

УЧЕТ ТЕПЛОПТЕРЬ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ВОЗГОРАНИИ ХИМИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ В ГАЛОГЕНСОДЕРЖАЩИХ СРЕДАХ

М. Д. Рейнгерц, В. С. Зотиков

(Ленинград)

В [1, 2] исследовано воспламенение частиц металла и найдено, что влияние теплопередачи излучением носит поправочный характер даже при сравнительно высоких температурах (~ 2000 К). В случае воспламенения тонкой металлической нити [3] внесение поправки на излучение приводит к заметному увеличению критического параметра воспламенения уже при $T \sim 1000$ К. Вопрос о роли излучения при расчете воспламенения металлической стенки не изучен, но результаты [3] позволяют предположить, что влияние этого фактора может быть существенным.

В настоящей работе, как и в [4], рассчитываются условия теплового воспламенения металлической стенки химического реактора, внутреннюю поверхность которой обтекает газовый поток окислителя, а наружную — поток инертного газа. Физико-химическая постановка задачи подробно изложена в [4]. С учетом теплотерь излучением уравнения теплового баланса при параболическом законе роста окалина записываются в виде

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{Q_1 \rho_1}{\rho_3 f_3 \delta_3} \frac{d\delta_1}{d\tau} - \frac{(\alpha_1 + \alpha_3)(T - T_n)}{\rho_3 f_3 \delta_3} - \varepsilon \sigma_0 \frac{T^4}{\delta_3 f_3 \rho_3},$$

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = \frac{A_0}{2\delta_1} \exp(-E/RT),$$

$$\tau = 0: \delta_1 = \delta_1^0, T = T_n.$$
(1)

Здесь T — температура стенки; τ — время; δ — толщина; Q_1 — тепловой эффект образования окалины; ρ — плотность; f — теплоемкость; α — коэффициент теплоотдачи; ε — степень черноты; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; $A = A_0 \exp(-E/RT)$ — константа роста окалины по параболическому закону; индекс 1 относится к слою окалины, 3 — к металлической стенке; $T_n = (\alpha_1 T_1^{cp} + \alpha_3 T_3^{cp}) / (\alpha_1 + \alpha_3)$ — усредненная стационарная температура стенки без учета разогрева за счет химической реакции; T_1^{cp} , T_3^{cp} — температура газового потока внутри и снаружи реактора. Излучением инертной среды снаружи реактора пренебрегаем, считая $(T_3^{cp})^4 \ll T^4$. Начальные условия в (1) соответствуют случаю, когда реактор нагрет до T_n потоком инертного газа (с температурой T_1^{cp}), который в момент $\tau = 0$ заменяется потоком окислителя с той же температурой.

Уравнения (1) справедливы для тонких слоев металла и окалины ($\alpha_i \delta_i / \lambda_i \ll 1$, λ — коэффициент теплопроводности, $i = 1, 3$), когда распределением температуры в системе металл — окалина можно пренебречь. Если эти условия не выполняются, для расчета воспламенения следует решать систему уравнений (3) работы [4].

В безразмерных переменных

$$\Theta = (T - T_n) / \beta T_n, \quad \Delta_1 = \delta_1 / r, \quad t = \tau A_0 \exp(-1/\beta) / r^2,$$

где $\beta = RT_n / E$, $r = 2\delta_3 \rho_3 f_3 E \beta^2 / Q_1 \rho_1 R$, с использованием приближения Франк-Каменецкого $\exp(-E/RT) \approx \exp(-1/\beta) \exp(\Theta)$ вместо (1) получаем

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\exp(\Theta)}{\Delta_1} - \frac{\Theta}{\Omega} - \frac{k_\varepsilon}{\Omega} (1 + \beta\Theta)^4,$$

$$\frac{d\Delta_1}{dt} = \frac{\exp(\Theta)}{2\Delta_1}, \quad t = 0, \quad \Theta = 0, \quad \Delta_1 = \Delta_1^0,$$
(2)

где
$$k_e = \frac{\varepsilon \sigma_0}{\alpha_1 + \alpha_3} \left(\frac{E}{R}\right)^2 \beta^2; \quad \Omega = \frac{\delta_3^0 f_3 A_0 \exp(-1/\beta)}{(\alpha_1 + \alpha_3) r^2}.$$

Систему (2) решали численно на ЭВМ БЭСМ-6 методом Кутта — Мерсона с автоматическим выбором шага интегрирования. Рассчитанные критические значения параметра Ω ($\Omega_{кр}$) с точностью до 0,01 приведены в табл. 1 для различных Δ_1^0 , k_e и β . В случае $\Omega = \Omega_{кр}$, взрыва еще нет; тепловой взрыв имеет место при $\Omega = \Omega_{кр} + 0,01$.

Для построения аналитической зависимости $\Omega_{кр}$ от Δ_1^0 , k_e и β приведенные в табл. 1 данные аппроксимировали полиномом

$$\Omega_{кр}^* = b_0 + b_1 \Delta_1^0 + k_e (b_2 + b_3 \beta + b_4 \beta^2 + \dots) + \Delta_1^0 k_e (b_n + b_{n+1} \beta + b_{n+2} \beta^2 + \dots). \quad (3)$$

Вид полинома задается условием соответствия выражения (3) при $k_e = 0$ решению, полученному в [4] без учета теплопотерь излучением, и тем обстоятельством, что при постоянных Δ_1^0 и β $\Omega_{кр}$ линейно изменяются с k_e , а при постоянных k_e и β — линейно с Δ_1^0 . Длина полинома L может быть определена из условия минимума дисперсии адекватности

$$\sigma^2 = \sum_{j=1}^N [(\Omega_{кр})_j - \Omega_{кр}^*(\Delta_{1j}^0, k_{ej}, \beta_j)]^2 / (N - L), \quad (4)$$

где N — число рассчитанных точек. Коэффициенты b_0, b_1, \dots, b_{i-1} определяли численно на ЭВМ при решении матричного уравнения регрессии [5]. Наилучшая аппроксимирующая функция получена при $L = 8$

$$\Omega_{кр}^* = b_0 + b_1 \Delta_1^0 + k_e (b_2 + b_3 \beta + b_4 \beta^2) + \Delta_1^0 k_e (b_5 + b_6 \beta + b_7 \beta^2). \quad (5)$$

Соответствующая ей дисперсия адекватности $\sigma^2 = 2,92 \cdot 10^{-3}$. Значения $\Omega_{кр}^*$ представлены для сравнения в табл. 1. Найдены значения коэффи-

Т а б л и ц а 1

Зависимость критического параметра воспламенения $\Omega_{кр}$ от параметров Δ_1^0 , k_e , β

Δ_1^0	k_e	β	$\Omega_{кр}$	$\Omega_{кр}^*$	Δ_1^0	k_e	β	$\Omega_{кр}$	$\Omega_{кр}^*$
10 ⁻³	0,070	0	0,70	0,66	10 ⁻³	0,545	0,1	1,09	1,06
	0,146	0	0,73	0,70	10 ⁻³	1,416	0,1	1,77	1,75
	0,420	0	0,84	0,83	10 ⁻³	3,090	0,1	3,09	3,07
	1,190	0	1,19	1,21	10 ⁻³	15,312	0,1	12,76	12,76
	3,300	0	2,20	2,26	10 ⁻³	76,11	0,1	60,89	60,91
	9,522	0	5,29	5,33	0,01	5	0,05	3,74	3,78
	20,121	0	10,59	10,56	0,1	5	0,05	4,21	4,26
	0,148	0,03	0,74	0,71	0,5	5	0,05	6,29	6,40
	0,445	0,03	0,89	0,88	0,1	5	0	3,54	3,65
	0,912	0,03	1,14	1,14	0,1	50	0	30,50	30,49
	1,400	0,03	1,40	1,42	0,1	50	0,05	36,60	36,54
	5,760	0,03	3,84	3,88	10 ⁻⁵	0	0	0,67	0,63
	0,071	0,05	0,71	0,67	0,1	0	0	0,72	0,67
	0,150	0,05	0,75	0,72	0,5	0	0	0,93	0,86
	0,465	0,05	0,93	0,92	2	0	0	1,64	1,56
	1,000	0,05	1,25	1,25	10 ⁻³	5	0,1	4,60	4,59
	1,630	0,05	1,63	1,64	0,1	5	0,1	5,14	5,13
	12,705	0,05	8,47	8,51	1	5	0,1	9,95	10,10
	23,700	0,05	15,29	15,34	10 ⁻⁴	50	0,1	40,17	40,19
	0,072	0,1	0,72	0,68	0,1	50	0,1	45,34	45,29
0,158	0,1	0,79	0,75	1	50	0,1	91,24	91,23	

Т а б л и ц а 2

Зависимость критической температуры стенки реактора от скорости газового потока и степени черноты

ω , см/с	$(\alpha_1 + \alpha_3) \cdot 10^{-4}$, ккал/(см ² ·с· град)	a_1	$\varepsilon_{\text{пр}}$	$T_{\text{н}}^{\text{кр}}$ (К) при ε					
				0	0,03	0,05	0,07	0,08	$\varepsilon_{\text{пр}}$
20	3,05	2,893	0,088	817	920	1005	1115	1197	1328
50	3,43	2,572	0,087	831	931	1015	1127	1211	1332
100	3,98	2,219	0,086	849	946	1030	1143	1235	1354
150	4,47	1,976	0,085	864	959	1043	1159	1256	1372
200	4,92	1,795	0,084	878	970	1054	1173	1277	1386

коэффициентов регрессии b_j и студентовы доверительные интервалы $\Delta b_j = t_{N-L}^{0,05} \sigma_j$ (σ_j — среднеквадратичные отклонения, $t_{N-L}^{0,05}$ — коэффициенты Стьюдента):

j	0	1	2	3	4	5	6	7
b_j	0,6260	0,4664	0,4926	1,037	2,106	8,793	-2,231	19,76
Δb_j	0,0215	0,0511	0,0515	0,055	0,201	1,685	2,145	17,64

Приведенные данные показывают, что коэффициенты регрессии значимы, а среднее отклонение рассчитанных по (5) значений от табличных составляет 2 %.

Роль теплопотерь излучением проиллюстрируем на рассмотренном в [4] примере расчета воспламенения никеля во фторе. Используются параметры: $A_0 = 2,14 \cdot 10^{-3}$ см²/с, $E = 18$ ккал/моль [6], $Q_1 = 1,64$ ккал/г [7], $\rho_1 = 4,81$ г/см³, $\delta_3 = 0,5$ см, $\rho_3 = 8,75$ г/см³, $f_3 = 0,105$ ккал/(г·град), $\alpha_3 = 2,7 \cdot 10^{-4}$ ккал/(см²·с·град). Рассматривается турбулентный поток фтора в цилиндрическом реакторе диаметром 20 см. Используемые в расчетах значения коэффициентов теплоотдачи представлены в табл. 2. Для определенности будем считать, что начальная толщина окалины $\delta_1^0 < 10^{-3}$ см, что физически соответствует поставленным начальным условиям (1) (металл перед вводом окислителя нагревают до $T_{\text{н}}$ в инертной атмосфере, поэтому начальная толщина окалины мала). При этом для $T \approx 1000$ К $\Delta_1^0 < 10^{-3}$, и в выражении (5) с точностью до 0,01 можно пренебречь членами с Δ_1^0 .

Зависимое условие срыва теплового равновесия, используя аппроксимирующую функцию (5) в явном виде

$$\frac{\exp(-1/\beta)}{\beta^4} > \frac{b_0}{a_1} + \varepsilon \beta^2 \frac{a_2}{a_1} (b_2 + b_4 \beta + b_5 \beta^2), \quad (6)$$

где

$$a_1 = \left(\frac{Q_1 \rho_1 R}{2E} \right)^2 \frac{A_0}{(\alpha_1 + \alpha_3) \delta_3 \rho_3 f_3}; \quad a_2 = \frac{\sigma_0}{\alpha_1 + \alpha_3} \left(\frac{E}{R} \right)^3.$$

Значения a_1 даны в табл. 2; $a_2/a_1 = 1145$. При значениях $T_{\text{н}}^{\text{кр}}$ из табл. 2 неравенство (6) не выполняется, оно удовлетворяется при $T \geq T_{\text{н}}^{\text{кр}} + 1$.

Анализ табл. 2 показывает, что учет теплопотерь излучением значительно повышает критическую температуру воспламенения реактора. Более того, существует предельное значение степени черноты $\varepsilon_{\text{пр}}$, выше которого срыв теплового равновесия в системе невозможен. Вычисленное значение $\varepsilon_{\text{пр}}$ соответствует неокисленной поверхности никеля ($\varepsilon = 0,05 \div 0,17$) и значительно меньше, чем для окисленной поверхности ($\varepsilon = 0,4 \div 0,9$) [8]. В реальных условиях эксплуатации наружная поверхность реактора находится в контакте с воздухом и окислена; для нее $\varepsilon > \varepsilon_{\text{пр}}$ и по рассчитанным данным воспламенение реактора невозможно.

При $\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{пр}}$, когда тепловой взрыв еще возможен, функция в правой части (6) при $\beta > 0,1382$ ($\beta = 0,1382$ — точка перегиба функции

$\exp(-1/\beta)/\beta^4$ возрастает быстрее функции в левой части, и график ее пересекает восходящую ветвь графика $\exp(-1/\beta)/\beta^4$ в двух точках. Физически это означает, что тепловой взрыв возможен не при всех значениях $T_n > T_n^{кр}$, а лишь в некотором интервале температур. Например, для $\omega = 20$ см/с воспламенение реактора возможно в области $1328 < T_n < 1463$ К. При $\epsilon < \epsilon_{кр}$ график правой части (6) пересекает восходящую ветвь графика левой части в одной точке; пересечение с нисходящей ветвью имеет место при $\beta > 0,25$, что соответствует начальным температурам стенки выше температуры плавления никеля.

Таким образом, проведенные расчеты позволили сделать практический вывод о возможности безопасной эксплуатации никелевых реакторов во фторе при обеспечении контролируемой температуры наружной стенки и предварительной формовке на ней поверхностного слоя заданной степени черноты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайкин Б. И., Блошенко В. Н., Мержанов А. Г. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
2. Блошенко В. Н., Хайкин Б. И. ФГВ, 1975, 11, 5, 738.
3. Григорьев Ю. М., Гальченко Ю. А., Мержанов А. Г. ФГВ, 1973, 9, 2, 191.
4. Зотиков В. С., Рейнгверц М. Д. ФГВ, 1986, 22, 5, 14.
5. Зажигаев Л. С., Кишьян А. А., Романиков Ю. И. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента.— М.: Атомиздат, 1978.
6. Лукьянычев Ю. А., Астахов И. И., Николаев Н. С. Изв. АН СССР. Сер. хим., 1965, 4, 588.
7. Резухина Т. Н., Горшкова Т. И., Цветков А. А.— В кн.: VI Всесоюз. симп. по химии неорган. фторидов.— Новосибирск, 1981.
8. Свойства элементов. Справочник/Под ред. Г. В. Самсонова. Ч. I.— М.: Metallургия, 1976.

Поступила в редакцию 23/II 1987

ИСКРОВОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ РАЗРЯДАМИ

И. Г. Дик, В. Г. Прокофьев
(Томск)

Искровое воспламенение бедных углеводородно-воздушных топлив зависит от способа введения энергии, необходимой для успешного зажигания. В качестве одной из попыток увеличения эффективности воспламенения можно рассматривать применение последовательных искровых разрядов. В [1] приведены эксперименты по зажиганию метановоздушных смесей двумя электрическими разрядами, разделенными интервалом времени. Суммарная критическая энергия при оптимальном временном интервале оказалась в 2—3 раза меньше энергии, минимально необходимой для зажигания одиночной искрой. Однако приведенное авторами объяснение эффекта, связанное с чисто тепловым механизмом искрового зажигания, основано на эмпирических предположениях. Экспериментальное изучение эффекта затруднено многообразием явлений, происходящих при искровом разряде. В этой связи важное значение приобретает математическое моделирование искрового зажигания.

В настоящей работе теоретически исследуется воспламенение газовой смеси двумя последовательными искровыми разрядами в рамках тепловой и теплодиффузионной модели.

Длительность искровой стадии электрического разряда существенно меньше оптимального временного интервала, что дает основание моделировать искру в виде мгновенного точечного источника энергии. На этом представлении построена тепловая модель искрового зажигания [2, 3]. Согласно условию воспламенения, сформулированному в [2]: время,