Расчет координатных зависимостей эффективного значения пирокоэффициента в условиях прямоугольной модуляции теплового потока с использованием цифровых методов обработки сигнала

 О.В. Малышкина, А.А. Мовчикова

Тверской государственный университет,
170002 Тверь, Россия

E-mail: Olga.Malyshkina@mail.ru

Предлагается метод определения координатных зависимостей эффективного значения пирокоэффициента с использованием цифровых методов обработки сигнала. Получена формула для расчета пирокоэффициента в условиях модуляции теплового потока импульсами прямоугольной формы. Метод позволяет определять состояние поляризации массивных сегнетоактивных материалов.

Работа выполнена при поддержке программы Минобразования РНП 2.1.1.3674.

PACS: 77.70.+a, 77.84.-s

Как известно, наличие полидоменных слоев в сегнетоэлектрическом кристалле оказывает определенное влияние на поведение пиротока, измеряемого динамическим методом [1]. В частности, при прямоугольной модуляции теплового потока неоднородное распределение поляризации влияет на форму пироотклика [2].

При нагревании кристалла модулированным тепловым потоком образец прогревается только на определенную глубину l, зависящую от частоты модуляции f,

$$l = (\alpha/\pi f)^{1/2}, \tag{1}$$

где α — коэффициент тепловой диффузии. Пироток в данном случае можно интерпретировать как пироток слоя глубиной l. Тогда

$$I(t,l) = \frac{S}{l}\,\gamma(l)\int_0^l \frac{d\Theta(x,t)}{dt}\,dx, \tag{2}$$

где s — площадь освещаемой поверхности образца; $\Theta(x,t)$ — распределение температуры в образце; $\gamma(l)$ — пирокоэффициент слоя толщиной l; x и t — текущие координата и время.

Пирокоэффициент по определению есть изменение поляризации с изменением температуры в монодоменном сегнетоэлектрике [3]. При наличии в образце неоднородного распределения поляризации пирокоэффициент, рассчитанный по величине пиротока, зависит от степени монодоменизации образца; следовательно, его можно считать эффективным пирокоэффициентом, характеризующим униполярность сегнетоэлектрика и зависящим от координаты $\gamma(l) \equiv \gamma(x)$.

В эксперименте

$$I \equiv \frac{U}{R_A}, \tag{3}$$

где R_A — сопротивление обратной связи операционного усилителя. Использование операционного усилителя в режиме короткого замыкания позволяет избежать влияния RC-цепочки на выходные характеристики пироотклика.

Таким образом, при исследованиях динамическим методом в условии прямоугольной модуляции теплового потока наблюдаемый на экране осциллографа пироотклик $U(t)$ можно интерпретировать как $U(x)$. Согласно [4], величина пиронапряжения $U(x)$ и координата x определяются по осциллограмме пироотклика следующим образом:

$$U(x) \equiv U(t), \qquad x = \sqrt{\frac{2\alpha}{\pi}\,t}. \tag{4}$$

Поскольку глубина проникновения тепловых волн в кристалл зависит от частоты модуляции теплового потока, используя „стандартный“ набор частот (больше 5 Hz), можно исследовать только поверхностные слои объемных образцов. Для исследования поляризации в более глубоких слоях образцов необходимо использовать низкие частоты модуляции теплового потока. В этом случае обычные измерения (с использованием вольтметра средних значений) невозможны, поэтому нами предлагаются цифровые методы обработки сигнала. Запись пироотклика на компьютер через АЦП позволяет использовать в эксперименте частоты менее 1 Hz. Минимальная частота определяется тепловыми условиями (тепловая волна не должна достигать тыльной поверхности исследуемого образца).

Согласно [5], в случае прямоугольной модуляции тепловой поток можно представить с помощью разложения Фурье, и для массивных образцов (глубина проникновения меньше толщины образца) имеет место следующее распределение температуры:

$$\Theta(x,t) = \frac{2\beta_0 W_0}{k}\,\frac{\tau}{T}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \times \exp(in\omega t)\,\frac{\mathrm{ch}(\varphi_n(d-x))}{\varphi_n \mathrm{sh}(\varphi_n d)} + \Theta_0(x), \tag{5}$$

где $\omega = 2\pi f$, $T = 1/f$ — период, $\varphi_n = (1+i)\sqrt{n\omega/2\alpha}$, τ — длительность светового промежутка, d — толщина образца, W_0 — плотность мощности теплового потока, β_0 — коэффициент поглощения тепла, k — коэффициент теплопроводности.

При использовании прямоугольной модуляции скорость нагрева в уравнении (2) в течение светового промежутка есть постоянная во времени величина

$$\frac{\partial\Theta(t)}{\partial t} = \left\langle \frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t} \right\rangle = \frac{1}{\tau} \int\limits_{-\tau/2}^{\tau/2} \left(\frac{\partial\Theta(x,t)}{\partial t} \right) dt. \qquad (6)$$

Пределы интегрирования в (6) берутся от $-\tau/2$ до $\tau/2$, поскольку в разложении Фурье, используемом для $\Theta(x,t)$, световой промежуток симметричен относительно начала координат [6].

Если толщина образца $d > 0.4\,\mathrm{mm}$, то $\mathrm{th}(\varphi_n d) \sim 1$. Тогда

$$\frac{\mathrm{ch}(\varphi_n(d-x))}{\mathrm{sh}(\varphi_n d)} = \exp(-\varphi_n x). \qquad (7)$$

С учетом этого, используя (2), (3), (5) и (6) и полагая $\tau = 1/2T$, получаем для расчета координатных зависимостей эффективной величины пирокоэффициента

$$\gamma(x) = \frac{U(x)k}{2R_A S\beta_0 W_0} \frac{1}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} \frac{\sin^2(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \frac{i[1-\exp(\varphi_n x)]}{\varphi_n^2 x}}. \qquad (8)$$

Величины $U(x)$ и x в (8) определяются по компьютерной осциллограмме пироотклика согласно (4).

Список литературы

[1] O.V. Malyshkina, A.A. Bogomolov, M.M. Major. Ferroelectrics **182**, *1–4*, 11 (1996).

[2] Ю.Н. Захаров, С.Г. Гах, В.З. Бородин, Ф.М. Пикалев, Б.Ц. Шпитальник, А.М. Блохин. Полупроводники-сегнетоэлектрики. РГУ (1973). С. 133.

[3] В.Ф. Косоротов, Л.С. Кременчугский, В.Б. Самойлов, Л.В. Щедрина. Пироэлектрический эффект и его практические применения. Наук. думка, Киев (1989).

[4] О.В. Малышкина, Н.Б. Бильдина. Учен. зап. Твер. ун-та **1**, 116 (1996).

[5] H.I. Zajos. Ferroelectrics **56**, 265 (1984).

[6] Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. Наука, М. (1973).