.

Значения коэффициента рекомбинации, определенные из выражения (7) и по спаду концентрации положительных ионов за зоной реакции пламени, удовлетворительно согласуются между собой и равны $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ независимо от давления при его изменении от 14 до 70 мм рт. ст. По величине коэффициента рекомбинации, а также по его зависимости от давления можно сделать вывод о том, что распад плазмы разреженного пламени происходит в основном за счет электронно-ионной диссоциативной рекомбинации.

Определенное из выражения (4) среднее время жизни ионов в ацетилено-воздушном пламени, горящем при $p=14$ мм рт. ст., равно $1,2 \cdot 10^{-3}$ сек и с увеличением давления уменьшается пропорционально давлению, т. е. $\tau_{\text{рек}} \sim 1/p$. Приведенное к атмосферному давлению $\tau_{\text{рек}} = 2 \cdot 10^{-5}$ сек и хорошо согласуется со значениями τ , найденными Н. А. Нестерко [8] в зоне реакции ацетилено-воздушного пламени, горящего при атмосферном давлении.

Был также получен ток насыщения в разреженном ацетилено-воздушном пламени с присадками щелочных металлов, свинца и висмута. Это позволило определить скорость ионизации в зоне реакции пламени

Т а б л и ц а 2

Металл	$N_0 \cdot 10^{-13},$ см^{-3}	$q \cdot 10^{-12},$ $\text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$	$n_+ \cdot 10^{-10},$ см^{-3}	$\alpha \cdot 10^{-10},$ $\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$
Li	6,2	2,2	1,85	65
Na	0,75	2,3	1,2	250
K	0,35	2,35	1,5	120
Cs	0,25	2,3	8,8	3,0
Pb	2,2	2,5	6,6	5,5
Pb	3,7	2,4	8,6	3,0
Bi	3,9	2,5	7,7	4,4

с присадками этих металлов. Значения скорости ионизации q и коэффициента рекомбинации α при $p=14$ мм рт. ст., найденные из выражения (7), приведены в табл. 2. Из табл. 2 видно, что при введении в пламя присадок металлов скорость ионизации остается практически постоянной и равной скорости ионизации чистого пламени. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что основным процессом образования ионов

в пламени с присадками металлов в небольших количествах (менее 0,01 % от общего количества атомов в пламени) является хемионизация в реакционной зоне пламени.

Вместе с тем введение в пламя присадок металлов приводит к заметному увеличению концентрации положительных ионов и средней продолжительности жизни ионов в разреженных пламенах. В пламени с присадкой цезия среднее рекомбинационное время жизни ионов наибольшее и равно 0,05 сек. Увеличение концентрации положительных ионов и среднего времени жизни ионов в пламенах с присадками металлов обусловлено значительным (на 2 ÷ 3 порядка) уменьшением коэффициента рекомбинации. В пламени с присадками металлов преобладают атомные ионы [9, 10], которые нейтрализуются в основном за счет электрон-ионной рекомбинации тройным столкновением. С увеличением давления коэффициент рекомбинации в пламени с присадками металлов увеличивается примерно пропорционально давлению, т. е. $\alpha \sim p$ [10]. Так как атомные ионы в пламени с присадками металлов образуются в основном за счет перезарядки молекулярных ионов на атомах вводимых металлов [9, 10], а количество молекулярных ионов в зоне реакции пламени с увеличением давления увеличивается примерно пропорционально давлению, то количество атомных ионов также будет увеличиваться примерно пропорционально давлению, т. е. $n_+ \sim p$. Тогда при изменении давления среднее время жизни ионов в пламени с присадками металлов будет изменяться обратно пропорционально квадрату давления, т. е. $\tau_{\text{рек}} \sim 1/p^2$.

Приведенное к атмосферному давлению среднее время жизни ионов в пламени с присадкой цезия (концентрация атомов цезия в пламени $N_0=0,25 \cdot 10^{13}$ см⁻³) равно $1,5 \cdot 10^{-5}$ сек. Это наибольшее значение времени жизни ионов в пламени. Действительное значение $\tau_{\text{рек}}$ будет несколько меньшим, так как атомные ионы уничтожаются не только рекомбинацией тройным столкновением, но также путем образования молекулярных ионов с последующей нейтрализацией их в результате электрон-ионной диссоциативной рекомбинации.

Сравнивая среднее рекомбинационное время жизни ионов в чистом пламени, горящем при атмосферном давлении, и в пламени с присадками металлов, видим, что $\tau_{\text{рек}}$ есть величина одного и того же порядка. К такому же выводу приходит автор работы [8].

Таким образом: 1) с увеличением давления скорость ионизации в зоне реакции разреженного углеводородо-воздушного пламени увеличивается примерно пропорционально квадрату давления, коэффициент рекомбинации не меняется и равен $(1 \div 2,5) \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ и средняя продолжительность жизни ионов уменьшается пропорционально давлению, т. е. $q \sim p^2$, $\alpha \neq f(p)$ и $\tau \sim 1/p$; 2) в пламени с присадками щелочных металлов, свинца и висмута в небольших количествах (менее 0,01% от общего количества атомов в пламени) основным процессом образования ионов является хемиионизация в зоне реакции. Увеличение концентрации положительных ионов и средней продолжительности их жизни в разреженных пламенах с присадками металлов связано с замедлением распада плазмы пламени.

Поступила в редакцию
5/II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. Теплофиз. выс. температур, 1966, 4, 2, 160.
2. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. Сб. «Физика горения». Киев, «Наукова Думка», 1966.
3. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. Матер. V Рижского совещ. по магнитной гидродинамике. Т. 15, 54. Рига, 1966.
4. В. С. Россихин, Н. А. Нестерко. ЖФХ, 1957, XXXI; 12, 2063.
5. А. С. Соколик, Е. С. Семенов. Сб. «Низкотемпературная плазма». М., «Мир», 1967.
6. В. С. Россихин, А. К. Протопопов и др. Ученые зап. ДГУ. Т. II, № 9, 1953.
7. H. F. Calcote, S. C. Kurzius and W. J. Miller. 10-th Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute, I, 1965.
8. Н. А. Нестерко. Изв. вузов, сер. физ., 1964, 4, 17.
9. А. Хейхорст, Т. Сагден. Сб. «Низкотемпературная плазма». М., «Мир», 1967.
10. Э. Н. Таран, В. И. Твердохлебов. Теплофиз. выс. температур, 1968, 6, 1, 14.

УДК 662.215.4 + 532.593

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В НАСЫПНЫХ ЗАРЯДАХ ВВ

А. Н. Дремин,
С. А. Колдунов, К. К. Шведов
(Москва)

Для развития правильных представлений о механизме инициирования детонации ударной волной наряду с данными об измерении параметров ударного фронта в переходной области важна информация о процессах за ударным фронтом.

В частности, определение электромагнитным методом профиля массовой скорости ударной волны $u(t)$ по всей глубине ее развития в детонационную в конденсированных ВВ [1—3] позволило установить ряд существенных моментов.