

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. З. Агушевич, Влияние теплопроводности и излучения на переходные характеристики контактных термоприемников, *ТВТ*, 1968, том 6, выпуск 3, 562–566

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.90.61

9 ноября 2024 г., 16:41:30



где

$$B(b_{01}) = \frac{1}{\sqrt{c_{01}^2 + b_{01}^2}} b_{01} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{z_{0M}}{\sqrt{c_{01}^2 + b_{01}^2}} + \frac{1}{\sqrt{c_{01}^2 + z_{0N}^2}} z_{0M} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b_{01}}{\sqrt{c_{01}^2 + z_{0N}^2}}, \quad (4)$$

$$B(b_{01}) = \frac{1}{\sqrt{c_{01}^2 + b_{01}^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{z_{0N}}{\sqrt{c_{01}^2 + b_{01}^2}},$$

$b_{01} = \sin \alpha_0 - \sin \alpha_N$, $b_{02} = \sin \alpha_0 + \sin \alpha_N$, $\sin \alpha_0 = b/r$, $c_{01} = \cos \alpha_N - \cos \alpha_0$.

Выражения для $B(b_{02})$ и $B(b_{02})$ получаются из соответствующих выражений (4) для $B(b_{01})$ и $B(b_{01})$ путем подстановки b_{02} вместо b_{01} .

Искомая формула для локального углового коэффициента излучения $\varphi(N, F_N)$ окончательно имеет вид

$$\varphi(N, F_M) = [A_1(z_{0N}) + A_1(l_{0N})] / 2\pi,$$

где выражение для $A_1(l_{0N})$ получается по формуле (3) при замене z_{0N} на $l_{0N} = l_0 - z_{0N}$.

В наиболее характерных частных случаях ($l_0 \rightarrow \infty$, $l_0 \rightarrow 0$, $\alpha_0 \rightarrow 0$, $\alpha_0 \rightarrow \pi$, $\alpha_M = 0$) из выведенной формулы вытекают формулы, полученные другими исследователями и опубликованные в [2—5].

Закрывая систему, представленную на рисунке, с торцов круговыми сегментами с однородными, серыми, изотермическими поверхностями F_p для элемента dF_N , расположенного в сечении цилиндрической полости поперечной плоскостью симметрии, по свойству замкнутости для локального углового коэффициента $\varphi(N, F_p)$ получаем

$$\varphi(N, F_p) = 1/2[1 - \varphi(N, F_M) - \varphi(N, F_N)],$$

где $\varphi(N, F_N)$ — локальный угловой коэффициент самооблучения цилиндрической полости F_N , формула для которого приведена в [2].

Краснодарский политехнический институт

Поступило в редакцию
5 I 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Суринов. Сб. Теплопередача и тепловое моделирование. Изд-во АН СССР, 1959.
2. В. М. Мелентьев. Изв. высш. учебн. завед. Энергетика, № 2, 1965.
3. А. Г. Блох. Основы теплообмена излучением. Госэнергоиздат, 1962.
4. М. Яков. Вопросы теплопередачи. Изд. иностр. лит., 1960.
5. Е. И. Казанцев. Промышленные печи. «Металлургия», 1964.

УДК 536.5

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНТАКТНЫХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ

А. З. Агушевич

В последнее время в специальной литературе довольно широко освещаются вопросы измерения температуры динамическими методами [1], большинство из которых основывается на теории регулярного теплового режима первого рода [2]. Однако сложные условия теплообмена, изменение температуры среды и интенсивности теплоотдачи во время измерения, зависимость теплофизических характеристик от температуры и т. п. могут в значительной мере исказить переходную характеристику термодатчиков и, следовательно, вносить методические погрешности в динамические измерения.

Поскольку задача о нахождении реальной переходной функции термодатчика аналитически трудно разрешима, обычно исследуются идеализированные термодатчики, а рядом составляющих теплового баланса пренебрегают.

Наиболее полное решение нестационарной задачи с учетом кондуктивного теплоотвода получено Н. А. Ярышевым [3, 4]; в [5] рассматривается влияние изменения теплофизических характеристик на переходные процессы. В [3, 4] при составлении уравнения теплового баланса было принято, что теплообмен излучением линейно зависит от разности температур датчика и окружающих тел. Такое допущение, позволяющее применить операционный метод Лапласа и получить приближенные решения, утрачивает свою правомерность при высоких температурах.

Ниже приводятся вывод и результаты приближенного решения уравнения теплообмена идеализированного термодатчика численными методами.

Рассмотрим переходную характеристику термоприемника, модель которого представляет собой длинный однородный стержень постоянного сечения с периметром p и площадью σ (рис. 1). Термоприемник помещен в жидкую или газообразную фазу, температура которой скачкообразно меняется от начального значения $T_0 [^\circ \text{K}]$ до нового значения $T_{ж} = \text{const}$. Исследуемая тепловая система «термоприемник — среда» окружена замкнутой поверхностью с постоянной температурой, т. е. $T_{ст} = \text{const}$. Физические характеристики термоприемника: плотность γ , удельная теплоемкость c , степень черноты ϵ и коэффициент теплопроводности λ , а также коэффициент теплоотдачи от среды к термоприемнику α будем считать постоянными, не зависящими от температуры и времени. Примем также, что в силу большой теплопроводности материала и малых поперечных размеров термоприемника по сравнению с его длиной, распределение температуры по сечению будет равномерным. Тогда поставленная задача будет состоять в нахождении температуры термоприемника $T(x, \tau)$, зависящей от одной координаты x и времени τ .

Сформулируем начальные и граничные условия.

1) Температура термоприемника в начальный момент времени ($\tau = 0$) одинакова по всей его длине и равна T_0 , т. е.

$$T(x, 0) = T_0 = \text{const.} \quad (1)$$

2) Температура закрепленного конца термоприемника ($x = 0$) практически не меняется за время переходного процесса, так как крепежная арматура намного инерционнее самого термоприемника. Тогда

$$T(0, \tau) = T_0 = \text{const.} \quad (2)$$

3) Теплообменом со свободного торца термоприемника ($x = L$, где L — длина термоприемника) можно пренебречь

$$\partial T(L, \tau) / \partial x = 0. \quad (3)$$

Для удобства математических выкладок перейдем к избыточным, по сравнению с начальной, температурам. Тогда

$$\vartheta_{ж} = T_{ж} - T_0, \quad \vartheta_{ст} = T_{ст} - T_0,$$

$$\vartheta(x, 0) = 0, \quad (1a)$$

$$\vartheta(0, \tau) = 0, \quad (2a)$$

$$\partial \vartheta(L, \tau) / \partial x = 0. \quad (3a)$$

Сформулированные граничные и начальные условия на практике соответствуют динамическому способу измерения температур при помощи термоприемника, укрепленного в массивной или охлаждаемой державке и практически мгновенно погружаемого в среду, прозрачную для тепловых лучей. Условия справедливы также для быстрого изменения температуры среды от одного установившегося значения до другого, например, при запуске газотурбинного или ракетного двигателя. В этих и аналогичных случаях детали, в которых закреплен термоприемник, намного его инерционнее, и температура их не меняется за время переходных процессов в термоприемнике.

Тепловой баланс для произвольного элементарного объема термоприемника, заключенного между сечениями x и $x + dx$, запишется следующим образом:

$$c\gamma\sigma \frac{\partial \vartheta(x, \tau)}{\partial \tau} dx = \alpha p [\vartheta_{ж} - \vartheta(x, \tau)] dx + \lambda \sigma \frac{\partial^2 \vartheta(x, \tau)}{\partial x^2} dx + \quad (4)$$

$$+ C_0 10^{-8} \epsilon p \{ [\vartheta_{ст} + T_0]^4 - [\vartheta(x, \tau) + T_0]^4 \} dx,$$

где $C_0 = 5,68 \text{ вт/м}^2 \text{ град}^4$.

Полученное дифференциальное уравнение аналитически не решается. Для упрощения принимаем закон распределения температуры по длине термоприемника в виде

$$\vartheta_{ж} - \vartheta(x, \tau) = C_1(\tau) e^{-K(\tau)x} + C_2(\tau) e^{K(\tau)x}. \quad (5)$$

Последнее основывается на следующих соображениях: во-первых, решение статической задачи при отсутствии теплообмена излучением дает именно такой закон распределения температуры по длине стержня [6], только K , C_1 и C_2 являются постоянными величинами, не зависящими от времени; во-вторых, сумма двух экспонент при соответствующем подборе коэффициентов $C_1(\tau)$, $C_2(\tau)$ и $K(\tau)$ может с достаточной точностью описать большинство кривых аperiodического характера.

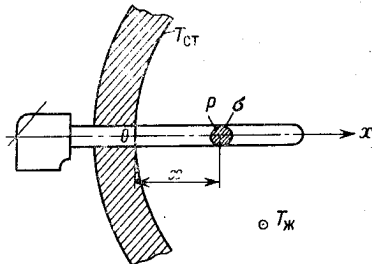


Рис. 1. Принципиальная модель контактного термоприемника

Из условий (2а), (3а) и выражения (5) получим

$$\frac{\partial^2 \vartheta(x, \tau)}{\partial x^2} = -K^2(\tau)[\vartheta_{ж} - \vartheta(x, \tau)], \quad (6)$$

где

$$K(\tau) = \pm \frac{1}{2L} \ln \frac{\vartheta_{ж} - \sqrt{2\vartheta_{ж}\vartheta(L, \tau) - \vartheta^2(L, \tau)}}{\vartheta_{ж} + \sqrt{2\vartheta_{ж}\vartheta(L, \tau) - \vartheta^2(L, \tau)}}. \quad (7)$$

Используя выражения (6) и (7), дифференциальное уравнение в частных производных (4) преобразуем в обыкновенное нелинейное дифференциальное уравнение первого порядка

$$c\gamma\sigma \frac{d\vartheta(x, \tau)}{d\tau} = a\rho[\vartheta_{ж} - \vartheta(x, \tau)] + \frac{\lambda\sigma}{4L^2}[\vartheta(x, \tau) - \vartheta_{ж}] \times \\ \times \ln^2 \frac{\vartheta_{ж} - \sqrt{2\vartheta_{ж}\vartheta(L, \tau) - \vartheta^2(L, \tau)}}{\vartheta_{ж} + \sqrt{2\vartheta_{ж}\vartheta(L, \tau) - \vartheta^2(L, \tau)}} + C_0 \varepsilon \rho \cdot 10^{-8} \{[\vartheta_{с\tau} + T_0]^4 - [\vartheta(x, \tau) + T_0]^4\}. \quad (8)$$

Интегрирование такого уравнения для координаты $x = L$ можно с высокой точностью осуществить численным методом Рунге — Кутта на электронных цифровых

вычислительных машинах (ЭЦВМ) [7]. Для нахождения температуры в любом другом сечении $0 \leq x \leq L$ используются полученное уравнение (8) и уравнение (5).

Многие термоприемники имеют чувствительный элемент небольших размеров, расположенный на незакрепленном торце термоприемника ($x = L$), например, открытая термопара, миниатюрные термометры сопротивления и т. п. Рассмотрим более подробно полученное уравнение (8) для такого случая. Введем следующие обозначения: ϑ_L — температура незакрепленного конца стержня; $\theta_L = \vartheta_L / \vartheta_{ж}$ — относительное изменение избыточной температуры конца стержня; $D_0 = 4\sigma / \rho$ — эквивалентный диаметр; $m_0 = 4\alpha / c\gamma D_0$ — темп разгона датчика при отсутствии

тепловода и излучения; $Bi = \alpha D_0 / \lambda$ — критерий Био, в котором за определяющий размер взят эквивалентный диаметр; $K_{\pi} = C_0 \cdot 10^{-8} \varepsilon \alpha^{-1} \vartheta_{ж}^3$ — комплекс, характеризующий относительную интенсивность лучистого теплообмена; $\rho = L / D_0$ — относительная глубина погружения термоприемника в среду.

После преобразования уравнение теплообмена для чувствительного элемента, расположенного на свободном торце термоприемника, запишется в виде

$$\frac{d\theta_L}{d\tau} = m_0 \left\{ 1 - \theta_L - \frac{1 - \theta_L}{16 Bi \rho^2} \ln^2 \frac{1 - \sqrt{\theta_L(2 - \theta_L)}}{1 + \sqrt{\theta_L(2 - \theta_L)}} - K_{\pi} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(\theta_L + \frac{T_0}{\vartheta_{ж}} \right)^4 - \left(\frac{\vartheta_{с\tau}}{\vartheta_{ж}} + \frac{T_0}{\vartheta_{ж}} \right)^4 \right] \right\}. \quad (9)$$

В частном случае, когда отсутствует теплообмен излучением ($\varepsilon = 0$), получим

$$\frac{d\theta_L}{d\tau} = m_0 \left[1 - \theta_L - \frac{1 - \theta_L}{16 Bi \rho^2} \ln^2 \frac{1 - \sqrt{\theta_L(2 - \theta_L)}}{1 + \sqrt{\theta_L(2 - \theta_L)}} \right]. \quad (10)$$

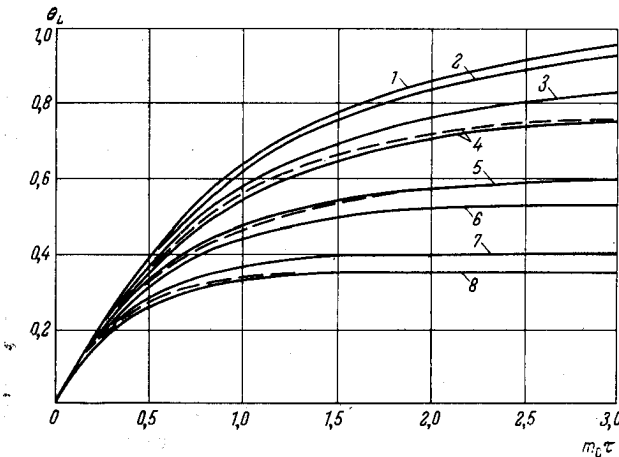


Рис. 2. Переходные характеристики термоприемника при отсутствии теплоизлучения ($K_{\pi} = 0$) $\kappa = 1/4Bi\rho^2$ (сплошная линия — по уравнению (9), пунктирная — точное решение): 1 — $\kappa = 0,00$; 2 — $\kappa = 0,0625$; 3 — $\kappa = 0,125$; 4 — $\kappa = 0,2$; 5 — $\kappa = 0,4$; 6 — $\kappa = 0,5$; 7 — $\kappa = 0,8$; 8 — $\kappa = 1,0$

Если, кроме излучения, отсутствует и тепловод ($\lambda = 0$, $Bi = \infty$), уравнение приводится к обычному виду [2]

$$d\theta_L / d\tau = m_0(1 - \theta_L) \quad (11)$$

Из формул (8), (10) и (11) видно, что установившееся значение температуры $\theta_L(\infty) = 1,0$ имеет место только при отсутствии тепловода и теплообмена излучением, во всех других случаях $\theta_L(\infty) < 1,0$. Значение $\theta_L(\infty)$ находится из выражения (9) или (10) при $d\theta_L / d\tau = 0$. В частности, при $\varepsilon = 0$, $\lambda \neq 0$ из (10) получим

$$\theta_L(\infty) = 1 - 1 / \text{ch}(2\rho\sqrt{Bi}),$$

что совпадает с решениями, полученными в [3, 6].

Полученное уравнение (9) решалось на ЭЦВМ при различных значениях ρ , Bi и K_L . Для проверки справедливости принятого допущения (5) при тех же исходных данных на ЭЦВМ непосредственно решалось исходное дифференциальное уравнение (4) по разностной схеме. Сопоставление обоих решений показало, что разница между текущими значениями $\theta_L(\tau)$ не превышает 4–5% в диапазоне $\rho \geq 7,0$, $Bi \geq 0,015$ и $K_L \leq 0,5$. Однако программирование и решение полученных уравнений (8) и (9) намного проще и отнимает гораздо меньше машинного времени, чем решение исходного уравнения (4).

По полученному дифференциальному уравнению теплообмена (9) в координатах θ_L (относительное изменение температуры), $m_0\tau$ (относительное время) построено семейство переходных характеристик термоприемника с чувствительным элементом, расположенным в

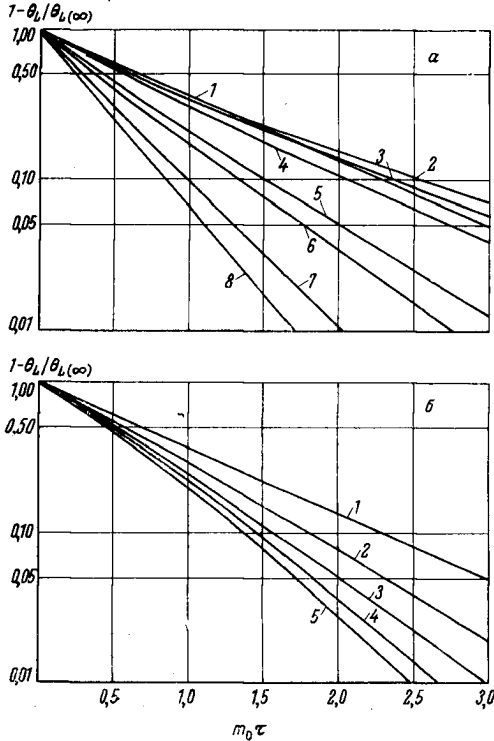


Рис. 3

Рис. 3. Переходные характеристики термоприемника в полулогарифмических координатах (относительно установившегося значения)

а) $K_L = 0$, 1–8 – см. рис. 2. б) $\lambda = 0$; 1 – $\varepsilon = 0,0$, $K_L = 0,0$; 2 – $\varepsilon = 0,25$, $K_L = 0,1$; 3 – $\varepsilon = 0,5$, $K_L = 0,2$; 4 – $\varepsilon = 0,75$, $K_L = 0,3$; 5 – $\varepsilon = 1,0$, $K_L = 0,4$

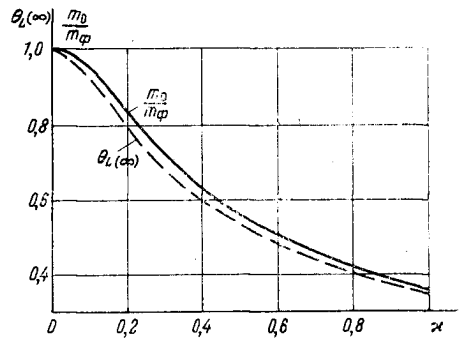


Рис. 4

Рис. 4. Изменение темпа разогрева и установившегося значения в зависимости от тепловода

торце, при различных сочетаниях ρ , Bi и K_L (рис. 2). Обработка переходных характеристик в полулогарифмических координатах $[1 - \theta_L / \theta_L(\infty)]$, $m_0\tau$ (рис. 3) показывает, что в сложных условиях теплообмена термоприемник уже нельзя рассматривать как аperiodическое звено первого порядка (нелинейность кривых на рис. 3). Однако в широком диапазоне практически возможных значений ρ , Bi и K_L отклонения переходных характеристик от экспонент незначительны в большей части переходного процесса. Это обстоятельство позволяет утверждать, что погрешность динамического метода измерения температуры, основанного на теории регулярного теплового режима первого рода, возникающая вследствие искажения переходных процессов при наличии кондуктивного отвода тепла и лучистого теплообмена, будет незначительной.

Из уравнения (9) и приведенного решения видно, что переходная характеристика близка к экспоненциальной, если ее рассматривать относительно своего установившегося значения, а не относительно всего возмущения, равного 1,0. В этом случае на-

блюдается увеличение фактического темпа разогрева чувствительного элемента термомприемника m_{ϕ} по сравнению с m_0 , когда теплоотвод и теплообмен излучением отсутствуют (рис. 4). Объясняется это тем, что влияние кондуктивного отвода тепла и лучистого теплообмена на статические свойства термомприемника (на последнюю фазу переходного процесса) сильнее, нежели на динамические. При динамических методах измерения находится установившаяся температура термомприемника $T(\infty)$, отличающаяся от температуры среды $T_{ж}$ на величину статического недохода, т. е. статическая погрешность будет одинакова как при стационарных, так и при динамических методах измерения.

Москва

Поступило в редакцию
23 I 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Гордов. Основы пирометрии. «Металлургия», 1964.
2. Г. М. Кондратьев. Тепловые измерения. Машгиз, 1957.
3. И. А. Ярышев. Некоторые задачи теории теплопроводности температурных датчиков (Кн. Тепло- и массоперенос, т. 5). Изд-во АН БССР, Минск, 1963.
4. Н. А. Ярышев. Измерительная техника, № 5, 1965.
5. Л. И. Сметанина. Теплофизика высоких температур, 2, № 1, 1964.
6. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, 1949.
7. Библиотека стандартных программ (под ред. М. Р. Шура-Бура). ЦБТИ Мосгорсовнархоза, 1961.

УДК 537.525.1

ОБ ЭМИССИИ ВОЛЬФРАМОВЫХ ЭЛЕКТРОДОВ В ПЛАЗМАТРОНАХ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

В. С. Бородин, Ф. Г. Рунберг

Устойчивый режим работы плазматронов в значительной мере зависит от процессов, происходящих на электродах, и, в частности, от того, имеется ли на электроде эмитирующее пятно или же эмитирует значительная часть поверхности электрода.

Настоящая работа посвящена измерениям температуры электродов, зависимости плотности тока и характера эмиссии от температуры электродов, а также зависимости величины напряжения повторного зажигания дуг от температуры электродов.

Все измерения проводились на трехфазных плазматронах переменного тока, описанных в [1]. В качестве рабочего газа использовался аргон. При проведении измерений

давление газа в рабочей камере плазматрона поддерживалось равным 4 атм , а расход газа составлял $2,1 \text{ г/сек}$.

Метод измерения температуры электродов. На рис. 1 изображена оптическая схема измерения температуры электродов.

При помощи длиннофокусной ахроматической

линзы L с фокусным расстоянием 70 см увеличенное в $5,5$ раза изображение электродов работающего плазматрона $Пл$ проектируется либо на экран $Э$, либо на щель монохроматора $М$. На рис. 2 представлены фотографии электродов при работе в режиме с эмитирующим пятном (а) и без пятна (б). Из рис. 2 видно, что значительная часть поверхности электродов не закрыта плазмой дуги. Следовательно, возможно измерение температуры электрода вне области электродного пятна.

Измерение производилось двумя способами.

а) При помощи пирометра П-типа ОПНИР-017 определялась яркостная температура изображения электрода. Для перехода к истинной температуре электрода на место электродов плазматрона помещался эталонный источник света с известной температурой (лампа СИ10-300). Подбирая яркость эталонного источника соответственно яркости электрода, можно определить абсолютное значение температуры электрода.

б) Для измерения возможных малых колебаний температуры электродов целесообразней применить следующий метод.

Изображение электрода проектируется на щель монохроматора, который выделяет узкий спектральный участок в области $8000-10000 \text{ \AA}$, что соответствует области максимальной чувствительности используемого ФЭУ-22. Сигнал после фотомножите-

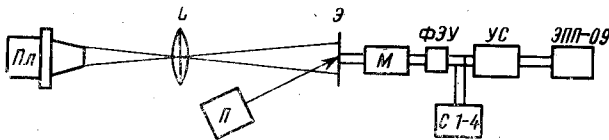


Рис. 1