

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

УДК 537.226.33

А.Г. МАСЛОВСКАЯ

АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ЭФФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ КРИСТАЛЛАМИ

Проведено моделирование пространственного нестационарного температурного распределения в модельном сегнетоэлектрическом образце под воздействием электронных пучков растрового электронного микроскопа (РЭМ). Представлено решение задачи о влиянии сфокусированных источников тепла различных конфигураций на монокристалл сегнетоэлектрика и на кристалл с нанесенными на грани электродами. Реализация модели основана на методе конечных разностей. Предложено программное приложение, позволяющее рассчитать температурные поля и максимальную температуру перегрева при заданных теплофизических характеристиках образца и параметрах эксперимента для различных типов растровых электронных микроскопов.

Ключевые слова: растровый электронный микроскоп, тепловое воздействие, нестационарные тепловые поля, конфигурация теплового источника, моделирование, метод источников, метод конечных разностей, схема по координатного расщепления, образец сегнетоэлектрика, триглицинсульфат, теплофизические характеристики.

Введение

Распространение экспериментальных методик растровой электронной микроскопии на полярные материалы обусловлено огромным разнообразием механизмов взаимодействия электронов с твердыми телами, лежащих в основе формирования контраста изображения. Анализ температурных полей, возникших в результате такого взаимодействия, имеет важное практическое значение для интерпретации экспериментальных данных в растровой электронной микроскопии, катодolumинесценции, оже- и рентгеноспектральном микроанализе. При исследовании сегнетоэлектриков в растровом электронном микроскопе даже при незначительной мощности зонда высокая пространственная концентрация энергии может приводить в определенных условиях к недопустимому нагреву образца. Изучению теплового воздействия электронного зонда на образец посвящен целый ряд работ как экспериментального, так и теоретического характера [1–6].

Экспериментальные исследования позволяют в некоторых случаях получить значения температур перегрева облучаемых поверхностей (например, путем введения напыляемых термопар), однако подобный анализ носит лишь качественный характер и получаемые оценки являются приближенными. Поэтому на практике прибегают к использованию средств и методов математического моделирования, основанных на решении уравнения теплопроводности [2–4].

Решение стационарной задачи теплопроводности для рассматриваемого случая впервые было получено Кастеном [1] в предположении, что размер источника тепла совпадает с диаметром зонда. Однако данное упрощающее обстоятельство не соответствует реальной картине генерации тепла и дает явно завышенную оценку перегрева образца. В дальнейшем формула Кастена неоднократно модифицировалась. Анализ теплового эффекта воздействия электронных пучков в растровой электронной микроскопии и рентгеновском микроанализе представлен в работе [2]. Автором получены аналитические соотношения для определения максимального изменения температуры в результате воздействия электронного зонда в стационарном случае, проведена оценка времени установления стационарного температурного распределения. Область генерации тепла была отождествлена с характерным размером области потерь энергии электронами R_0 . В [3] исследованы стационарные температурные поля, возникающие при взаимодействии электронного зонда с полупроводниковыми многокомпонентными материалами, у которых коэффициент теплопроводности является функцией температуры. В [4] рассчитана плотность генерации тепла, проведено моделирование процесса потери энергии электронами методом Монте-Карло, предложена аппроксимация формы области генерации тепла полуэллипсоидом. Для случая равномерной генерации тепла в объеме эллипсоида получено аналитическое решение стационарной задачи теплопроводности в элементарных функциях. Показано, что влияние формы области генерации на максимальную температуру перегрева и распределение поля температур мало.

Общей особенностью данных работ является оценка величины максимального перегрева образцов на основании теоретического расчета стационарных тепловых полей для принятой аппроксимации источника в зависимости (или нет) от распределения плотности энергии электронов зонда. Однако в растровой электронной микроскопии существуют режимы «быстрого» сканирования, а также нестандартные методики [5], при которых время экспозиции кадра может оказаться на много порядков меньше, чем характерное время установления стационарного температурного распределения в образце, и оценки перегрева, полученные в рамках указанных подходов, окажутся завышенными. В связи с этим, целью настоящей работы является исследование особенностей нестационарного температурного распределения в образце типичного сегнетоэлектрика при воздействии сфокусированного электронного зонда на основании аналитических и численных методов теории теплопроводности.

Математические модели процесса теплопроводности при взаимодействии сфокусированного электронного зонда растрового электронного микроскопа с сегнетоэлектриками

1. Постановка задачи и выбор параметров модели

Расчет температурных полей, возникающих в исследуемых образцах при режимах наблюдения «на открытой» поверхности, возможен на базе аналитических методов теории теплопроводности.

Для оценки теплового воздействия электронного зонда необходимо определить температурное распределение в исследуемом образце, вызванное влиянием сосредоточенного источника тепла. При распространении теплового фронта в образце конечного размера от источника малого радиуса (по отношению к размерам самого образца) эффекты на границах не будут играть существенной роли, поэтому для оценки локального нагрева исследуемых образцов достаточно рассмотреть решение задачи теплопроводности на бесконечности с начальными условиями. Такой подход дает возможность описать тепловые поля строгими аналитическими зависимостями с применением методов решения задач математической физики.

Теоретические оценки времени замедления электронов зонда до тепловых скоростей составляют величину порядка 10^{-12} с [2]. Поэтому будем считать, что «включение» теплового источника в объеме происходит мгновенно, так как это время на несколько порядков меньше характерного времени Фурье. Рассматривая температурный диапазон, в котором не происходит фазовых переходов, решение задачи будем искать в линейном приближении. Практически во всех случаях можно пренебречь потерями тепла на излучение, поскольку еще до достижения соответствующих значений температуры объект разрушается.

В тепловых оценках пренебрежем потерей части энергии, обусловленной вторично-эмиссионными эффектами. Обычно суммарная величина энергии всех вторичных процессов не превосходит 10 % энергии падающего излучения [6].

Экспериментально установлено, что при энергиях электронного зонда, характерных для растрового электронного микроскопа, значение глубины проникновения R находится в степенной зависимости от энергии электронов E_0 с показателем степени n от 1,2 до 1,7 [6]. Произведение глубины проникновения на плотность образца слабо зависит от рода вещества, поэтому формула частоты имеет общий вид $R \approx \frac{1}{\rho} E_0^n$.

В рентгеновском микронзондовом анализе часто используется формула [2]

$$R_{\text{ср}} = 6,4 \cdot 10^{-2} \rho^{-1} E_0^{1,7}, \quad (1)$$

где ρ , $\text{мкг}\cdot\text{см}^{-3}$, – плотность образца; E_0 , кэВ, – энергия электронов; R , мкм, – глубина проникновения электронов.

Возможность получения аналитических решений для тепловых задач связана с аппроксимацией формы границы области потерь энергии электронов. Примем полусферическую аппроксимацию: область рассеяния электронов будем описывать полусферой радиуса R_0 , центр которой расположен на поверхности образца в точке пересечения оси электронного зонда с плоскостью поверхности. Радиус этой полусферы будем определять из соотношения [2]

$$R_{\text{ист}} = 0,5d_0 + R_{\text{ср}}, \quad (2)$$

где d_0 , мкм, – диаметр электронного зонда; R_{cp} , мкм, – средний пробег электронов с энергией E_0 в веществе плотностью ρ , оцениваемый из полуэмпирического соотношения (1).

При полусферической аппроксимации полная мощность теплового источника в объекте равна

$$W = 2P, \quad (3)$$

где $P = UI$ – мощность электронного зонда; U – ускоряющее напряжение; I – ток зонда.

При низких ускоряющих напряжениях (что соответствует режимам низковольтных РЭМ) реальная форма области рассеяния электронов отличается от полусферы. При большом диаметре зонда он может значительно превышать глубину проникновения электронов ($d_0 \gg R_{cp}$). В этом случае сферическая модель теплового источника оказывается неприменимой, и решение следует искать, аппроксимируя тепловой источник цилиндром.

Таким образом, для построения модели необходимо задать теплофизические параметры кристалла и параметры эксперимента, соответствующие характеристикам РЭМ и режимам сканирования. Пусть ось Z совпадает с осью симметрии электронного зонда, оси Y и X лежат в плоскости поверхности образца. Требуется найти в безграничном пространстве решение задачи Коши для неоднородного уравнения теплопроводности [7]:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f(M, t), & t > 0, \\ T(M, 0) = T_0, \end{cases} \quad (4)$$

где $f(M, t) = F(M, t)/(c\rho)$, c – удельная теплоемкость; ρ – плотность; a^2 – коэффициент температуропроводности материала; F – объемная плотность мощности источника.

2. Применение метода источников к задачам с неустановившейся температурой

Дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

удовлетворяется функцией

$$T = \frac{Q}{(2\sqrt{\pi a^2 t})^3} \exp \left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4a^2 t} \right). \quad (6)$$

Решение (6) можно интерпретировать как распределение температур в неограниченном теле, обусловленное мгновенным выделением в момент времени $t = 0$ в точке (x, y, z) количества тепла $c\rho Q$. Это фундаментальное решение соответствует мгновенному точечному источнику мощностью Q , действующему в момент времени $t = 0$ в точке $r'(x', y', z')$. Интегрирование решения для точечного источника по соответствующим координатам дает решение для мгновенных сферических и цилиндрических поверхностных источников.

Применение метода источников [7] позволяет получить выражения температурных распределений для непрерывно действующих поверхностных тепловых источников различных конфигураций. Проинтегрируем решения для мгновенных точечных сферического и цилиндрического источников по времени, что соответствует случаю выделения заданного количества тепла в данной точке в единицу времени. Если мощность теплового источника постоянна и равна W , то температура в точке r в момент времени t будет определена следующими выражениями.

1) Для непрерывного сферического источника

$$T = \frac{W}{8c\rho r r' \pi \sqrt{\pi a^2}} \int_0^t \exp \left(-\frac{(r-r')^2}{4a^2(t-t')} \right) - \exp \left(-\frac{(r+r')^2}{4a^2(t-t')} \right) \frac{dt'}{\sqrt{(t-t')}}. \quad (7)$$

Источник действует в течение времени от $t = 0$ до $t = t'$.

2) Для непрерывного цилиндрического поверхностного источника

$$T = \int_0^t \left[\frac{W}{8\pi r' \pi^2 a^2 (t - \tau)} \exp \left(-\frac{r^2 + r'^2}{4a^2 (t - \tau)} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(\frac{rr' \cos \theta'}{2a^2 (t - \tau)} \right) d\theta' \right] d\tau. \quad (8)$$

Источник действует в течение времени от $t = 0$ до $t = \tau$.

Приведенные соотношения позволяют моделировать процесс нестационарной теплопроводности и в предельном случае оценить максимальную величину перегрева образцов.

3. Модель распространения тепла в многослойной среде

Представленный подход расчета тепловых полей является весьма привлекательным в теоретическом плане, поскольку основан на фундаментальных принципах и дает строгие аналитические решения. Однако при исследовании тепловых нагрузок на полярные материалы следует учитывать нелинейность этих сред, а также особенности проведения конкретных экспериментов. Рассмотрим режим наблюдения доменной структуры кристалла с нанесенными на грани металлическими электродами. Нанесение проводящего покрытия на поверхность сегнетоэлектрика может привести к искажению формы теплового поля в образце, а значит, и повлиять на контраст получаемого изображения. Задача моделирования теплового воздействия электронного зонда на кристалл сегнетоэлектрика сводится к решению краевой задачи теплопроводности в составном твердом теле при заданных условиях эксперимента. Расчет тепловых полей в данном случае возможен с применением методик численного анализа.

При моделировании примем полусферическую и цилиндрическую аппроксимации источника для режимов сканирования высоковольтных и низковольтных РЭМ соответственно. Пусть плотность тепловых источников описывается гауссовой функцией пространственного распределения в зависимости от потерянной энергии электронов. На рис. 1 показано схематическое изображение модельного образца и теплового источника, имеющего полусферическую аппроксимацию. В области $0 \leq z \leq l$ находится проводящий материал с теплофизическими коэффициентами k_1, a_1^2, ρ_1, c_1 , а в области $l < z < Z$ – сегнетоэлектрик, характеристики которого – k_2, a_2^2, ρ_2, c_2 . Контактное сопротивление на граничной поверхности отсутствует. В плоскости $z = 0$ в момент времени $t = 0$ действует непрерывный источник тепла.

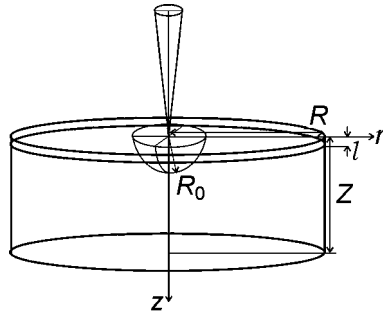


Рис. 1. Схематическое изображение модельного образца

Задача распространения тепла, вызванного влиянием действующего источника тепла в составном твердом теле, обладает цилиндрической симметрией и включает в себя уравнение теплопроводности, начальное условие, граничные условия, условие на границе раздела двух сред, которое означает равенство температур и непрерывность тепловых потоков [5]:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{f(r, z)}{\rho c}, & T(r, z, 0) = T_0, \\ \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=R} = 0, & \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, & k_1 \left. \frac{\partial T_1(M, t)}{\partial z} \right|_{z=l} = k_2 \left. \frac{\partial T_2(M, t)}{\partial z} \right|_{z=l}, & T_1|_{z=l} = T_2|_{z=l}. \end{cases} \quad (9)$$

4. Структура численного алгоритма

В общем случае поставленная задача не решается аналитически, для решения многомерной эволюционной задачи теплопроводности (9) была использована неявная конечно-разностная схема метода покоординатного расщепления, реализуемая методом прогонки в ППП Matlab 8.0.

Используя разностные аппроксимации для частных производных, точное решение задачи заменим приближенным численным решением $T(r_m, z_n, t_p)$ на выбранной сеточной области $0 \leq r \leq R$, $0 \leq z \leq Z$ сетки $(r_m, z_n, t_p) = (mh, nh, p\tau)$. Вычислительные затраты реализации неявной конечно-разностной схемы при переходе от p -го к $p+1$ -му временному слою компенсируются абсолютной устойчивостью метода расщепления:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\tilde{T}_{mn} - T_{mn}^p}{\tau} = a^2 \Lambda_1 \tilde{T}_{mn} + \frac{1}{2} \frac{f_{mn}}{\rho c}, \\ \frac{\partial \tilde{T}_{I,n}}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{\tilde{T}_{I-2,n} - 4\tilde{T}_{I-1,n} + 3\tilde{T}_{I,n}}{2h} = 0, \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{mn}^{p+1} - \tilde{T}_{mn}}{\tau} = a^2 \Lambda_2 T_{mn}^{p+1} + \frac{1}{2} \frac{f_{mn}}{\rho c}, \\ \frac{\partial T_{m,1}^{p+1}}{\partial z} \Big|_{z=Z} = \frac{-T_{m,3}^{p+1} + 4T_{m,2}^{p+1} - 3T_{m,1}^{p+1}}{2h} = 0, \\ \frac{\partial T_{m,J}^{p+1}}{\partial z} \Big|_{z=Z} = \frac{T_{m,J-2}^{p+1} - 4T_{m,J-1}^{p+1} + 3T_{m,J}^{p+1}}{2h} = 0, \\ k_1 \frac{T_{m,J1}^{p+1} - T_{m,J1-1}^{p+1}}{h} = k_2 \frac{T_{m,J1+1}^{p+1} - T_{m,J1}^{p+1}}{h}, \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\Lambda_1 \tilde{u}_{mn} = \frac{\tilde{T}_{m-1,n} - 2\tilde{T}_{mn} + \tilde{T}_{m+1,n}}{h^2} + \frac{1}{r_m} \frac{\tilde{T}_{m+1,n} - \tilde{T}_{m-1,n}}{2h}, \quad \Lambda_2 u_{mn}^{p+1} = \frac{T_{m,n-1}^{p+1} - 2T_{m,n}^{p+1} + T_{m,n+1}^{p+1}}{h^2}.$$

Здесь Λ_1 и Λ_2 – операторы разностного дифференцирования сеточной функции.

При построении обобщенной модели переменные и параметры задачи нормировались по отношению к линейному случаю. Масштабы длины и времени были согласованы по критерию Фурье. Для проверки адекватности полученных численных результатов в обобщенной модели было проведено сопоставление аналитического решения задачи с численным для случая однородной сплошной среды.

5. Расчет теплового воздействия электронного зонда на кристалл триглицинсульфата с нанесенными на грани серебряными электродами

Используя данные моделирования, представим расчет теплового распределения в сегнето-электрическом кристаллическом образце для различных типов РЭМ. В качестве объекта исследования был выбран модельный сегнетоэлектрик триглицинсульфат (ТГС) с нанесенными на грани серебряными электродами. Размеры кристаллического образца R и Z : $R = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $Z = 10^{-3}$ м, толщина серебряного покрытия соответствовала величине $l = 10^{-6}$ м. Параметры эксперимента были приняты следующие: $T_0 = 295$ К – начальная температура; $t^* = 1 \cdot 10^{-5}$ с – время действия источника (единичное по критерию Фурье); $\tau = 0,5 \cdot 10^{-7}$ с – шаг по времени; $h = 0,5 \cdot 10^{-7}$ м – шаг по координате.

Расчет значений радиусов тепловых источников для различных типов РЭМ представлен в таблице.

Значения радиусов тепловых источников

Параметры	Низковольтный РЭМ	Высоковольтный РЭМ
Мощность зонда, мВт	$P = 0,8$	$P = 1,5 \cdot 10^{-2}$
Средний пробег электронов по (1), мкм	$R_{\text{ср}} = 0,027$	$R_{\text{ср}} = 4$
Радиус теплового источника (2), мкм	$R_{\text{ист}} = 2,027$	$R_{\text{ист}} = 4,04$

Теплофизические параметры сред для линейного режима:

$$\rho_{\text{TTC}} = 1,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad k_{\text{TTC}} = 0,8 \text{ Вт/(кг} \cdot \text{м)}, \quad c_{\text{TTC}} = 1,6 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)},$$

$$\rho_{\text{Ag}} = 10,49 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad k_{\text{Ag}} = 4,19 \cdot 10^2 \text{ Вт/(кг} \cdot \text{м)}, \quad c_{\text{Ag}} = 0,24 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Однако в общем случае теплофизические и электрические характеристики сегнетоэлектриков носят нелинейный характер, т.е. их свойства зависят от температуры. В области, соответствующей температуре фазового перехода, теплофизические характеристики, соответствующие типичным сегнетоэлектрическим кристаллам, испытывают резкие изменения. При моделировании учтен нелинейный характер зависимости теплофизических характеристик кристалла от температуры. Величины $a^2(T)$, $c(T)$ были аппроксимированы непрерывными зависимостями, повторяющими основные особенности экспериментальных данных [9, 10].

Поскольку особый интерес представляет распределение теплового поля по толщине кристалла, ограничим рассмотрение результатов моделирования только представлением по координатным зависимостям.

6. Анализ результатов моделирования

На рис. 2 представлено сопоставление тепловых полей, полученных при воздействии электронного зонда на однородный кристалл ТГС и на кристалл с нанесенными на грани серебряными электродами. Ход температурной кривой по глубине образца характеризуется плавным возрастанием на расстояниях порядка толщины серебряного покрытия и пиком на расстояниях, сравнимых с радиусом зонда. Такое поведение обусловлено значительной разницей в величинах, определяющих теплофизические свойства сред.

Из графиков также видно, что нанесение проводящего покрытия значительно снижает тепловую нагрузку на образец. Так, температурная кривая для однослойной среды резко возрастает и достигает своего максимального значения 338 К, в то время как локальный перегрев для образца с покрытием (кривая 2) составляет 10 К. В связи с этим экспериментальное наблюдение доменной структуры триглицинсульфата в низковольтном РЭМ на открытой поверхности оказывается невозможным. Такой перегрев для исследуемого образца может привести не только к локальному фазовому переходу (температура Кюри 322 К), но и к тепловому повреждению образца.

На рис. 2 показаны температурные кривые (кривые 2 и 3) для различных значений толщины серебряного покрытия. При уменьшении толщины серебряного покрытия в 10 раз локальный температурный перегрев возрос на 15 К, и его значение составляет 320 К. Для сохранения уровня тепловой нагрузки на образец требуется критический размер металлического покрытия, отличающийся от величины радиуса источника приблизительно на 2 порядка (в то время как стандартная толщина серебряного слоя, нанесенного в вакууме, соответствует значению 10^{-6} м).

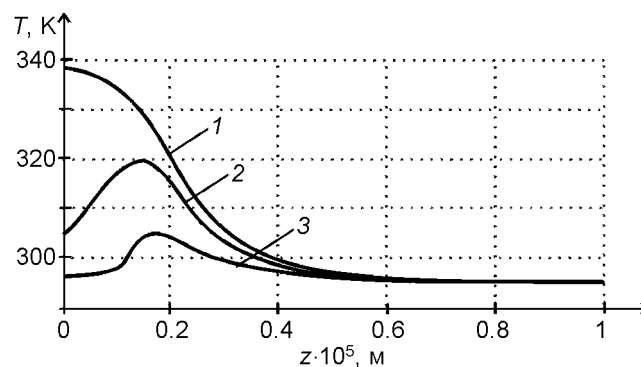


Рис. 2. Температурные профили по r , z для низковольтных РЭМ спустя время $t = 10^{-5}$ с для сред: кр. 1 — однослойной (ТГС); двухслойной, с толщиной серебряного покрытия $l = 10^{-7}$ (кр. 2) и 10^{-6} м (кр. 3)

Анализ температурных распределений, рассчитанных для различных типов РЭМ, показывает, что максимальная температура перегрева образцов в низковольтных РЭМ достигает больших значений, чем в высоковольтных, что в целом обусловлено характеристиками зонда. Например, для

сегнетоэлектрического кристалла ТГС перегрев оказывается значительным (по сравнению с температурой Кюри) и в образце могут происходить необратимые фазовые превращения. Последнее подтверждает предпочтение высоковольтных РЭМ для исследования полярных материалов.

Таким образом, расчет величины температурного перегрева зонда РЭМ можно проводить различными способами в зависимости от целей и условий эксперимента. При достаточно длительном воздействии зонда на один элемент образца (режимы медленного сканирования) вероятно установление стационарного температурного распределения, и величину перегрева можно получить, используя верхние предельные оценки. При исследовании образцов в высоковольтных РЭМ длительность строки стандартной телевизионной развертки равна $t_s = 64$ мкс, длина строки раstra $l_s \approx 1$ мм (для 35-сантиметровой электронно-лучевой трубки при увеличении 300). При диаметре зонда $d_0 = 4$ мкм длительность экспозиции одного элемента составляет $t_e = 0,25$ мкс. В этом случае для многих материалов время экспозиции кадра соизмеримо с временем Фурье, поэтому для оценок перегрева необходим учет результатов моделирования нестационарных тепловых полей.

Заключение

Проведены исследования тепловых процессов при взаимодействии электронных пучков растрового электронного микроскопа с сегнетоэлектрическими материалами. В качестве объекта исследования был выбран модельный сегнетоэлектрик – кристалл триглицинсульфата.

Разработаны математические модели эволюционного распределения температуры, вызванного влиянием сосредоточенных источников тепла в однослойной и двухслойной изотропных средах. Реализация поставленных задач проводилась в рамках теории теплопроводности с использованием аналитического метода источников, а также с применением методик численного анализа. Случай двухслойной среды позволяет моделировать процесс теплопроводности для экспериментальных режимов сканирования, в которых используется нанесение электродов на грани кристалла.

Выполненная программная реализация позволяет проводить расчет температуры перегрева для конкретных характеристик кристалла и условий экспериментального наблюдения. Анализ результатов программного комплекса дает возможность оценить тепловой фактор при воздействии электронного зонда на образец, что является необходимым условием выбора оптимальных режимов сканирования в растровой электронной микроскопии и рентгеноспектральном микроанализе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Castaing R. // Adv. in Electronics and Electron Physics. – N.Y.: Acad. Press, 1960. – V. 13. – P. 317.
2. Филиппов М.Н. // Изв. РАН. Сер. физич. – 1993. – № 8. – С. 163–171.
3. Мельников А.А., Потапкин А.Д. // Материалы XVI Российского симп. по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел. – Черногловка, 2005. – С. 34.
4. Бакалейников Л.А., Галактионов Е.В., Третьяков В.В., Троп Э.А. // ФТТ. – 2001. – Т. 43. – № 5. – С. 779–785.
5. Sogr A.A., Maslovskaya A.G., Kopylova I.B. // Ferroelectrics. – 2006. – V. 341. – P. 29–37.
6. Гоулдстейн Дж., Яковиц Х. Практическая растровая электронная микроскопия. – М.: Мир, 1978. – 656 с.
7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964. – 490 с.
8. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. – М.: Мир, 1981. – 725 с.
9. Смоленский Г.А., Крайник Н.Н. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. – Л.: Наука, 1971. – 476 с.
10. Пронина А.А., Богомолов А.А. // Тез. докл. XVI Всерос. конф. по физике сегнетоэлектриков. – 2003. – С. 50.

Амурский госуниверситет, г. Благовещенск, Россия
E-mail: maslovskayaag@mail.ru

Поступила в редакцию 19.11.08,
после доработки 16.01.2010.