

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 662.216.5

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ГОРЯЩЕГО ПОРОХА

В. Е. Зарко, А. И. Сухинин, С. С. Хлевной
(Новосибирск)

Термопарный способ измерения температурного поля в горящем порохе из-за относительной простоты применяется сравнительно давно, но только в последние годы было обращено внимание на соблюдение определенных методических требований [1]. Однако проведенный в указанной работе анализ погрешностей измерения нуждается в уточнении.

Настоящая работа преследует цель дать более корректные оценки для термопарной методики путем анализа некоторых предельных случаев решения общего уравнения теплового баланса термопары в газе; изложены метод и полученные по нему экспериментальные оценки характеристик теплообмена применяемых термопар.

Уравнение теплового баланса

Для термопары, находящейся в газовой фазе горящего пороха (рис. 1), можно записать уравнение баланса тепла в виде

$$\alpha (T_g - T_i) \cdot \Pi + \sigma \varepsilon_i (\varepsilon_f T_f^4 - a_f T_i^4) \eta \cdot \Pi = 0,5 \sigma \varepsilon_i (T_i^4 - T_w^4) \Pi + 0,5 \varepsilon_i \varepsilon_s (T_i^4 - T_s^4) \Pi + \lambda S \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + c \rho S \frac{\partial T_i}{\partial t}, \quad (1)$$

где T — температура, °К; ε — степень черноты; a_f — коэффициент поглотительной способности пламени при температуре термопары; η — доля поверхности термопары, участвующая в теплообмене излучением с пламенем; Π — периметр термопары, см; S — сечение термопары, см²; σ — постоянная Стефана — Больцмана; λ — коэффициент теплопроводности термопары, кал/см·сек·град; $c \rho$ — объемная теплоемкость термопары, кал/см³·сек·град; α — коэффициент теплопередачи, кал/см²·сек·град. Индексы обозначают: i — термопара, g — газ, f — пламя, w — стенка, s — поверхность пороха.

Уравнение (1) составлено в предположении, что по сечению термопары отсутствует распределение температуры (это справедливо, когда $Bi = \frac{\alpha h_i}{\lambda} \ll 1$, где h_i — толщина датчика для применяемых термопар $Bi \ll 10^{-3}$).

В уравнении не учтен нагрев термопары за счет торможения газа, которым в условиях горения пороха можно пренебречь (скорость газа ≈ 1 м/сек), и нагрев за счет катализа и окисления поверхности термоэлектродов. Последнюю величину невозможно рассчитать в настоящее время из-за отсутствия исходных данных, поэтому на практике либо используют защитные покрытия, либо подбирают жаростойкие материалы для термоэлектродов. Теплообмен излучением учтен приближенно согласно [2, 3]; рассматривается теплообмен термопары с газом, стенкой и горячей поверхностью. Коэффициент η изменяется от 0,5, когда термопара находится вблизи у поверхности, до 1 для термо-

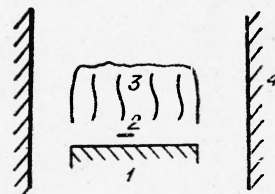


Рис. 1. Схема расположения термопары.
1 — порох; 2 — термопара;
3 — пламя; 4 — стенка

пары в пламени. Степени черноты термопары и горячей поверхности принимаются постоянными и равными соответственно $\epsilon_i = 0,9$ [2] и $\epsilon_s = 0,76$ [4]. Ниже рассмотрены два предельных случая решения (1).

Измерение линейного профиля температуры

Термопара движется со скоростью горения u по линейному профилю температуры $T_g = T_s + bt$, где T_s — температура поверхности пороха, $b = \text{const} \approx u \frac{\partial T_g}{\partial x}$. Учитываются теплообмен с газом по закону Ньютона и теплоотвод в концы. Принято, что на концах измерительного плеча теплоотвод имеет постоянную во времени величину. Тогда:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{1}{\gamma} (T_s + bt - T_i); \quad (2)$$

$$\text{при } t = 0 \quad T_i = T_s, \quad \text{при } x = 0 \quad \frac{\partial T_i}{\partial x} = 0;$$

$$x = l, \quad \frac{\partial T_i}{\partial x} = -k = \text{const}. \quad \text{Здесь } \kappa = \frac{\lambda}{c\rho} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{c\rho S}{a\Pi}.$$

Температура спая описывается выражением

$$T_i(0, t) = T_s + bt - b\gamma [1 - \exp(-t/\gamma)] - \frac{kl}{m \operatorname{sh} m} + \\ + \frac{kl}{m^2} \exp(-t/\gamma) + 2kl \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^n}{m^2 + \pi^2 n^2} \exp\left[-\frac{t(m^2 + \pi^2 n^2)}{\gamma m^2}\right],$$

где $m^2 = l^2/\kappa\gamma$. Разность $\Delta T = T_g(t) - T_i(0, t)$ определяет погрешность измерения температуры

$$\Delta T = b\gamma \left[1 - \exp(-t/\gamma)\right] + \frac{kl}{m \operatorname{sh} m} - \frac{kl}{m^2} \exp(-t/\gamma) - \\ - 2kl \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^n}{m^2 + \pi^2 n^2} \exp\left[-\frac{t(m^2 + \pi^2 n^2)}{\gamma m^2}\right]. \quad (3)$$

Из (3) видно, что занижение температуры увеличивается со временем и обусловлено двумя факторами — тепловой инерцией и теплоотводом в концы. С уменьшением длины измерительного плеча l учет теплоотвода в концы приобретает значение (в данной модельной задаче при $l \rightarrow 0$ и $t \rightarrow \infty$ $\Delta T \rightarrow \infty$ из-за того, что принят постоянный во времени сток тепла). В стационарном состоянии $\Delta T_{\infty} = b\gamma + \frac{kl}{m \operatorname{sh} m}$. Задачу легко

обобщить на случай переменной величины стока тепла в концы, однако для практических оценочных расчетов достаточно рассмотрения (2). Из формулы (3) следует важный вывод: термопара занижает градиент температуры у поверхности и начинает следить за температурой газа через некоторое время. Поэтому определение градиентов в газовой фазе у поверхности горящего пороха и тем более оценка тепловых эффектов по распределению температуры, измеренному с помощью термопар [5—8], является в большинстве случаев малообоснованным. На это, в частности, указывается в работе [9].

Влияние излучения на показания термопар

На начальном участке движения термопары, когда $T_i \approx T_s$ и $T_i \ll T_f$, можно положить в (1): $\sigma\epsilon_i(T_i^4 - T_{\infty}^4) \approx \sigma\epsilon_i\epsilon_s(T_i^4 - T_s^4) \approx 0$ и $\sigma\epsilon_i(\epsilon_f T_f^4 - a_f T_i^4)\eta\Pi = q_1 = \text{const}$. Тогда, не учитывая теплоотвода в концы, можно записать

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\gamma} (bt - \theta) + q_2 \quad \text{при } t = 0, \quad \theta = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$\theta = T_i - T_s, T_g = bt \text{ и } q_2 = q_1/c \rho S.$$

Решение (4) записывается в виде:

$$\theta = bt - \gamma (b - q_2) [1 - \exp(-t/\gamma)]. \quad (5)$$

Из (5) следует, что излучение из пламени улучшает теплоинерционную характеристику термопары. Для баллиститных порохов $q_2 \ll b$, а для смесевых составов с алюминием по оценке [10] $q_2 \approx \Psi b$, где $\Psi < 1$.

Для термопары, находящейся в стационарном состоянии в пламени без учета стока тепла в концы, можно записать баланс тепла в виде

$$\alpha_k (T_g - T_i) \Pi = 0,5 \sigma \epsilon_i (T_i^4 - T_w^4) \Pi + 0,5 \sigma \epsilon_i \epsilon_s (T_i^4 - T_s^4) \Pi - \sigma \epsilon_i (\epsilon_f T_f^4 - a_f T_i^4) \eta \cdot \Pi.$$

Тогда

$$\Delta T = T_g - T_i = \alpha_k^{-1} \{0,5 \sigma \epsilon_i (T_i^4 - T_w^4) + 0,5 \epsilon_s (T_i^4 - T_s^4) - \eta (\epsilon_f T_f^4 - a_f T_i^4)\}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что снижение погрешности из-за излучения достигается путем улучшения характеристик теплообмена и уменьшения излучательной способности термопар.

Экспериментальный способ определения постоянной времени

Расчетный способ определения коэффициентов теплообмена для применяемой формы и геометрических размеров термопары в принципе не может дать надежных результатов, так как в литературе нет соответствующих исходных данных. Расчет затруднен еще и потому, что нет надежных данных по составу газов при горении пороха. В связи с этим понятен интерес к экспериментальному определению характеристик термопар.

Описанные в литературе способы определения постоянной времени тепловой инерции термопары в условиях горения пороха практически осуществить не удастся. Это связано с тем, что термопары «живут» в пламени короткое время и, кроме того, в сечении факела температура неоднородна. Авторами была решена задача определения постоянной γ непосредственно в газовой фазе горящего пороха. Суть способа заключается в кратковременном перегреве термопары с помощью электрического тока и измерения времени ее остывания. Обработка кривой остывания проводилась по формулам элементарной теории тепловой инерции [11].

Величина γ связана простым соотношением с суммарным коэффициентом теплопередачи α_m и параметром спая:

$$\alpha_m = \alpha_k + \alpha_n, \quad (7)$$

$$\gamma = \Phi / \alpha_m S_{\text{бок}}, \quad (8)$$

где Φ — объемная теплоемкость; $S_{\text{бок}}$ — боковая поверхность термопары. Легко показать, что формула (8) применима и в случае совместного теплообмена конвекцией и излучением, если только суммарный коэффициент теплообмена α_m сохраняет постоянное значение. В частности, в случае наших измерений можно записать следующее уравнение для остывания проволоки, используя (1),

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\alpha_k \Pi}{c \rho S} (T_g - T_i) - \frac{q_3}{c \rho S}, \quad (9)$$

где

$$q_3 = 0,5 \sigma \epsilon_i \Pi [T_i^4 - T_w^4 + \epsilon_s (T_i^4 - T_s^4) - 2(\epsilon_f T_f^4 - a_f T_i^4)].$$

Второй член в правой части (9) можно представить в виде

$$\frac{q_3}{c \rho S} \approx \frac{\alpha_n \Pi}{c \rho S} (T_g - T_i), \quad \alpha_n = \text{const}. \quad (10)$$

Соотношение (10) выполняется с точностью до 15—20%, когда $1000^\circ < T_g < 2000^\circ \text{K}$ и $150^\circ \leq T_g - T_i \leq 300^\circ$. Если учесть, что по оценкам $\alpha_n = 0,2 \div 0,3 \alpha_k$, то α_m при изменении T_i на $150 \div 300^\circ$ над уровнем T_g меняется не более чем на 5—10%. Следовательно, можно записать вместо (9) справедливое только для узкого интервала температур ($T_g + 300^\circ$) и ($T_g + 150^\circ$) уравнение

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\alpha_m \Pi}{c \rho S} (T_g - T_i) = \frac{1}{\gamma} (T_g - T_i), \quad (11)$$

тогда по определенным в этом температурном интервале величинам находится α_m и $\alpha_k = \alpha_m - \alpha_l$.

Экспериментальное определение γ осуществлялось с помощью электрической схемы, показанной на рис. 2. Малоинерционные переключатели (типа «геркон») управлялись с помощью дополнительной схемы на полупроводниках (на рисунке не показанной). Э. д. с. термопары записывалась на электронном осциллографе. Переключатели K_1 и K_2 работали таким образом, что в момент нагрева термопары от батареи вход осциллографа замыкался накоротко. Такая последовательность работы переключателей обеспечила запись сигнала с минимальными наводками. Постоянная времени измерительной цепи не превышала 20 мксек.

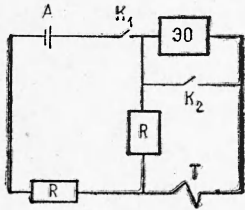


Рис. 2. Электрическая схема (K_1 и K_2 — ключи, ЭО — электронный осциллограф, Т — термопара, R — сопротивление, А — аккумулятор).

В газовой фазе горящего пороха Н была измерена постоянная времени термопары при давлении 20 и 50 ати. Измерения проводились на уровне температуры 1400° К (20 ати) и 1700° К (50 ати). Кривые остывания приведены на рис. 3. При $p=20$ ати и $T_g \approx 1400^\circ$ К получено $\gamma \approx 1,4$ мсек, откуда $\alpha_m = 0,16$ кал/см²·сек·град (принято $c_{ртерм} = 0,65$ кал/г·град, $h_{терм} = 7 \cdot 10^{-4}$ см). При $p=50$ ати и $T_g = 1700^\circ$ К $\gamma \approx 0,7$ мсек, $\alpha_m = 0,32$ кал/см²·сек·град. Так как в этих условиях α_l соответственно равны $\approx 4 \cdot 10^{-2}$ и $7 \cdot 10^{-2}$ кал/см²·сек·град, получаем $\alpha_k = 0,12$ кал/см²·сек·град ($p=20$ ати) и $\alpha_k = 0,25$ кал/см²·сек·град ($p=50$ ати).

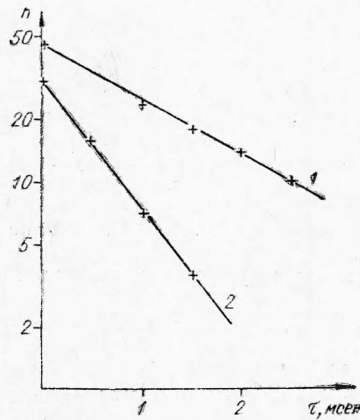


Рис. 3. График для нахождения постоянной времени ($h = \text{const} T_i$).
1 — $p=20$ ати, $T_g = 1400^\circ$ К; 2 — $p=50$ ати, $T_g = 1700^\circ$ К.

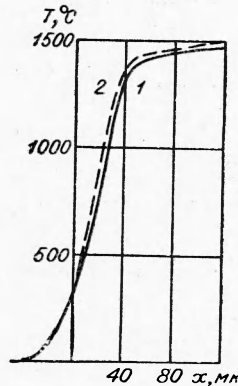


Рис. 4. Температурное распределение в порохе Н при начальной температуре 293° К.

Оценим влияние стока тепла в концы термопары при измерении постоянной времени тепловой инерции. В простейшем виде уравнение теплопроводности для термопары, остывающей в газе с нулевой температурой, при нулевой температуре на концах записывается:

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} - \frac{1}{\gamma} T_i; \quad (12)$$

при $t = 0$ $T_i = T_H$; при $x = 0$ $\frac{\partial T_i}{\partial x} = 0$; при $x = l$ $T_i = 0$. Решение (12) для $x=0$ имеет вид

$$\frac{T(0, t)}{T_H} = \exp(-t/\gamma) \left\{ \frac{4 T_H}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \exp \left[\frac{-\alpha (2n+1) \pi^2 t}{4 l^2} \right] \right\}. \quad (13)$$

В условиях измерений, когда $\gamma \approx 1 \cdot 10^{-3}$ сек, $\kappa = 0,5$ см²/сек, $l = 1$ см, выражение в фигурных скобках в (13) при $t = 3\gamma$ отличается от 1 не более чем на 1–2%.

Полученные выше оценки были использованы для обработки температурного профиля в газовой фазе пороха Н. Исходные данные для расчета при 50 ати: $k = 2,9 \cdot 10^5$ град/см; $b = u \cdot k = 1,85 \cdot 10^5$ град/сек; $\tau \gamma = 7 \cdot 10^{-4}$ сек; $a_k = 0,25$ кал/см · сек · град; $h_i = 7 \cdot 10^{-4}$ см; $\kappa = 0,5$ см²/сек; $c\rho = 0,65$ кал/см³ · град; $l = 3 \cdot 10^{-1}$ см.

Когда $t/\gamma > 5$, по формуле (3) имеем

$$\Delta T_{\infty} = b \cdot \gamma + kl/m \text{ Sh } m = 130 + (0) = 130^{\circ}.$$

Для расчета поправки на излучение принято: $T_f = 2400^{\circ} \text{K}$; $T_i = 1700^{\circ} \text{K}$; $\varepsilon_i = 0,9$; $\varepsilon_s = 0,76$; $d = 0,5$ см; $\varepsilon_f = 1 - \exp(-\beta \rho_f d) = 0,18$ и $a_f = 1 - \exp(-\beta \rho_i d) = 0,24$ по [2], где $\beta = 40$ см²/г по [12], ρ_f и ρ_i — плотности газа при T_f и T_i . По формуле (6) имеем $\Delta T = 1,36 \cdot 0,9(9,97 - 3,64)/0,25 \approx 25^{\circ}$.

На рис. 4 в качестве примера приведены измеренная (1) и скорректированная (2) кривые распределения температуры в газовой фазе горящего пороха Н при 50 ати.

Поступила в редакцию
15/IX 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Зенин. ИФЖ, 1962, 5.
2. С. С. Кутателадзе, В. М. Боришанский. Справочник по теплопередаче. Л.—М., Госэнергоиздат, 1959.
3. М. Якоб. Вопросы теплопередачи. М., ИЛ, 1960.
4. Э. В. Конев. Канд. дисс. ИХКиГ, Новосибирск, 1967.
5. R. Klein a. o. J. Phys. Chem., 1950, 54, p. 877.
6. C. A. Keller, A. S. Gordon. J. Phys. Chem., 1955, 59, p. 773.
7. В. К. Боболев и др. Докл. АН СССР, 1963, 151, 503.
8. R. F. McAlevy. III a. o. AIAA J., 1968, 6, 6, 180.
9. J. Powling. XI-th Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh, Pennsylvania, 1967, p. 447.
10. А. А. Зенин и др. ФГВ, 1968, 4, 2.
11. Н. А. Ярышев. Теоретические основы измерения нестационарных температур. Л., «Энергия», 1967.
12. С. С. Пеннер. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газа. М., ИЛ, 1963.

УДК 536.461

О ПРИРОДЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАДИКАЛОВ В УГЛЕВОДОРОДНЫХ ПЛАМЕНАХ

В. И. Твердохлебов, Н. Н. Чиркин
(Днепропетровск)

В ряде работ [1, 2] отмечалось, что между хемивозбуждением и химионизацией в углеводородных пламенах существует тесная связь. С одной стороны, высказывались предположения о том, что возбужденные радикалы являются предшественниками образования ионов. С другой стороны, возбуждение некоторых радикалов связывалось с процессом электронно-ионной рекомбинации. Так, в работе [3] предполагалось, что возбужденный радикал C_2^* может образоваться в процессе рекомбинации углеводородного иона (например, иона $C_3H_3^+$) с электроном. Эта идея не лишена смысла, так как