

Ю.А. Поляков

(Академия ГПС МЧС России: e-mail: info@academygps.ru)

АНАЛИЗ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ПЛЁНОЧНОГО ТЕРМОСЕНСОРА ПОЖАРНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Представлены результаты анализа быстродействия плёночного термосенсора пожарного назначения. Выведен критерий термической прозрачности чувствительного элемента теплового датчика.

Ключевые слова: тонкоплёночный термосенсор, быстродействие, критерий термической прозрачности.

Yu.A. Polyakov

THE ANALYSIS OF FAST-ACTING OF FILM TERMOSENSOR FIRE PURPOSE

The results of analysis of fast-acting of film termosensor of fire purpose are observed. The criterion of thermic clear of sensible element of heat sensor is deduced.

Key words: thin-film termosensor, fast-acting, criterion of thermic clear.

Статья поступила в редакцию Интернет-журнала 18 ноября 2015 г.

Первой задачей информационных и сигнальных систем упреждающей диагностики является надёжное распознавание предпожарной ситуации и включение системы аварийной защиты.

Применение тонкоплёночных термометров сопротивления в качестве первичных быстродействующих сигнализаторов противопожарной и аварийной автоматики открывает большие возможности для разработки многоканальных систем на основе технологии микроэлектроники.

Принцип работы плёночных термосенсоров основан на температурной зависимости их электрического сопротивления или контактной разности потенциала. Высокими метрологическими характеристиками (широкий диапазон температур измерения, линейность характеристики, значительная чувствительность) обладают терморезисторы на основе металлов.

К термосенсорам быстрого реагирования, которые используются в качестве пожарных сигнализаторов, предъявляются новые требования – малая инерционность, высокая чувствительность, долговременная стабильность метрологических характеристик, миниатюрность измерительной ячейки и относительно невысокая стоимость. В этой связи возникла необходимость разработки для нужд пожарного дела нового поколения термосенсоров, отвечающих всем этим требованиям, на основе планарной технологии [1].

Анализ быстродействия плёночного термосенсора

Для расчёта основополагающих динамических параметров *метода плёночной термометрии (МПТ)* с целью его корректного применения в качестве средства раннего обнаружения опасных факторов пожара и индикатора воспламенения нами предложена тепловая модель – тонкая чувствительная плёнка на массивной диэлектрической подложке.

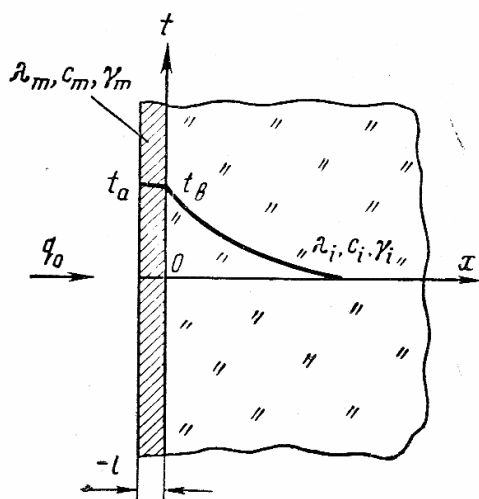


Рис. 1. Формализованная тепловая модель МПТ:

t_a, t_b – температуры внешней поверхности и контакта системы двух тел соответственно;
 $\lambda_m, c_m, \gamma_m; \lambda_i, c_i, \gamma_i$ – тепловые свойства плёнки и подложки соответственно;
 q_0 – удельный тепловой поток; l – толщина плёнки

Проведём анализ времени быстродействия плёночного термосенсора (ПТС), полагая, что реальное тело (подложку) можно заменить полупространством, а *чувствительный элемент (ЧЭ)* – неограниченной пластиной конкретной толщины.

Теория метода индикации нестационарной температуры поверхности сводится к решению и анализу тепловой краевой задачи о нахождении температурных полей пластины и полуограниченного тела, находящихся в идеальном термическом контакте.

При решении предполагается, что задача одномерная; теплофизические свойства обоих тел известны и не зависят от температуры.

Формализуем постановку задачи.

С момента времени $\tau > 0$ система подвергается со стороны внешней поверхности плёнки тепловому воздействию в виде функциональной зависимости теплового потока от времени – $q = \varphi(\tau)$.

При решении краевой задачи операционным методом принято, что $q(\tau) = q_0 = \text{const}$. В результате температура контакта плёнки и подложки представляется как ($x = 0$):

$$t_b = t_m(0, \tau) = \frac{4q_0 \sqrt{a_i \tau} Z}{\lambda_i (1+Z)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right)^n \text{ierfc} \frac{(2n+1)}{\sqrt{Fo}}. \quad (1)$$

Температура внешней поверхности плёнки определяется как:

$$t_a = t_m(-l, \tau) = \frac{2q_0 \sqrt{a_i \tau} Z(1-Z)}{\lambda_i (1+Z)} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right)^n \text{ierfc} \frac{n+1}{\sqrt{Fo}} + \\ + \frac{2q_0 \sqrt{a_i \tau} Z}{\lambda_i} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right)^n \text{ierfc} \frac{n}{\sqrt{Fo}}, \quad (2)$$

где $Z = \sqrt{\frac{\lambda_i c_i \gamma_i}{\lambda_m c_m \gamma_m}} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_m}$ – отношение коэффициентов теплоусвоения;

$\text{ierfc} \dots$ – функция Гаусса [2];

a_i – коэффициент температуропроводности материала подложки;

$Fo = \frac{a_m \tau}{\ell^2}$ – критерий Фурье.

Если в качестве ЧЭ применяется плёночный термометр сопротивления или плёночная ветвь тонкослойной термопары, то можно оценить время быстрогодействия теплового сенсора.

Для конкретизации ограничимся уровнем выравнивания 0,98.

Иначе, время τ_i , необходимое для установления $t_b/t_a = 0,98$, будем считать временем быстрогодействия. При этом ЧЭ становится практически термически прозрачным.

Это время будет определяться зависимостью относительной температуры t_b/t_a от критерия Фурье для конкретной пары материалов ЧЭ и подложки, то есть безразмерной величины Z , которая определяет соотношение теплофизических свойств контактирующих пластины и полупространства (рис. 2).

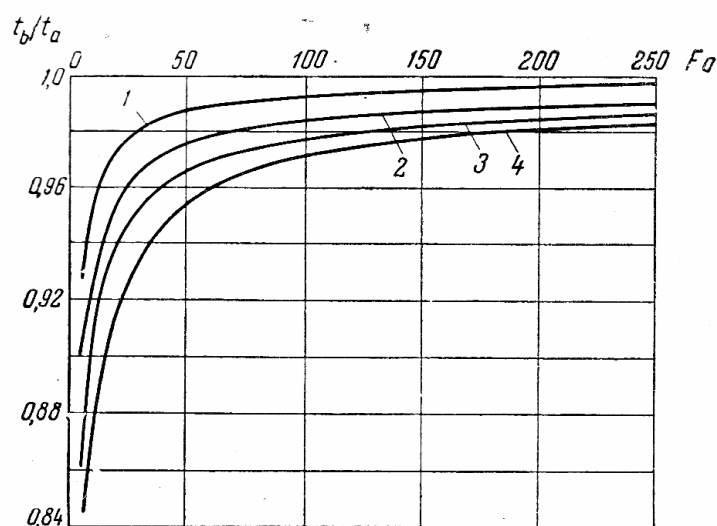


Рис. 2. Расчётная зависимость относительной температуры от критерия Фурье:

1 – $Z = 0,0108$; 2 – $0,087$; 3 – $0,186$;
4 – $0,26$ (вариант плёночной термопары)

Результаты расчётов показывают, что при выполнении критерия Фурье, равного 200 и более, градиента температуры по толщине плёнки (пластины) практически нет. При последующем анализе этим градиентом можно пренебречь.

Для ЧЭ, функционирующего в режиме термометра сопротивления, время быстрогодействия это время практического совпадения средней температуры ЧЭ с температурой любой точки сечения плёнки, в том числе и контакта.

Для плёночной термопары на подложке это время совпадения (до 0,98) температуры спая с температурой контакта термопары и подложки.

В табл. 1 даны результаты расчётов времени быстрогодействия для различных сочетаний материалов плёнки и подложки.

Таблица 1

№	Сочетания плёнки с подложкой	$\alpha_l \cdot 10^6$ плёнки, 1/град	$\alpha_s \cdot 10^6$ подложки, 1/град	$Z = \frac{\varepsilon_l}{\varepsilon_m}$	F_0 ($\Theta_s = 0,98$)	τ_t мксек
1	Платина на стекле БД-1	8,6	8,5	0,087	70	0,028
2	Платина на кварце	8,9	7,0	0,265	540	0,206
3	Платина на ситалле	8,9	13,0	0,258	500	0,202
4	Цирконий на кварце	6,3	7,0	0,805	1100	1,580
5	Тантал на сапфире	6,5	5,0	0,749	1080	0,498
6	Никель на кварце II с – оси	13,3	13,7	0,258	500	0,213
7	Титан на кварце	8,4	7,0	0,604	1000	1,630
8	Ванадий на Иртроне-51	10,6	11,5	0,454	870	1,170

В таблице отмечены также значения коэффициентов линейного расширения материалов плёнки и подложки.

В качестве базового термосенсора были выбраны платина как ЧЭ и стекло БД-1 в виде массивной подложки.

Анализ результатов решений показал, что при соблюдении критерия

$Fo \geq 200$ для широкого спектра сочетаний материалов плёнки и подложки обеспечивается высокий уровень быстродействия. Время быстродействия может быть определено по формуле: $\tau_i = 200 \cdot l^2 / a_m$.

Таким образом, можно считать, что для повышения быстродействия необходимо применять менее теплопроводные материалы для подложки ($Z \rightarrow Z_{\min}$).

Из табл. 1 видно, что сочетание плёнки из платины на подложке из диэлектрика БД-1 наиболее привлекательно с точки зрения высокого быстродействия.

Для металлических плёнок, если $l \leq 0,1$ мкм, то реально обеспечивается $\tau_i \leq 0,1$ мкс, поэтому при таких толщинах нет необходимости в точном знании толщины ЧЭ. Кроме того, обеспечение $Fo \geq 200$ для $Z < 1$ означает практически отсутствие градиента температуры по толщине ЧЭ, таким образом, правомочно применение стационарных методов определения для терморезистора **температурного коэффициента сопротивления (ТКС)**.

Так как средняя длина свободного пробега носителей тепловой энергии в металлах составляет 0,01-0,1 мкм, то в металлических поглощающих плёнках толщиной порядка 60-100 нм выравнивание температуры по толщине происходит за время, сравнимое со временем тепловой релаксации $\tau_r \approx 10^{-11}$ с.

Вывод критерия термической прозрачности ЧЭ датчика

Выше исследованы условия, при которых градиентом температуры в чувствительной плёнке можно пренебречь; при выводе критерия модельная задача решается с учётом тепловой ёмкости C_m^* .

Аналитическая формулировка задачи с граничными и начальными условиями запишется следующим образом:

$$\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2},$$

где $a_i = \frac{\lambda_i}{c_i \rho_i}$; $t(x, 0) = 0$; $t(\infty, \tau) = 0$;

$$\lambda_i \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} - C_m^* \frac{\partial t}{\partial \tau} + q(\tau) = 0,$$

где $C_m^* = c_m \rho_m \ell$,

ℓ – толщина чувствительного элемента.

Применим преобразование Лапласа, тогда L - изображения уравнения и граничных условий примут вид:

$$a_i \frac{\partial^2 \bar{t}(x, s)}{\partial x^2} - s \bar{t}(x, s) = 0;$$

$$\bar{t}(\infty, s) = 0;$$

$$\lambda_i \frac{\partial \bar{t}(x, s)}{\partial x} - C_m^* s \bar{t}(0, s) + \bar{q}(s) = 0.$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее граничным условиям, имеет вид:

$$\bar{t}(x, s) = \bar{q}(s) \frac{1}{\varepsilon_i \sqrt{s} + C_m^* s} e^{-\frac{x}{\sqrt{a_i}} \sqrt{s}}.$$

Для конкретности расчёта положим $q(\tau) = \frac{b}{\sqrt{\pi \tau}}$, где $b = \text{const}$.

При переходе к оригиналу получим (для $x = 0$):

$$t_{C_m^*}(0, \tau) = \frac{b}{\varepsilon_i} \left[1 - \exp\left(\frac{\varepsilon_i^2 \tau}{C_m^{*2}}\right) \cdot \text{erfc}\left(\frac{\varepsilon_i}{C_m^*} \sqrt{\tau}\right) \right] \quad (3)$$

или

$$t_{C_m^*}(0, \tau) = \frac{b \cdot \psi}{\varepsilon_i},$$

где ψ – выражение в квадратных скобках.

Преобразуем выражение для функции ψ :

$$\psi = 1 - \exp(Z^2 \text{Fo}) \cdot \text{erfc}(Z \sqrt{\text{Fo}});$$

Для больших значений критерия Фурье разложим функцию $\text{erfc}(Z \sqrt{\text{Fo}})$ в ряд и ограничимся первым членом ряда. Тогда величина ψ представляется в следующем виде:

$$\psi = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi} Z \sqrt{\text{Fo}}}. \quad (4)$$

При действии на полуограниченное тело таким же по временной зависимости тепловым потоком решение для температуры поверхности будет представляться в виде:

$$t(0, \tau) = \frac{b}{\varepsilon_i} \quad (\text{для } x = 0). \quad (5)$$

Итак, отношение температуры поверхности при наличии тепловой ёмкости на ней к температуре поверхности без неё будет иметь вид:

$$\frac{t_{c_m^*}(0, \tau)}{t(0, \tau)} = \psi, \quad (6)$$

где $\frac{t_{c_m^*}(0, \tau)}{t(0, \tau)} = \psi$.

На рис. 3 представлена зависимость функции ψ от комплекса термической прозрачности $Z\sqrt{Fo}$.

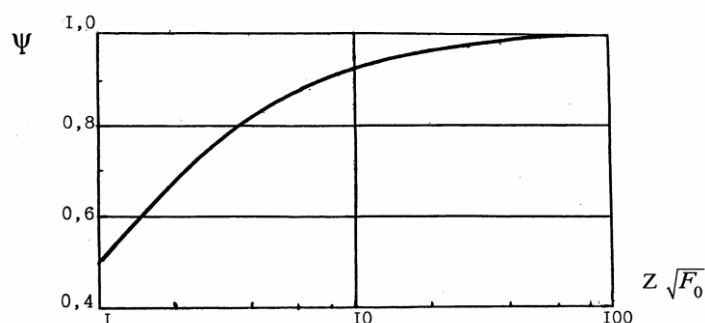


Рис. 3. Расчётная зависимость ψ от $Z\sqrt{Fo}$

Можно сделать вывод, что влияние собственной теплоёмкости ЧЭ составляет менее 5 % при условии $\tau > 10$ мкс (для толщины ЧЭ – $\ell = 0,1$ мкм) или при условии $\tau > 3,6$ мкс (для толщины ЧЭ – $\ell = 0,06$ мкм).

Разработанные автором термосенсоры, как правило, имели толщины ЧЭ в пределах 0,06-0,1 мкм.

Следовательно, своей теплоёмкостью ЧЭ практически не мешал корректной идентификации нестационарной температуры поверхности мерного тела.

Таким образом, тепловое взаимодействие моделируется краевой задачей для полупространства, к поверхности которого подводится удельный тепловой поток $q(\tau)$.

В результате решения дифференциального уравнения теплопроводности можно получить соотношение, связывающее изображение $T(x, s)$ температуры $t(x, \tau)$ полупространства с изображением $Q(s)$ теплового потока $q(s)$:

$$T(x, s) = \frac{1}{\varepsilon_i \sqrt{s}} e^{-\sqrt{\frac{s}{a_i}} x} Q(s), \quad (7)$$

В этих уравнениях: ε_i коэффициент теплоусвоения материала мерного тела (подложки).

При совпадении измеряемой температуры поверхности и истинной взаимосвязь между температурой и тепловым потоком устанавливается посредством решения уравнения (7).

Это приводит к решению задачи нестационарного нагрева полупространства, в результате чего температурное поле в нём определяется на основании соотношения:

$$t(x, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_i} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\pi(\tau-\xi)}} \exp\left(-\frac{x^2}{4a_i(\tau-\xi)}\right) q(\xi) d\xi,$$

где ξ – переменная интегрирования.

Температура поверхности ($x=0$) будет равна:

$$t(0, \tau) = \frac{1}{\varepsilon_i \sqrt{\pi}} \int_0^\tau \frac{q(\xi)}{\sqrt{\tau-\xi}} d\xi, \quad (8)$$

Так как при развитии пожара или при индикации теплового воздействия при распространении фронта горения или ударной волны в канале или при других ситуациях тепловой поток, проходящий через поверхность тела, может иметь различный характер зависимости от времени, то зададим его граничную функцию в виде

$$q(\tau) = b \tau^m, \quad (9)$$

где $m > -1$.

Решения для температуры поверхности при этих условиях будет:

$$t(\tau) = \frac{b \cdot \Gamma(1+m) \cdot \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\varepsilon_i \sqrt{\pi} \cdot \Gamma\left(m + \frac{3}{2}\right)} \tau^{m+1/2}, \quad (10)$$

где $\Gamma(\alpha)$ гамма-функция.

Ниже приведены значения для $t(0, \tau)$ при наиболее характерных функциональных зависимостей теплового потока от времени:

Так для $q = b \tau^{-1/2}$ $t(0, \tau) = \frac{b \sqrt{\pi}}{\varepsilon_i}$, то есть температура поверхности постоянна, начиная с момента времени $\tau > 0$, и представляет собой ступенчатую функцию.

При постоянном тепловом потоке $q = b$ ($m=0$) температура поверхности меняется по закону:

$$t(0, \tau) = \frac{2b}{\varepsilon_i \sqrt{\pi}} \tau^{1/2}. \quad (11)$$

В случае $q(\tau) = b \tau^{1/2}$ ($m = 1/2$), температура поверхности изменяется по линейному закону:

$$t(0, \tau) = \frac{\sqrt{\pi} b}{2 \varepsilon_i} \tau.$$

С другой стороны, когда $q(\tau) = b \tau$ ($m=1$)

$$t(\tau) = \frac{4}{3} \frac{b}{\sqrt{\pi} \varepsilon_i} \tau^{3/2}.$$

В принципе априори можно при ожидаемом тепловом воздействии оценить характер изменения температуры поверхности, а значит и сигнал от ЧЭ термосенсора.

Коэффициент чувствительности определяется как первая производная зависимой переменной, в нашем случае, например температуры, по неизвестному параметру, например плотности теплового потока. Анализ коэффициентов чувствительности помогает понять смысл задачи оценивания граничной функции и теплофизических параметров.

Если коэффициенты чувствительности малы или коррелированы между собой, то задача оценивания является очень чувствительной к погрешностям измерений.

Для степенного закона зависимости теплового потока от времени можно воспользоваться формулами (9) и (10). Обозначим чувствительность как $\eta(0, \tau)$. Тогда, после преобразований, получим:

$$\eta(0, \tau) = \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial q(\tau)} = \frac{\Gamma(1+m) \cdot \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\varepsilon_i \sqrt{\pi} \cdot \Gamma\left(m + \frac{3}{2}\right)} \tau^{1/2}. \quad (12)$$

Величины ε_i , измеренные импульсным методом для различных материалов матрицы, даны ниже:

Материал	$\varepsilon_i, \text{ Дж/м}^2 \text{ К с}^{1/2}$
Керамика 22ХС	2200
Стекло СЦ 50-1	2160
Пирекс	1840
Кварц плавленый	1530
Стекло БД-1	1270
Слюда	1000
Полиамидная плёнка	530

Учитывая теплофизические и механические свойства материала, а также технологические возможности при синтезе термосенсоров в качестве подложки был выбрано стекло БД-1.

Разработанные на основе выведенных соотношений тонкоплёночные термосенсоры позволили провести оперативную диагностику теплообмена за фронтом ударной волны [3].

Литература

1. **Поляков Ю.А.** Некоторые аспекты синтеза и реализуемости сенсоров раннего обнаружения пожаровзрывоопасности // Матер. 16-й науч.-техн. конф. "Системы безопасности – 2007". М.: Академия ГПС МЧС России. С. 118-120.
2. **Лыков А.В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1966. 599 с.
3. **Поляков Ю.А., Макаров Ю.В.** Тепловая диагностика пограничного слоя за фронтом ударной волны // Технологии техносферной безопасности. 2015. Вып. 4 (62). С. 100-108. <http://ipb.mos.ru/ttb>.