

Мольная концентрация углеводорода в бинарной смеси с хлором	$d_{кр}'$ , мм	$u_n'$ , см/с	$Re_{кр}'$	$u$ , см/с	$R$ , мм
12,5% $C_3H_8$	5,7	14,5	147	7,5	3,0
20,6% $C_3H_8$	4,5	19,1	153	9,9	2,4
14,0% $C_2H_4$	10,5	8,8	143	4,5	5,4
28,3% $C_2H_4$	9,4	9,5	121	5,5	4,9
13,0% $C_2H_5Cl$	>20,0	4,5	>170	—	—

Результаты измерений критических условий гашения пламени и расчетов приведены в таблице, где  $Re_{кр} = u_n \cdot d_{кр} / \nu$  ( $\nu$  — коэффициент температуропроводности смеси,  $d_{кр}$  — критический диаметр гашения пламени,  $Re$  — критерий Пекле).

Известно [3], что на пределе гашения пламени величина  $Re$  сохраняет практически постоянное значение. Если вычислять  $Re$  по  $u_n$ ,  $d$  и температуропроводности исследуемой смеси, его усредненное значение составляет  $\sim 65$  (при разбросе  $\pm 100\%$  определяемой величины) [4]. Полученные нами значения  $Re_{кр}$  превосходят усредненные в 2 раза. Критические диаметры гашения хлороуглеводородных пламен значительно больше, чем в смесях с кислородом.

Представляло интерес выяснить, как изменяется скорость пламени указанных выше составов в каналах, близких к критическим. С этой целью проведены опыты по измерению скорости пламени  $u$  в вертикальных стеклянных трубках диаметром  $0,4 \div 1,1$  см. Горение инициировали у верхнего открытого конца трубки, а в ее нижнем торце оставляли небольшое отверстие. Этот прием позволяет получать равномерное линейное движение пламени на достаточно большом участке трубки при сохранении постоянства формы фронта пламени. Скорость равномерного движения фронта пламени  $V$  и его площадь  $S$  определяли соответственно с помощью кино съемки и макрофотографирования. Скорость пламени в каналах вычисляли по формуле  $u = \sqrt{V \pi R^2 / S}$ , где  $R$  — радиус канала. Полученные значения  $u$  и соответствующие им  $R$  представлены в таблице. Скорость пламени в каналах, близких к критическим, значительно ниже, чем на бузеновской горелке, что находится в соответствии с теорией [3].

Полученные результаты свидетельствуют, что для смесей углеводородов с хлором можно обеспечить гашение пламени при значительно больших диаметрах пламегасящих каналов, чем для аналогичных смесей с кислородом.

Поступила в редакцию 26/VII 1983,  
после доработки — 28/X 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
2. А. С. Мальцева и др. — В кн.: Хлорная промышленность, № 4. М., 1980.
3. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
4. В. Ф. Закаэнов и др. Инж. журнал, 1963, 3, 280.

### К РАСЧЕТУ ВРЕМЕНИ ФОРМИРОВАНИЯ МИНИМАЛЬНОГО ЯДРА ПЛАМЕНИ ПРИ ЗАЖИГАНИИ ВЗРЫВООПАСНЫХ СМЕСЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ

*Н. И. Лобызов, Н. М. Кармазинов*  
(Москва)

При оценке искробезопасности электрических цепей бескамерными методами необходимо знать величину времени формирования минимального ядра пламени газозооушной взрывоопасной смеси  $\tau_{кр}$ . Эксперимен-

тально значение величины  $\tau_{кр}$  определяли в работах [1, 2]. В [3] выполнена теоретическая оценка величины  $\tau_{кр}$  для электрических разрядов с симметричной зависимостью мощности разряда от времени.

В настоящей работе с позиций тепловой теории зажигания проводится анализ влияния асимметричности на величину  $\tau_{кр}$  и остроты максимума кривой зависимости мощности разрядов от времени. При этом электрический разряд заменяется точечным тепловым источником с переменной во времени мощностью. Окружающая среда за время  $\tau_{кр}$  принимается химически инертной.

В работе [4] указывается, что при зажигании высокотемпературными импульсными источниками горение за пределы очага разогрева будет распространяться, если при образовании прогретого слоя толщиной порядка ширины зоны прогрева при стационарном горении температура очага не упадет ниже температуры стационарного горения, т. е. очаг разогрева должен обладать достаточным запасом тепла. Согласно этому принципу, аналогичному известному принципу теплового воспламенения газов искрой [5], необходимое условие зажигания приближенно можно определить выражением

$$t_n + t_{охл} \geq \tau_{кр}, \quad (1)$$

где  $t_n$  — длительность источника зажигания;  $t_{охл}$  — время снижения температуры  $T$  в центре источника ( $R=0$ ), установившейся в момент окончания действия импульса  $t_n$ , до температуры стационарного горения  $T_r$  взрывоопасной смеси;  $\tau_{кр}$  — время формирования минимального ядра пламени (время образования прогретого слоя толщиной порядка ширины зоны прогрева при стационарном горении). Для импульсов с минимальной энергией условие (1) примет вид

$$t_n + t_{охл} = \tau_{кр}. \quad (2)$$

Условие (2) означает, что для зажигания при минимуме энергии источника необходимо, чтобы его длительность  $t_n$  не превышала величины  $\tau_{кр}$ . В пределе

$$t_n = \tau_{кр} \quad (t_{охл} = 0), \quad T(0, t_n) = T_r. \quad (3)$$

Температура в момент времени  $t$  на расстоянии  $R$  от точечного источника с переменной во времени мощностью в инертной среде определяется выражением [6]

$$T(R, t) = T_0 + \frac{i}{8c_p \rho^2 (\pi a)^{3/2}} \int_0^t p(\tau) e^{-\frac{R^2}{4a(t-\tau)}} (t-\tau)^{-3/2} d\tau, \quad (4)$$

где  $T_0$  — начальная температура среды;  $c_p$ ,  $\rho$ ,  $a$  — удельная теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности среды;  $p(\tau)$  — мощность источника;  $\tau$  — переменная интегрирования;  $t$  — текущее время.

В [3] на основе результатов осциллографирования процесса выделения энергии в электрических разрядах различных типов (искровых, дуговых, тлеющих и т. п.) отмечается, что кривые зависимости мощности разрядов от времени имеют явно выраженный максимум. Это обстоятельство позволяет для источников с несимметричной кривой зависимости мощности от времени определить

$$p(\tau) = \frac{E}{\tau_{кр}^2} \frac{\tau}{\tau_{кр}} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_{кр}}\right)^n (n+1)(n+2), \quad (5)$$

где  $n$  — любое вещественное число;

$$E = \int_0^{\tau_{кр}} p(\tau) d\tau \quad (6)$$

— энергия источника. Выражением (5) задается мощностная характеристика не реального источника с учетом принятых выше допущений,

а его модели с той же энергией, но с длительностью, равной  $\tau_{кр}$ . Адекватность модели ее объекту определяется выбором числа  $n$ .

С учетом (5) и при использовании подстановок

$$\beta = \frac{R}{2\sqrt{a(\tau_{кр} - \tau)}}, \quad \eta = \frac{1}{2\sqrt{a\tau_{кр}}}$$

уравнение (4) примет вид

$$T(R, \tau_{кр}) = \frac{2E}{c_p \rho} \left( \frac{\eta}{\sqrt{\pi}} \right)^3 (n+1)(n+2) \left[ (R\eta)^{2n-1} \int_{\frac{R}{2\eta}}^{\infty} \frac{e^{-\beta^2}}{\beta^{2n}} d\beta - (R\eta)^{2n+1} \int_{R\eta}^{\infty} \frac{e^{-\beta^2}}{\beta^{2n+2}} d\beta \right] + T_0. \quad (7)$$

После интегрирования (7) при положительном и целом  $n$  (ограничиваемся рассмотрением случая, когда максимум мощности реализуется при  $\tau \leq 1/2 \cdot \tau_{кр}$ ) для температуры в центре источника будем иметь

$$T(0, \tau_{кр}) = T_0 + \frac{2E}{c_p \rho} \left( \frac{\eta}{\sqrt{\pi}} \right)^3 \frac{2(n+1)(n+2)}{(4n^2-1)}. \quad (8)$$

При  $n = \infty$  выражением (8) определяется температура в точке  $R = 0$  в момент  $\tau_{кр}$  от точечного мгновенного теплового источника с энергией  $E$ , а при  $n = 1$  — температура рассмотренного в [3] точечного теплового источника с симметричной кривой зависимости мощности источника от времени.

Решив совместно равенства (3) и (8), получим

$$\tau_{кр} = \frac{1}{\pi a} \left[ \frac{E}{(T_r - T_0) c_p \rho} \right]^{2/3} \left[ \frac{(n+1)(n+2)}{2(4n^2-1)} \right]^{2/3}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при равенстве энергий мгновенного ( $n = \infty$ ) и длительного ( $n = 1$ ) источников соответствующие им значения  $\tau_{кр}$  отличаются не более чем в 4 раза (величина  $\tau_{кр}$  больше для длительного источника).

Рассмотрим точечные тепловые источники с симметричной кривой зависимости мощности от времени. Согласно (6), примем

$$p(\tau) = \frac{E}{\tau_{кр}} \frac{(2n+1)!}{(n!)^2} \left[ \frac{\tau}{\tau_{кр}} \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_{кр}} \right) \right]^n. \quad (10)$$

После интегрирования уравнения (4) для температуры в точке  $R = 0$  в момент  $\tau_{кр}$  будем иметь

$$\bar{T}(0, \tau_{кр}) = T_0 + \frac{2E}{c_p \rho} \left( \frac{\eta}{\sqrt{\pi}} \right)^3 \frac{2^{2n}(2n+1)}{(2n-1)} \frac{[(2n)!]^3}{(4n!(n!)^3)}. \quad (11)$$

Из равенств (3) и (11) следует

$$\tau_{кр} = \frac{1}{\pi a} \left[ \frac{E}{c_p \rho (T_r - T_0)} \right]^{2/3} \left\{ \frac{2^{2(n-1)}(2n+1)}{(2n-1)} \frac{[(2n)!]^3}{(4n!(n!)^3)} \right\}^{2/3}. \quad (12)$$

Выражение (12) показывает, что при росте  $n$  от 1, когда максимум мощности источника лишь в 1,5 раза превышает ее среднее значение за время  $\tau_{кр}$ , до  $n = \infty$ , когда максимум мощности вырождается в пик бесконечной величины, время снижения максимума температуры разряда до температуры горения  $T_r$  взрывоопасной среды на границе зажигания уменьшается только в 2 раза (при  $n = 1$  равенства (9) и (12) совпадают).

Таким образом, проведенный анализ показал, что в практически интересных случаях время формирования минимального ядра пламени слабо зависит от скорости выделения энергии в разряде. По-видимому, величина  $\tau_{кр}$  аналогично размеру минимального ядра пламени определя-

ется главным образом физико-химическими свойствами взрывоопасной смеси.

Оценим время формирования минимального ядра пламени водородо- и метановоздушных взрывоопасных смесей. Согласно данным работы [7], для водородовоздушной смеси можно принять  $E = 0,013$  мДж, а значения физических параметров при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha = 1$  и  $T_r = 2300$  К равны:  $\lambda = 155,6 \cdot 10^{-3}$  Вт/(м·К),  $c_p = 1,944 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К),  $\rho = 0,111$  кг/м<sup>3</sup>; для метановоздушной смеси  $E = 0,29$  мДж, а  $\lambda = 116,0 \cdot 10^{-3}$  Вт/(м·К),  $c_p = 1,475 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К),  $\rho = 0,167$  кг/м<sup>3</sup> при  $\alpha = 1,2$  и  $T_r = 2000$  К. По формуле (9) при  $n = \infty$  получено для водородовоздушной смеси  $\tau_{кр} = 9,83$  мкм, для метановоздушной смеси  $\tau_{кр} = 113$  мкс. Эти величины  $\tau_{кр}$  имеют один порядок со временем химической реакции во фронте пламени этих смесей [7].

Согласно экспериментальным данным работы [1], время формирования минимального ядра пламени в метановоздушной смеси при  $\alpha = 0,8 \div 1,2$  практически постоянно и составляет 140 мкс.

В [2] исследовали зажигание газозвушных смесей наиболее легко-воспламеняемого состава электрическими разрядами размыкания; для метановоздушной смеси найдено  $\tau_{кр} = 100 \div 120$  мкс, а для водородовоздушной смеси  $\tau_{кр} \sim 10$  мкс.

При сравнении расчетных и экспериментальных значений  $\tau_{кр}$  видно не только качественное согласие с экспериментом, но и сравнительно хорошее количественное совпадение.

Поступила в редакцию 24/IV 1983,  
после доработки — 25/I 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. R. Zintin, E. R. Wooding. Brit. J. Appl. Phys., 1959, 10, 159.
2. В. С. Кравченко, А. Т. Ерыгин, В. П. Яковлев. ФГВ, 1973, 9, 4, 603.
3. А. Е. Погорельский. Взрывобезопасное электрооборудование, 1974, 10, 25.
4. А. П. Амосов. Докл. АН СССР, 1978, 243, 3, 673.
5. Я. Б. Зельдович, И. Н. Симонов. — Физическая химия, 1949, XXIII, 11, 1361.
6. Л. Р. Ингерсолл, О. Д. Зобель, А. К. Ингерсолл. Теплопроводность, ее применение в технике и геологии. М.—Л.: Машгиз, 1959.
7. В. А. Бондарь, В. И. Вережкин, А. И. Гескин и др. Взрывобезопасность электрических разрядов и фрикционных искр. М.: Недра, 1976.

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ИМПУЛЬСНОМ ПОЛЕ УСКОРЕНИЙ

В. П. Самсонов  
(Чебоксары)

Исследование поведения пламени под воздействием ускорения необходимо для более глубокого понимания процессов неустойчивого горения, объяснения концентрационных пределов распространения и т. д. Полное теоретическое описание влияния ускорения пока еще затруднительно, так как данные о поведении пламени при внезапном ускорении отсутствуют [1]. Распространение пламени в условиях перегрузок, осуществлявшихся на центрифугах, экспериментально изучали в работах [2—5]. При этом не учитывали влияние перегрузок на форму, структуру, линейную скорость движения и устойчивость пламени [3]. Кроме того, для традиционного метода центрифугирования характерен существенный недостаток — вдоль радиуса вращения образуется линейный градиент ускорения, что приводит к сложным радиальным движениям свежего газа и продуктов горения и может вызвать турбулизацию или гашение пламени [4].

Цель настоящей работы — изучение закономерностей изменения скорости и формы пламени, первоначально распространявшегося в невесо-