



УДК 537.226.33

© 2007 г. **А.Г. Масловская**, канд. физ.-мат. наук
(Амурский государственный университет, Благовещенск)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОНДА В РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Проведено моделирование нестационарных тепловых полей, возникающих при взаимодействии электронных пучков растрового электронного микроскопа с исследуемыми образцами. Представлено обобщенное решение задачи о влиянии сфокусированных источников тепла различных конфигураций. Рассчитаны температурные поля при заданных теплофизических характеристиках образца и параметрах эксперимента для различных типов растрового электронного микроскопа.

Введение

При исследовании материалов с помощью методик растровой электронной микроскопии поверхность изучаемого образца подвергается облучению сфокусированным пучком электронов, который оказывает множественное воздействие на образец. Анализ температурных полей, возникших в результате такого взаимодействия, имеет важное практическое значение для интерпретации экспериментальных данных в растровой электронной микроскопии, катодолюминесценции, оже – и рентгеноспектральном микроанализе. Даже при незначительной мощности зонда РЭМ высокая пространственная концентрация энергии может приводить в определенных условиях к недопустимому нагреву образца. Исследованию теплового воздействия электронного зонда на образец посвящен целый ряд работ как экспериментального, так и теоретического характера [1 – 4].

Экспериментальное определение температуры нагрева сильно осложнено малым размером области генерации тепла. Для прямого определения делались попытки ввести напыляемые термопары, однако точность такого эксперимента невелика, поскольку температурное поле искажается в результате введения термопары столь же заметно, как и при напылении проводящего покрытия. В просвечивающей микроскопии делался ряд попыток оценить температуру перегрева по точкам плавления, тепловому из-

менению параметров решетки. Анализ этих экспериментов показывает, что они могут лишь качественно подтвердить полученные из теоретического рассмотрения данные. Поэтому особую ценность в практике электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа приобретают расчетные оценки величины нагрева электронным зондом, основанные на решении уравнения теплопроводности [2, 3].

Первая по времени работа была выполнена Кастеном. В ней получено решение стационарной задачи теплопроводности. Результатом этого явилась широко используемая до настоящего времени формула Кастена [1], в которой принято, что размер источника тепла совпадает с диаметром зонда; это не соответствует реальной картине генерации тепла и дает явно завышенную оценку перегрева образца. Область генерации тепла должна быть отождествлена с характерным размером области потерь энергии электронами R_0 .

Попытки уточнить формулу Кастена делались неоднократно. При этом большинство авторов считали диаметр зонда характерным размером теплового источника. По этой причине абсолютные значения приведенных величин перегрева не соответствовали реально наблюдаемым. Оценке теплового воздействия электронных пучков в растровой электронной микроскопии и рентгеновском микроанализе посвящена работа [2]. Автором были представлены аналитические соотношения для определения максимального изменения температуры в результате воздействия электронного зонда в стационарном случае, проведена оценка времени установления стационарного температурного распределения. В [4] исследованы стационарные температурные поля, возникающие при взаимодействии электронного зонда с полупроводниковыми образцами. Были исследованы многокомпонентные полупроводниковые материалы, у которых коэффициент теплопроводности является функцией температуры. В [3] была рассчитана плотность генерации тепла, проведено моделирование процесса потери энергии электронами по методу Монте-Карло. Была 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 незначительно.

Общей особенностью данных работ является оценка величины максимального перегрева образцов на основании теоретического расчета стационарных тепловых полей для принятой аппроксимации источника в зависимости (или независимо) от распределения плотности энергии электронов зонда. Однако в растровой электронной микроскопии существуют режимы «быстрого» сканирования, а также нестандартные методики [5], при которых время экспозиции одного кадра может оказаться намного порядков меньше, чем характерное время установления стационарного темпера-

турного 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 при воздействии сфокусированного электронного зонда на основании аналитических методов теории теплопроводности.

Постановка задачи и выбор параметров математической модели

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.

Моделирование тепловых явлений необходимо провести с учетом адекватного выбора параметров математической модели, отвечающих требованиям эксперимента.

Как показывают теоретические оценки, время замедления электронов зонда до тепловых скоростей составляет величину порядка 10^{-12} с. Это позволяет считать, что «включение» теплового источника в объеме происходит мгновенно, так как это время на несколько порядков меньше характерного времени установления стационарного температурного распределения.

Необходимо найти распределение температуры в полубесконечном однородном образце, характеристики которого – коэффициент теплопроводности k_T , удельная теплоемкость c , плотность ρ . Рассмотрение ограничим температурным диапазоном, в котором не происходит фазовых переходов, будем искать решение задачи в линейном приближении. Практически во всех случаях можно пренебречь потерями тепла на излучение, поскольку еще до достижения соответствующих значений температуры объект разрушается.

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. Произведение глубины проникновения на плотность образца слабо зависит от рода вещества, поэтому формула часто имеет общий вид [6]

$$R \approx \frac{1}{\rho} E_0^n, \quad (1)$$

В рентгеновском микронзондовом анализе часто используется формула [2]

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

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

Возможность получения простых аналитических соотношений для оценки температуры нагрева образца электронным зондом непосредственно связана с аппроксимацией формы границы области потерь энергии электронов. Применительно к рассматриваемому вопросу можно принять полусферическую аппроксимацию; область рассеяния электродов 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]

$$R_{ист} = 0,5d_0 + R_{cp}, \quad (3)$$

где d_0 – диаметр электронного зонда, мкм; R_{cp} – средний пробег электронов с энергией E_0 в веществе плотностью ρ , оцениваемый из полуэмпирического соотношения (2), мкм.

При низких ускоряющих напряжениях реальная форма области рассеяния электронов отличается от полусферы. В низковольтных РЭМ глубина проникновения электронов уменьшается. При большом диаметре зонда он может значительно превышать глубину проникновения электронов ($d_0 \gg R_{cp}$). Область рассеяния приобретает цилиндрическую форму. В этом случае сферическая модель теплового источника оказывается неприменимой и решение следует искать, аппроксимируя тепловой источник цилиндром. Главным аргументом в пользу полусферической и цилиндрической аппроксимаций является возможность получения простых аналитических соотношений.

Полусферическая аппроксимация позволяет использовать для решения задачи прием, аналогичный использованному Кастеном: дополнение моделирующего образец полупространства до безграничного пространства и удвоение полной мощности теплового источника [1]. Таким образом, если мощность электронного зонда, аппроксимируется выражением

$$P = IU, \quad (4)$$

где U – ускоряющее напряжение, I – ток зонда, то полная мощность теплового источника в объекте равна

$$W = 2P. \quad (5)$$

В тепловых оценках пренебрежем уносом части энергии вторичным излучением, прежде всего потоком отраженных электронов. Обычно суммарная величина энергии всех вторичных процессов не превосходит (0,1 – 0,2) E_0 . При сделанных выше физических допущениях процесс локального

нагрева описывается линейным уравнением теплопроводности.

Таким образом, для построения модели необходимо задать теплофизические параметры кристалла (k_T , c , ρ) 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. Задача обладает сферической симметрией.

Требуется найти решение в безграничном пространстве неоднородного уравнения теплопроводности [7]:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f(M, t), & t > 0, \\ T(M, 0) = T_0, \end{cases} \quad (6)$$

где $f(M, t) = \frac{1}{cr} F(M, t)$; c – удельная теплоемкость; ρ – плотность; a^2 – коэффициент температуропроводности материала; F – объемная плотность мощности источника.

Применение метода источников к задачам с неустановившейся температурой

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 crQ . Это фундаментальное решение соответствует мгновенному точечному источнику мощностью Q в момент $t = 0$ в точке $r'(x', y', z')$.

Для выражения тепловых полей используем подход, описанный в [7]: интегрирование решения для точечного источника по соответствующим координатам дает решения для мгновенных сферических и цилиндрических поверхностных источников.

Рассмотрим мгновенный сферический поверхностный источник мощностью Q' и радиусом r' , действующий в момент времени $t=0$. В данном случае воспользуемся соотношением для точечного источника (в сферических координатах) мощностью $Qr'^2 \sin\theta' d\theta' dr'$, действующего в точке шара (r', θ', φ') . Температура в точке $(r, 0, 0)$ после ряда преобразований определится выражением [7]:

$$\begin{aligned} T &= \frac{2\pi Qr'^2}{8(\pi a^2 t)^{3/2}} \int_0^\pi \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos\theta'}{4a^2 t}\right] \sin\theta' d\theta' = \\ &= \frac{Q'}{8rr'\pi(\pi a^2 t)^{1/2}} \left(\exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4a^2 t}\right] - \exp\left[-\frac{(r+r')^2}{4a^2 t}\right] \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $Q' = 4pQr'^2$; $Q'cr$ – количество тепла, выделяемое на поверхности шара.

Пусть мгновенный цилиндрический поверхностный источник мощностью Q' и радиусом r' действует в момент времени $t=0$. Ось источника совпадает с осью z . Пусть (r, θ) и (r', θ') – полярные координаты соответственно точек (x, y) и (x', y') , тогда $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, $x' = r' \cos \theta'$, $y' = r' \sin \theta'$. Распределим линейные источники мощностью $Qr'd\theta'$ по окружности радиуса r' . В таком случае температура в точке (r, q) будет равна следующей величине [7]:

$$T = \frac{Qr'}{4\rho a^2 t} \int_0^{2\pi} \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos q'}{4a^2 t}\right] dq' =$$

$$= \frac{Q'}{8r'p^2 a^2 t} \exp\left[-\frac{r^2 + r'^2}{4a^2 t}\right] \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{rr' \cos q'}{2a^2 t}\right) dq', \quad (8)$$

где $Q' = 2\pi Qr'^2$; $Q'_{ср}$ – количество тепла, выделяемое на единицу длины цилиндра.

Применение метода источников [7] позволяет получить выражение температурного распределения 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 на шаровой поверхности радиуса r' , начиная с момента $t = 0$, выделяется количество тепла, равное в единицу времени на единицу площади $\varphi(t)$, а мощность источника постоянна и равна W , то для непрерывного сферического источника (действующего в течение времени от $t = 0$ до $t = t'$), в момент времени t температура в точке r будет следующей:

$$T = \frac{W}{8crr'r'p(\rho a^2)^{1/2}} \int_0^t \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4a^2(t-t')}\right] - \exp\left[-\frac{(r+r')^2}{4a^2(t-t')}\right] \frac{dt'}{(t-t')^{1/2}}. \quad (9)$$

Если источник действует в течение времени от $t=0$ до $t=\tau$, то для непрерывного цилиндрического поверхностного источника в момент t имеем температуру

$$T = \int_0^t \left(\frac{\varphi(\tau)}{8cpr'\pi^2 a^2 (t-\tau)} \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2}{4a^2(t-\tau)}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{rr' \cos \theta'}{2a^2(t-\tau)}\right) d\theta' \right) d\tau. \quad (10)$$

Результаты моделирования тепловых полей в нормируемых величинах

Линейность задачи позволяет нормировать переменные: $a^2 = 1$ усл. ед., $c = 1$ усл. ед., $\rho = 1$ усл. ед. и, следовательно, $k = 1$ усл. ед.

Для нормирования параметра W учтем тот факт, что при воздействии на образец непрерывным источником тепла по истечении достаточного промежутка времени в образце устанавливается стационарное распределе-

ние температуры. Полная мощность при сферической аппроксимации источника определяется соотношением $W = 2P = FV = F \frac{4}{3}\pi R^3$, где F – объемная плотность мощности источника; V – объем сферического источника.

Если температура на границе источника $T|_{r=R} = 1$ и радиус зонда $R = 1$ усл. ед., то при $F = 3$ усл. ед. необходимо, чтобы $W = 4\pi$.

Для согласования масштабов длины и времени используем критерий Фурье:

$$Fo = \frac{a^2 t}{x^2}. \quad (11)$$

Получить температурную поверхность и радиальные срезы для случая непрерывного сферического источника тепла можно, используя соотношение (11). Результаты расчета показаны на рис. 1а и 1б, где t – время воздействия источника $t = 1$ усл. ед.; $R = 1$ усл. ед.; 1 – $t = 1.1$ усл. ед.; 2 – $t = 1.5$ усл. ед.; 3 – $t = 5$ усл. ед.; t – момент наблюдения.

Время действия источника на графиках соответствует единичному времени Фурье.

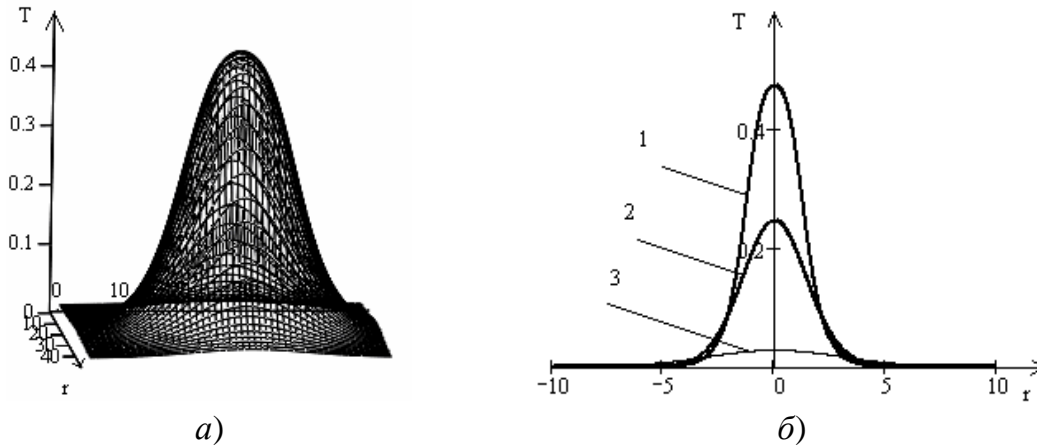


Рис. 1. Поверхность температурного распределения (а) и радиальные профили температуры (б) для непрерывного сферического источника тепла.

Как видно из приведенных графиков основная часть падения температуры приходится на интервал $r \in [0, 2R]$, где R – радиус зонда.

Приемлемость выбранной нормировки для случая нестационарной температуры можно установить, проведя сравнение графиков температурного распределения, вызванного влиянием непрерывного сферического источника тепла, полученного по соотношению (11), и аналитического решения стационарной тепловой задачи [7] при $\tau \gg Fo$.

Самостоятельный интерес представляет сравнение результатов моделирования температурного распределения, вызванного влиянием непрерывного сферического источника тепла, имеющего постоянную и гауссову плотность мощности.

Пусть плотность тепловых источников описывается функцией пространственной координаты

$$F(r) = F_0 \exp(-r^2 / a^2), \quad (12)$$

где r – длина радиус-вектора, проведенного в данную точку пространства из начала координат. Подстановка этого выражения в формулу (9) позволяет получить вид температурного распределения (рис. 2, где 1 – случай однородной генерации тепла; 2 – случай гауссовой плотности тепловых источников ($t = 1$ усл. ед., $R = 1$ усл. ед)).

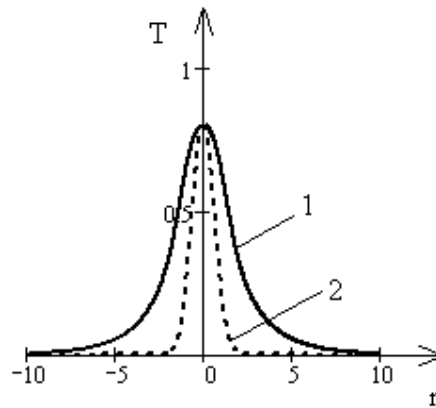


Рис. 2. Графики температурного распределения, вызванного влиянием непрерывного сферического источника тепла.

Проводя сравнение распределений, можно сделать вывод, что ход температурных кривых отличается (примерно в три раза на расстояниях порядка радиуса источника), однако максимальная температура перегрева образца в обоих случаях совпадает.

Расчет теплового воздействия электронного зонда на сегнетоэлектрический кристалл триглицинсульфата для различных типов растрового электронного микроскопа

Модель нестационарной теплопроводности позволяет оценить величину локального нагрева образцов электронным зондом растрового электронного микроскопа (РЭМ), рассматривая последний в качестве сфокусированного источника тепла. В зависимости от реализуемых режимов сканирования растровые электронные микроскопы можно условно классифицировать на высоковольтные и низковольтные.

Оценим локальное тепловое воздействие электронного зонда на модельный кристалл сегнетоэлектрика триглицинсульфата $((\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$, температура Кюри 49°C). Расчет проведем для различных типов РЭМ. Мощность электронного зонда определим согласно соотношению (4), полную мощность тепловых источников – по формуле (5).

ТГС характеризуется следующими теплофизическими параметрами [8]: коэффициент теплопроводности – $k_T = 0,8 \text{ Вт}(\text{К}\cdot\text{м})^{-1}$; удельная тепло-

емкость – $c = 1,6 \cdot 10^3 \text{ Дж}(\text{кг}\cdot\text{К})^{-1}$; плотность – $\rho = 1,6 \cdot 10^3 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$; коэффициент температуропроводности – $a^2 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2\cdot\text{с}^{-1}$.

Область рассеяния электронов в случае полусферической аппроксимации будем описывать полусферой радиуса R_0 . Радиус полусферы определим из соотношения (3) в зависимости от среднего пробега электронов, определяемого соотношением (2).

Для низковольтных типов РЭМ энергия пучка электронов значительно меньше, поэтому согласно соотношению (1) величина свободного пробега электронов уменьшается. При большом диаметре зонда он может значительно превышать глубину проникновения электронов ($d_0 \gg R_{cp}$). Область рассеяния электронов приобретает цилиндрическую форму, при этом радиус основания цилиндра будет также определяться соотношением (3) ($R_{уст} \approx d_0 / 2$). В этом случае решение следует искать, используя выражение для теплового поля, созданного непрерывным цилиндрическим источником тепла.

Для определения характерного времени вычислительного эксперимента (времени действия источника) воспользуемся критерием Фурье (11). В качестве характерного размера принимаем радиус теплового источника. Тогда время Фурье для случаев высоковольтного и низковольтного РЭМ будет определяться как $t_{Fo} = R_{уст}^2 / a^2$. Наблюдение температурного распределения происходит в момент времени, равный времени действия источника.

В табл. 1 сведены значения параметров эксперимента для различных типов РЭМ.

Таблица 1

Параметр	Высоковольтный РЭМ	Низковольтный РЭМ
Ускоряющее напряжение, кВ	15	0,8
Ток зонда, А	10^{-9}	10^{-6}
Мощность зонда, мВт	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,8
Диаметр зонда, мкм	0,1	4
Глубина проникновения электронов R_{cp} по (4), мкм	3,99	0,027
Радиус теплового источника по (5), мкм	4,04	2,027
Время Фурье, мкс	54	13,7
Величина перегрева при сферической аппроксимации источника, К	0,4	39
Величина перегрева при цилиндрической аппроксимации источника, К	0,85	91

Результаты моделирования температурных полей, возникающих в кристалле ТГС при исследовании в высоковольтном и низковольтном РЭМ с учетом указанных режимов, имеют вид, представленный на рис. 1 и 2 для нормированных величин. Расчет конфигурации нестационарного теплово-

го поля для сферической аппроксимации источника проводился – по соотношению (9), для цилиндрической аппроксимации по соотношению (10).

В табл. 1 также приведены значения радиуса теплового источника в зависимости от энергии пучка электронов высоковольтного и низковольтного РЭМ в кристалле ТГС, расчетные значения времени Фурье и величины перегрева образцов.

Анализ результатов

Анализ полученных результатов показывает, что максимальная температура перегрева образцов в низковольтных РЭМ достигает больших значений, чем в высоковольтных. 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.

Сравнение величин температурного перегрева, представленных в табл. 1, оправдывает необходимость использования цилиндрической аппроксимации источника тепла для низковольтного РЭМ, поскольку сферическая аппроксимация дает заниженную оценку перегрева.

Динамика изменения максимальной температуры перегрева образца ТГС в высоковольтном РЭМ при сферической аппроксимации теплового источника с течением времени показывает, что время установления стационарной температуры примерно соответствует величине $100 Fo$ (для ТГС $Fo = 5 \cdot 10^{-3}$ с.). Величина максимального перегрева меньше величины максимального перегрева в стационарном случае приблизительно в 3 раза.

В табл. 2 приведены результаты расчета максимальной величины локального нагрева по данным литературных источников. Расчет проведен в предположении установления стационарного температурного распределения в кристалле ТГС (высоковольтный РЭМ).

Таблица 2

Расчет локального нагрева по формуле	Перегрев, К
Кастена [1]	90
Филиппова [2]	1,76
Бакалейникова [3]	2,35
(11) (время $5 \cdot 10^{-3}$ с)	0,8

Таким образом, расчет величины температурного перегрева зонда РЭМ можно проводить различными способами в зависимости от целей и условий эксперимента. При достаточно длительном воздействии зонда (медленное сканирование) на один элемент образца вероятно установление стационарного температурного распределения, величину максимального перегрева можно оценить по любой из указанных формул, причем первая

по времени формула Кастена дает верхнюю и явно завышенную оценку нагрева.

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 см электронно-лучевой трубки при увеличении $300\times$). При диаметре зонда $d_0 = 4$ мкм длительность экспозиции одного элемента составляет $t_{\Sigma} = 0,25$ мкс. В этом случае для многих материалов время экспозиции кадра соизмеримо с временем Фурье (например, для дерева время Фурье $t_{Fo} = 9$ мкс, для тефлона $t_{Fo} = 0.79$ мкс), поэтому для оценки максимальной температуры перегрева необходим учет результатов моделирования нестационарных тепловых полей. Моделирование нестационарных тепловых полей при сферической и цилиндрической аппроксимации источника можно провести по соотношениям (9) и (10) соответственно.

Для оценки максимальной величины нагрева исследуемых образцов при заданных характеристиках разработано программное приложение в пакете прикладных программ Matlab 7.0. Интерфейс пользователя предусматривает возможность выбора конфигурации теплового источника в зависимости от типов РЭМ и включает задание входных параметров: удельной теплоемкости образца, коэффициента теплопроводности, плотности образца, мощности зонда, радиуса теплового источника, начальной температуры, времени действия источника, момента времени, в течение которого происходит наблюдение температурного распределения. Результатами работы программы являются график распределения температуры в образце и значение величины максимального перегрева.

Заключение

В работе приведена оценка теплового воздействия электронного зонда растрового электронного микроскопа на исследуемый образец методами математического моделирования. Представленная математическая модель нестационарного процесса распределения тепла реализуется аналитическими методами решения задач математической физики. Обобщенное решение задачи получено с применением метода источников решения уравнений параболического типа для источников тепла, имеющих сферическую и цилиндрическую аппроксимации. Моделирование тепловых явлений проведено с учетом выбора параметров математической модели, отвечающих условиям экспериментального наблюдения. Разработанное приложение позволяет определить максимальную величину нагрева исследуемых образцов.

Представленные результаты моделирования могут быть использованы для оценки локального нагрева образцов электронным зондом, а также при исследовании физических процессов в твердых телах, в которых сосредоточенное тепловое воздействие играет приоритетную роль.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Castaing R.* // Adv. In Electronics and Electron Physics. – N.Y.: Acad. Press. – 1960. – V. 13. – P.317.
2. *Филиппов М.Н.* Оценка теплового воздействия электронного зонда в растровой электронной микроскопии рентгеноспектральном анализе // Изв. РАН. Сер. физич.– 1993. – № 8. – С.163-171.
3. *Бакалейников Л.А., Галактионов Е.В., Третьяков В.В., Трон Э.А.* Расчет теплового воздействия электронного зонда на образец нитрида галлия // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 5. – С.779-785.
4. *Мельников А.А., Потапкин А.Д.* Математическое моделирование тепловых явлений, возникающих при взаимодействии электронного пучка с полупроводниковыми объектами // В кн.: Материалы XVI Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел. – Черногловка, 2005.
5. *Sogr A.A., Maslovskaya A.G., Kopylova I.B.* Advanced modes of imaging of ferroelectric domains in the SEM // Ferroelectrics. – 2006. – V. 341. – P.29-37.
6. Практическая растровая электронная микроскопия. / под ред. *Дж. Гоулдстейна, Х. Яковица.* – М.: Мир, 1978.
7. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. – М.: Наука, 1964.
8. *Лайнс М., Гласс А.* Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. – М.: Мир, 1981.