

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТАНТАЛА С КИСЛОРОДОМ МЕТОДОМ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Ю. А. Гальченко, Ю. М. Григорьев
(Москва)

Изучение кинетики высокотемпературного взаимодействия переходных металлов с газами представляет интерес с точки зрения практического их применения в качестве высокотемпературных материалов, а также построения количественной теории воспламенения и самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [1]. При взаимодействии этих элементов с O_2 или N_2 в отличие от других металлов (например, Al) наряду с соединениями предельного состава (окислами или нитридами) образуются твердые растворы внедрения, обладающие широкой областью гомогенности [2]. Реально наблюдаемые константы скорости взаимодействия металла с газом определяются как гетерогенным характером роста пленки продуктов, так и объемной диффузией газа в исходном металле.

Изучение кинетики взаимодействия металлов с газами обычно проводят либо гравиметрическим, либо волюмометрическим методами в изотермических условиях. Однако данными способами вследствие методических трудностей не удастся проведение измерений на начальных стадиях процесса (особенно в высокотемпературной области). В связи с этим здесь целесообразно применить метод воспламенения, хорошо зарекомендовавший себя при изучении высокотемпературного взаимодействия Al с O_2 [3]. С использованием метода воспламенения возможно проведение кинетических измерений в неизотермическом режиме при временах протекания реакции $t_p < 500$ мс, что другими методами сделать затруднительно.

В данной работе проведено изучение воспламенения танталовых нитей в кислороде при атмосферном давлении и для времени реагирования $t_p \leq 250$ мс получено кинетическое уравнение при температурах $T \approx 650^\circ C$.

Методика эксперимента

Воспламенение танталовых нитей изучалось на электротермографической установке, подробно описанной в [4]. Нить помещалась в поперечный поток кислорода и нагревалась электрическим током при стабилизации электрической мощности с помощью специального следящего устройства [5]. На осциллографе Н-115 регистрировались сила тока I и падение напряжения V , откуда рассчитывались величины сопротивления нити R_s и электрической мощности W . Типичная осциллограмма записи электрических параметров на нити в условиях воспламенения приведена на рис. 1. В опытах использовались нити диаметром (d) 50 и 100 мк и длиной (l) 65 мм. Отношение $l/d = 650, 1300$, вследствие чего теплотопотери в торцы нити оказываются несущественными. Применялся тантал повышенной чистоты марки ТВЧ РЭТУ 1239-6. Для различных скоростей потока кислорода и диа-

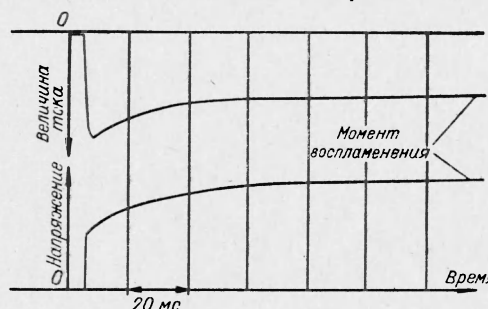


Рис. 1. Осциллограмма записи электрических параметров при воспламенении танталовой нити в кислороде.

метров нитей находились периоды индукции воспламенения $t_{\text{инд}}$ (время от момента включения тока до момента разрушения нити), критические мощности воспламенения P_* (минимальное значение электрической мощности, приходящееся на единицу поверхности нити, которое ей необходимо сообщить для воспламенения), характер изменения температуры во времени.

Значение температуры нити рассчитывалось по величине ее относительного сопротивления R_3/R_3^0 . Связь между сопротивлением танталовых нитей и температурой находилась теплофизическим методом [6] в атмосфере аргона с использованием эталонной (платиновой) нити. В диапазоне температур нити $T=20 \div 1200^\circ\text{C}$ полученные результаты аппроксимированы формулой

$$\frac{R_3}{R_3^0} = 1 + 2,76 \cdot 10^{-3} (T - 20), \quad (1)$$

что согласуется с данными [7]. Погрешность нахождения температуры по соотношению (1) составляет $\sim 1,5\%$ и определяется в основном погрешностью нахождения величины R_3/R_3^0 .

Следует отметить, что в общем случае изменение электросопротивления нити может быть обусловлено не только температурным фактором, но и образованием твердых растворов внедрения (по мере увеличения количества растворенного газа в изотермических условиях электросопротивление резко увеличивается [7]). В связи с этим применяемый способ измерения температуры может быть приемлемым лишь в том случае, если выполняется условие $t_{\text{инд}} \ll t_d$, где $t_d = 6,35 \cdot 10^{-2} d^2/D$ [8] — время диффузионной релаксации нити (время, в течение которого перепад концентрации растворенного газа в центре нити изменится в e раз при наличии граничных условий первого рода). В нашем случае максимальное значение периода индукции нити $t_{\text{инд}} = 0,25$ с (рис. 2), что существенно меньше величины t_d (при $T = 700^\circ\text{C}$, $D = 1,54 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ [8], $d = 50$ мк, $t_d = 100$ с).

Воспламенение танталовых нитей в кислороде

Характер изменения температуры нити во времени в атмосфере кислорода для различных значений электрической мощности P приведен на рис. 3. В зависимости от величины мощности здесь реализуются два режима протекания явления. При малых значениях мощностей имеет место режим медленного окисления, при котором после стадии прогрева устанавливается постоянная температура нити (кривая 1). При больших

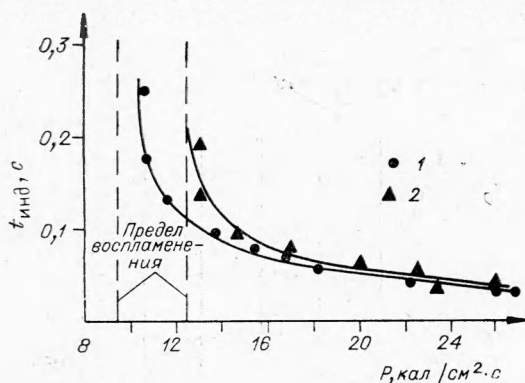


Рис. 2. Зависимость времени индукции от мощности, $d = 50$ мк.
1 — $v = 13$ см/с; 2 — $v = 41,5$ см/с.

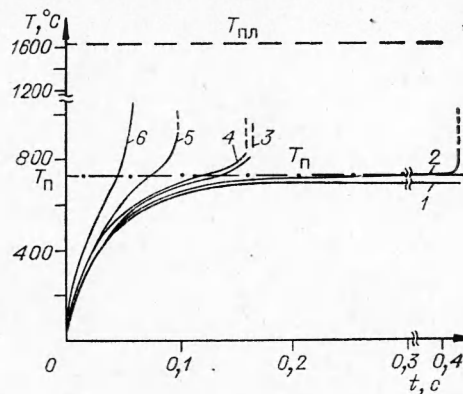


Рис. 3. Термограммы нагрева нитей ($d = 50$ мк) в кислороде при $v = 53,5$ см/с.
1 — $\Delta = P/P_* = 0,98$; 2 — $\Delta = 1,01$; 3 — $\Delta = 1,03$; 4 — $\Delta = 1,06$; 5 — $\Delta = 1,24$; 6 — $\Delta = 1,49$. Штрихом нанесено значение температуры плавления Ta_2O_5 .

значениях мощностей нагрев нитей заканчивается воспламенением и последующим горением, сопровождающимся интенсивным свечением нити и ее разрушением (кривые 2—6). Следует отметить, что при фиксированных условиях эксперимента (постоянные значения скорости потока газа и диаметра нити) области медленного окисления и воспламенения разделены четко выраженными критическими условиями, которые можно характеризовать величиной критической мощности P_* .

Характерной особенностью представленных на рис. 3 термограмм является наличие точки перегиба T_n на кривых $T(t)$. Отсюда видно, что величина T_n не зависит от степени удаления от предела воспламенения (величины $\Delta = P/P_*$) и для данного случая составляет $\approx 720^\circ \text{C}$.

В табл. 1 приведены значения критической мощности воспламенения для различных скоростей потока газа и диаметров нитей. С ростом скорости потока и уменьшением диаметра нити величина P_* возрастает вследствие увеличения коэффициента конвективной теплоотдачи.

Зависимость периодов индукции воспламенения нити от электрической мощности и скорости потока газа иллюстрируется рис. 2. По мере удаления от предела воспламенения и уменьшения скорости потока значения $t_{\text{инд}}$ уменьшаются.

Для понимания механизма воспламенения в ряде случаев производился металлографический анализ поперечного сечения нитей, подвергнутых кратковременному нагреву в среде кислорода (электрический ток выключался после достижения $T \sim 650^\circ \text{C}$ и времени окисления $t \approx 0,2 \text{ с}$). После окисления поверхность нити оказывается покрытой видимым белым налетом (по-видимому, Ta_2O_5), легко отделяющимся от металла. Измерение значений микротвердости по сечению образцов показало, что они оказываются неизменными и равными значению микротвердости для неокисленной нити.

Таким образом, все приведенные выше результаты свидетельствуют о том, что воспламенение нитей осуществляется вследствие реакции окисления, протекающей в тонком поверхностном слое металла¹, и для описания этого процесса можно применить гетерогенную теорию воспламенения [9]. При этом следует отметить, что реакция в газовой фазе практически исключена ввиду слабой летучести тантала и его окисных соединений (например, при $T = 2000^\circ \text{K}$ давления паров Ta и Ta_2O_5 составляют [10] соответственно $10^{-10,1}$ и $10^{-9,6} \text{ мм рт. ст.}$).

Схемы расчета кинетических параметров из опытов по воспламенению

Процесс термически безградиентного нагрева нити в потоке газа под действием электрического тока и гетерогенной реакции окисления описывается в соответствии с [3, 9] уравнениями

$$C_{\text{рт}} \rho \frac{d}{4} \frac{dT}{dt} = Q \frac{k_0}{\delta^n} e^{-E/RT} - \frac{\lambda(T) \text{Nu}(T)}{d} (T_* - T_0) - \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4) + P, \quad (2)$$

¹ Ширина зоны реакции, по-видимому, не превышает 1—2 мк, что находится в пределах ошибки измерений на приборе ПМТ-3, с помощью которого проводились исследования.

Таблица 1

$d, \text{ мк}$	$v, \text{ см/с}$	$P_*, \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$
50	13,0	9,57
	25,0	10,90
	35,0	11,82
	41,5	12,44
	53,5	12,90
	66,0	13,50
	76,5	14,03
100	13,0	6,36
	25,0	7,48
	41,5	8,58
	76,5	10,10

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{k_0}{\delta^n} e^{-E/RT}, \quad (3)$$

$$t=0, \quad T=T_0, \quad \delta=\delta_0. \quad (4)$$

Здесь C_p — теплоемкость металла, ρ — плотность металла, v — скорость потока газа, λ — коэффициент теплопроводности газа, λ_0 — коэффициент теплопроводности газа при температуре T_0 , ν — коэффициент кинетической вязкости газа, ν_0 — коэффициент кинематической вязкости газа при температуре T_0 , Q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспоненциальный множитель, E — энергия активации, R — универсальная газовая постоянная, δ — толщина окисной пленки, δ_0 — начальная толщина окисной пленки, ϵ — степень черноты металла, σ — постоянная Стефана — Больцмана, α — коэффициент конвективной теплоотдачи, a — коэффициент температуропроводности, $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ — критерий Нуссельта, $Pr = \frac{\nu}{a}$ — критерий Прандтля, $Re_0 = \frac{vd}{\nu_0}$ — критерий Рейнольдса.

Согласно [3],

$$Nu(T) = 0,44 + 0,66 \left(\frac{\nu_0}{\nu_T} \right)^{0,5} \cdot Pr^{0,35} \cdot Re_0^{0,5},$$

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left(\frac{T+T_0}{2T_0} \right)^s,$$

$$\nu(T) = \nu_0 \left(\frac{T+T_0}{2T_0} \right)^p, \quad Re_0 = \frac{vd}{\nu_0}.$$

Задачей кинетического расчета является нахождение значения параметра n , характеризующего тип кинетического уравнения, а также входящих в него величин (E , Qk_0). В результате численного решения и критериального анализа системы (2) — (4), приведенных в [3], была предложена следующая схема расчета кинетических параметров по критическим условиям воспламенения нити в потоке газа.

Значение параметра n находится из условия существования универсальной функциональной связи.

$$T_{*кр} = \Phi(Nu \cdot d^{n-1}), \quad (5)$$

где $T_{*кр}$ — значение температуры, до которой нагрелась бы нить в критических условиях воспламенения ($P=P_*$) при отсутствии химической реакции на ее поверхности. Значение $T_{*кр}$ определяется уравнением (2) при $Q=0$ и $dT/dt=0$. В опытах находятся величины критической мощности воспламенения P_* для различных скоростей потока газа ($Nu=vAr$) и диаметров нитей, с использованием которых рассчитываются величины $T_{*кр}$. Значение n подбирается таким образом, чтобы в координатах $T_{*кр} - Nu d^{n-1}$ зависимость была универсальной для различных диаметров нитей. Найденная подобным образом величина параметра n и определяет тип кинетического уравнения.

Значение энергии активации и произведение предэкспоненциального множителя на тепловой эффект реакции в предельном случае малых толщин начальной окисной пленки ($\delta_0 \rightarrow 0$) и несущественности лучистых теплопотерь ($\epsilon \rightarrow 0$) находятся¹ в полулогарифмических координатах из соотношения [3]

$$\ln [T_{*кр}^{2n+2} \lambda Nu d^{n-1}] + \ln f(RT_{*кр}/E) = \ln \frac{Qk_0 (4QE)^n E}{a_n (C_p \bar{v})^n \cdot R^{n+1}} - \frac{E}{R} \cdot \frac{1}{T_{*кр}}. \quad (6)$$

¹ Величина Qk_0 может быть определена из соотношения (6) только для случая $n=0$. При $n \neq 0$ необходимо при определении предэкспоненциального множителя k_0 задавать значение теплового эффекта реакции.

Здесь $f(RT_{*кр}/E)$ — поправочная функция, характеризующая чувствительность скорости реакции к изменению температуры, a_n — константа, зависящая от величины параметра n .

Наряду с этим, в случае линейного закона окисления ($n=0$) может быть предложена схема расчета величин E и Qk_0 по периодам индукции воспламенения нити в потоке газа. Схема аналогична примененной при описании воспламенения сферических частиц гомогенных взрывчатых веществ в нагретом газе [11], и для ее получения достаточно свести уравнение теплового баланса для нити к уравнению, описывающему процесс воспламенения сферических частиц, для которого известно приближенное аналитическое решение.

Как следует из (2), над пределом воспламенения ($P > P_*$) на кривых $T(t)$ имеет место точка перегиба T_n , значение которой для линейного закона окисления и при постоянстве величин λ и ν ($\lambda = \bar{\lambda} = \text{const}, \nu = \bar{\nu} = \text{const}$) определяется соотношением

$$\frac{Qk_0 E d \exp(-E/RT_n)}{\bar{\lambda} R T_n^2 \text{Nu}} \equiv 1. \quad (7)$$

Величина T_n определяется условиями теплообмена и кинетическими параметрами. Принимая эту величину в качестве масштабной температуры и вводя безразмерные переменные:

$$\theta = \frac{E}{RT_n^2} (T - T_n) \text{ — температура, } \tau = \frac{4QE k_0 \exp(-E/RT_n)}{C_p \rho R T_n^2 d} \cdot t \text{ — время,}$$

для линейного закона окисления систему (2) — (4) перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\tau} = e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} - \frac{1}{\kappa} \left[\frac{2+\beta(\theta+\theta_0)}{2(1+\beta\theta_0)} \right]^s \text{Nu}(\theta)(\theta-\theta_0) - \bar{\varepsilon} \times \\ \times [(1+\beta\theta)^4 - (1+\beta\theta_0)^4] + \bar{P}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\tau=0, \quad \theta=\theta_0.$$

Здесь

$$\begin{aligned} \kappa = \frac{Qk_0 E d}{\lambda_0 R T_n^2} e^{-E/RT_n}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon \sigma T_n^4 e^{E/RT_n}}{Qk_0}, \quad \bar{P} = \frac{P}{Qk_0} e^{E/RT_n}, \\ \beta = \frac{RT_n}{E}, \quad \theta_0 = \frac{E}{RT_n^2} (T_0 - T_n), \end{aligned}$$

$$\text{Nu}(\theta) = 0,44 + 0,66 \left[\frac{2(1+\beta\theta_0)}{2+\beta(\theta+\theta_0)} \right]^{p/2} \cdot \text{Pr}^{0,35} \cdot \text{Re}_0^{0,5}. \quad (9)$$

В результате проведенных численных расчетов на ЭВМ было показано, что при вычислении значений периодов индукции воспламенения $\tau_{инд}$ в уравнении (8) можно пренебречь зависимостью коэффициентов теплопроводности и вязкости газа от температуры, т. е. можно принять параметры $s=p=0$. В этом случае уравнение (3) с учетом соотношения (7) преобразуется к виду

$$\frac{d\theta}{d\tau} = e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} - \theta - \bar{\varepsilon} [(1+\beta\theta)^4 - (1+\beta\theta_0)^4] + \theta_n, \quad (10)$$

где $\theta_n = \bar{P} + \theta_0$ — безразмерная стационарная температура нити для инертного режима нагрева ($e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} = 0, \bar{\varepsilon} = 0$). Погрешность в определении периодов индукции воспламенения, связанная с введением постоянных значений λ и ν , иллюстрируется табл. 2. Аналогичный вид уравнения получен в [11] при описании воспламенения сферических частиц взрывчатых ве-

Таблица 2

$\bar{P}$	$\tau_{\text{инд}}^*$		$\Delta' \cdot 100\%$
	$s=0, p=0$	$s=0,46, p=1,05$	
8,0	2,595	3,270	20,5
10,0	1,705	1,895	10,0
14,0	1,070	1,120	5,0
18,0	0,785	0,810	3,0
22,0	0,585	0,600	2,5
26,0	0,515	0,530	2,8

* Зависимость $\tau_{\text{инд}}(\bar{P})$ получена численным интегрированием на ЭВМ уравнения (8) при значении параметров: $\beta=0,05$, $\theta_0=-7$, $\varepsilon=0$, $\kappa=1$, $\text{Pr}=0,7$, $\text{Re}_c=1$.

ществ в нагретом газе. Решение уравнения (10) в предельном случае $\varepsilon \rightarrow 0$ имеет вид [11, 12]

$$\tau_{\text{инд}} = (1 + 2\beta) \left[\ln \frac{\theta_n - \theta_0}{1 + \theta_n} + \frac{2 + \ln(1 + \theta_n)}{1 + \theta_n} \right]. \quad (11)$$

Отсюда для периода индукции в размерном виде с использованием (7) можно записать

$$t_{\text{инд}} = \frac{C_p \rho d^2}{4\lambda_0 \text{Nu}} (1 + 2\beta) \left[\ln \frac{\theta_n - \theta_0}{1 + \theta_n} + \frac{2 + \ln(1 + \theta_n)}{1 + \theta_n} \right]. \quad (12)$$

Формула (12), описывающая временные характеристики воспламенения нити в широком температурном интервале, позволяет рассчитать величины E и Qk_0 методом последовательных приближений по параметрам θ_0 и β . Порядок расчета следующий. По экспериментально найденной зависимости $t_{\text{инд}}(\bar{P})$ с использованием (12) можно построить зависимость $\theta_n(T_n)$ при произвольно заданном значении θ_0 и $\beta=0$, где $T_n = T_0 + P/\alpha$.

Учитывая, что $\theta_0 = (E/RT_n^2)(T_0 - T_n)$, $\beta = \frac{RT_n}{E}$, а условие $\theta_n=0$ дает величину T_n , вычисляются параметры θ_0 и β , которые затем подставляются в (12), и операция повторяется вновь до тех пор, пока принятые и найденные значения θ_0 и β не будут совпадать. Последнее приближение дает значения E и T_n , а условие (7) — величину Qk_0 . Зависимость $\theta_n(T_n)$ для различных скоростей потока газа могут быть совмещены в координатах $T_n^2 \theta_n - (T_n - T_n)$ на одну универсальную прямую, наклон которой $\text{tg } \varphi = E/R$.

Расчет кинетических констант взаимодействия тантала с кислородом

Для получения кинетической информации методом критических условий воспользуемся данными табл. 1. Результаты графического определения закона окисления приведены на рис. 4. Значения $T_{*кр}$ рассчитывались по уравнению (2) при $P = P_*$. Проведенные оценки показали, что в условиях эксперимента лучистые теплотери существенно меньше конвективных и ими можно пренебречь (при $T=700^\circ\text{C}$, $d=50$ мк и $\varepsilon=1$, отношение $\omega = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4) / \alpha (T - T_0) \approx 0,09$). Из приведенных данных видно, что лишь при $n=0$ зависимость $T_{*кр}(\text{Nu} \cdot d^{n-1})$ является универсальной, в то время как при $n=1$ и $n=2$ кривые резко расходятся. Таким образом, при временах взаимодействия ≤ 250 мс и температурах $\approx 650^\circ\text{C}$ имеет место линейный закон окисления, что находится в соответствии с известными результатами гравиметрических измерений при больших временах протекания реакции ($t_p > 1$ мин) [13].

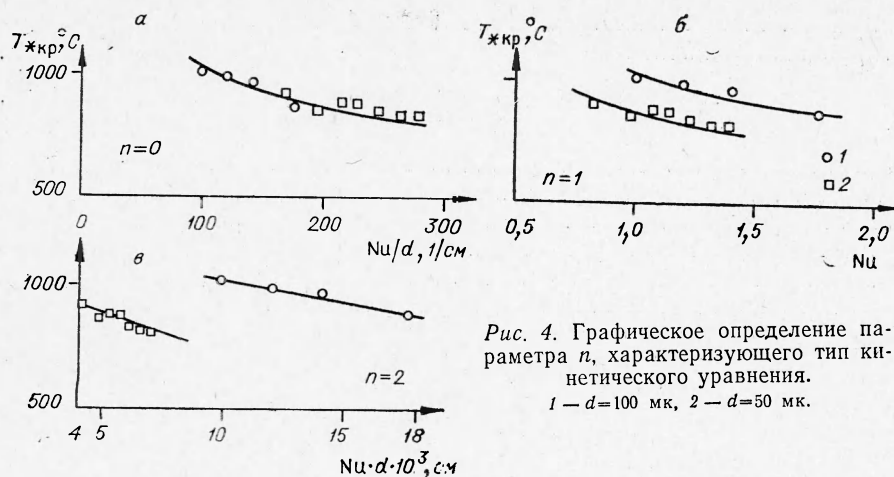


Рис. 4. Графическое определение параметра n , характеризующего тип кинетического уравнения.
1 — $d=100$ мк, 2 — $d=50$ мк.

Для экспериментальной проверки найденного закона окисления были проведены опыты по определению критической мощности воспламенения в зависимости от времени предварительного окисления нити при различных температурах под пределом воспламенения. В этом случае применялся режим скачкообразного изменения мощности, выделяемой на нити. При фиксированном значении мощности P_1 , что эквивалентно некоторой фиксированной начальной температуре нити T_1 , через заданный интервал времени $t_{\text{выд}}$ автоматически производилось скачкообразное увеличение мощности на величину ΔP . Соответственно этому экспериментально находилась величина $P_*(t_{\text{выд}}) = P_1 + \Delta P$ для критических условий воспламенения. При наличии защитной окисной пленки на поверхности металла предварительное окисление нити должно приводить к увеличению критической мощности вследствие увеличения толщины начальной окисной пленки [3]. В противном случае (незащитная окисная пленка; линейный закон окисления) величина P_* должна быть неизменной. Как видно из данных, приведенных на рис. 5, при окислении тантала в кислороде величина P_* не зависит от времени предварительного окисления, что свидетельствует о наличии в опытах линейного закона окисления.

Расчет величин E и Qk_0 при $n=0$ производился по формуле (6). При этом, согласно [12, 14], принималось $a_n = 1/e$, $f(RT_{*кр}/E) = 1 + RT_{*кр}/E$. Результаты спрямления величин в полулогарифмических координатах иллюстрируются рис. 6, откуда $E = 16\,500$ кал/моль, $Qk_0 = 5,8 \cdot 10^3$ кал/см²·с. Таким образом, методом критических условий для нахождения скорости

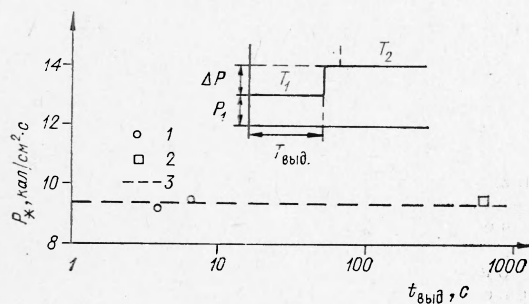


Рис. 5. Зависимость $P_*(t_{\text{выд}})$ для нитей диаметром 50 мк.
1 — $T_1=690^\circ\text{C}$; 2 — $T_1=300^\circ\text{C}$; 3 — значение P_* при нулевом времени выдержки.

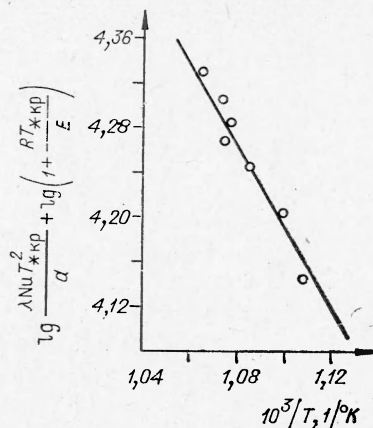


Рис. 6. Результаты спрямления по критическим условиям воспламенения нити диаметром 50 мк.

тепловыделения при взаимодействии Та с О₂ получено следующее результирующее уравнение

$$\frac{dq}{dt} = 5,8 \cdot 10^3 \exp\left(-\frac{16500}{RT}\right) \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с.} \quad (13)$$

Расчет величин E и Qk_0 по периодам индукции воспламенения нити (на основе данных рис. 3) проводился на ЭВМ с целью исследования на сходимость применяемого метода последовательных приближений. Ниже представлены результаты расчета значения параметра¹ θ_0 по уравнению (12) при $v=41$ см/с, $C_p=0,036$ кал/г·град, $\rho=16,6$ г/см³, $d=50$ мк, $Nu=0,78$, $\beta=0$ в зависимости от номера приближения.

Номер приближения	θ_0	$\Delta = \frac{\theta_0^{(n)} - \theta_0^{(n-1)}}{\theta_0^{(n-1)}} \cdot 100\%$
0	-4,00	32,63
1	-5,305	13,89
2	-6,042	6,90
3	-6,460	3,60
4	-6,695	1,99
5	-6,828	1,10
6	-6,903	0,61
7	-6,945	0,33
8	-6,968	0,20
9	-6,982	0,10

Видно, что для получения сходящихся результатов достаточно трех-четырех приближений.

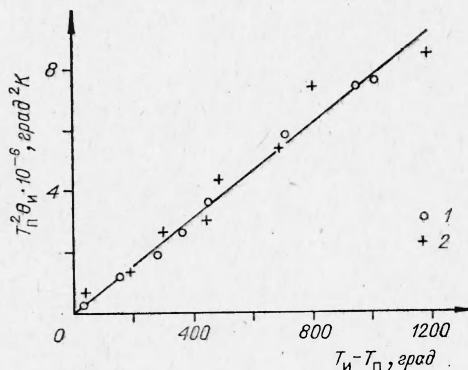


Рис. 7. Определение энергии активации по периодам индукции воспламенения для нити диаметром 50 мк.
1 — $v=13$ см/с; 2 — $v=41,5$ см/с.

Обобщенный график для определения энергии активации по значениям периодов индукции воспламенения при различных скоростях потока газа представлен на рис. 7, откуда, с использованием (7)

$$\frac{dq}{dt} = 6,8 \cdot 10^3 \exp\left(-\frac{15600}{RT}\right)$$

кал/см·с, что близко к уравнению (13).

Авторы признательны В. П. Филипенко за проведение численных расчетов на ЭВМ, А. Г. Мержанову и А. И. Вольперту за ценные замечания.

Поступила в редакцию
12/XI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
2. E. Gebhardt, H. Preisendanz. Z. Metallkunde, 1955, 46, 560.
3. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2.
4. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
5. Л. Б. Машкин, И. М. Горячков и др. ПТЭ, 1971, 2.
6. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев и др. ИФЖ, 1972, 22, 6.
7. E. Gebhardt, H. Seghezzi. Z. Metallkunde, 1957, 48, 8.
8. C. Y. Ang. Acta Met., 1953, 1, 123.

¹ Ввиду поправочного характера зависимости $\tau_{инд}(\beta)$ по параметру β достаточно одного приближения.

9. Б. И. Хайкин, В. Н.Bloшенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
10. О. Кубашевский, Э. Эванс. Термохимия в металлургии. М., ИЛ, 1954.
11. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1967, 3, 3.
12. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
13. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
14. Н. Н. Семенов. УФН, 1940, 23, 3.

УДК 622.69

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОГАЗОВОЙ ГОРЕЛКИ НА ПЕРЕМЕННОМ И ПОСТОЯННОМ ТОКАХ

*П. К. Мамина, М. Г. Нефедова, И. Я. Полонский,
В. А. Попов, Ю. И. Снятков
(Москва)*

Большинство экспериментальных исследований характеристик электрического разряда в продуктах сгорания углеводородных топлив, а также практически все опубликованные работы по применению электрогазовых горелок в конкретных технологических процессах [1—4] проведены при наложении на факел переменного электрического поля. В работах [5, 6] при исследовании электрического разряда постоянного тока в факеле экспериментально определялись температура факела и теплоотдача от него при работе электрогазовой горелки без введения легкоионизирующей присадки. Те и другие эксперименты проводились в несопоставимых условиях и направлены на исследования различных параметров диффузного разряда, но они позволили сделать вывод о существенных преимуществах применения в электрогазовых горелках электрического разряда постоянного тока.

В частности, при наложении переменного электрического поля на зону горения электрический разряд не является строго диффузным и имеет нитевидный характер [2, 3]. Поддержание высоковольтного разряда в этом случае невозможно без непрерывного введения в факел легкоионизирующей присадки. Электрический разряд постоянного тока характеризуется большей устойчивостью и диффузностью, а легкоионизирующаяся присадка необходима лишь для возникновения электрического разряда, после чего подача ее может быть прекращена. Применение питания электрогазовых горелок постоянным электрическим током позволяет наиболее рационально использовать современные термоэмиссионные катодные материалы при температуре, близкой к температуре продуктов сгорания. Применение таких катодов, помимо увеличения стабильного разряда, позволяет существенно уменьшить тепловые потери.

Большой интерес представляет проведение сравнительного анализа характеристик разрядов постоянного и переменного тока, осуществленных в аналогичных условиях, а также сопоставление работы электрогазовой горелки с охлаждаемыми и неохлаждаемыми электродами.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Объектом исследований служила электрогазовая горелка с цилиндрической камерой сгорания 2 диаметром 40 мм и длиной 120 мм. Метан и сжатый воздух подавались в корпус горелки 4, откуда метано-воздушная смесь поступала в камеру сгорания через кольцевой зазор между ее стенками и центральным водоохлаждаемым электродом 3, который служил одновременно стабилизатором пламени. Вторым электродом горелки являлось