



УДК 536.79

Е.П. Таран, канд. физ.-мат. наук,

С.А. Зуев, канд. тех. наук

Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского

(Украина, 95007, Симферополь, пр. Вернадского, 4,

тел.: (0652) 608260, e-mail: taran_evgeniy@mail.ru)

3D-модель электротепловых процессов в слоисто-неоднородных структурах при воздействии электромагнитных полей СВЧ диапазона

Описана численная 3D-модель электротепловых процессов в слоисто-неоднородных структурах при воздействии электромагнитного излучения СВЧ диапазона. При разработке модели использован метод независимых тепловых потоков и применена адаптивная пространственная сетка по всем направлениям.

Описано чисельну 3D-модель електротеплових процесів у неоднорідних структурах під впливом електромагнітного випромінювання НВЧ діапазону. При розробці моделі використано метод незалежних теплових потоків та застосовано адаптивну просторову сітку в усіх напрямках.

К л ю ч е в ы е с л о в а: металлодиэлектрическая структура, метод независимых тепловых потоков, адаптивная пространственная сетка.

Современная элементная база электронных систем и компонентов построена на многослойных пленочных интегральных микросхемах (ИМС) [1—3]. При воздействии электромагнитного излучения СВЧ диапазона ИМС можно рассматривать как неоднородную многослойную структуру, содержащую проводящие, диэлектрические и полупроводниковые пленки (микроструктурные элементы (МСЭ)). Учесть все особенности электротепловых процессов в МСЭ реальных ИМС при воздействии электромагнитного излучения невозможно. Электротепловые процессы в кристалле ИМС можно исследовать с помощью численной модели, построенной для МСЭ, задавая на подложке пленочные структуры с неоднородными электрофизическими параметрами (электропроводность, теплопроводность, плотность, теплоемкость).

Воздействие мощных электромагнитных полей на МСЭ приводит к наведению токов проводимости на металлических пленочных элементах,

© Е.П. Таран, С.А. Зуев, 2013

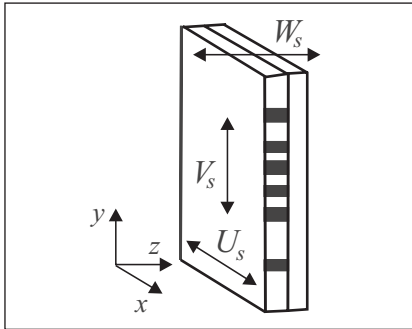


Рис. 1. Модель неоднородной слоистой структуры

тока смещения в диэлектриках и их совокупности в полупроводниковых структурах [4]. В свою очередь, наведенные токи являются источниками вторичного электромагнитного излучения, которые оказывают влияние на распределение электромагнитных полей как в самой неоднородной многослойной структуре, так и вблизи нее (дифракция на МСЭ) [5]. При воздействии электромагнитного излучения СВЧ диапазона на МСЭ наведенные токи приводят к разогреву

проводящих пленок и прилегающих слоев, т.е. происходит рассеяние тепла в прилегающих областях. Механизм образования тепловых источников может быть обусловлен как непосредственным поглощением электромагнитного излучения МСЭ, так и образованием цепей разряда в МСЭ вследствие дополнительной разности потенциалов [6] или их совокупностью.

Актуальной является задача построения модели, описывающей тепловые потоки и температурные поля в неоднородных многослойных МСЭ при воздействии мощного электромагнитного излучения СВЧ диапазона. Подобная модель описана в работе [7]. Однако, являясь двумерной, она позволяет исследовать механизм разогрева только заданной четырехслойной структуры вследствие образования разрядных цепей.

Рассмотрим построение численной трехмерной электротепловой модели в слоисто-неоднородных структурах при воздействии мощного электромагнитного излучения СВЧ диапазона.

Исходные положения. Объектом исследований является неоднородная слоистая структура, каждый слой которой имеет свои геометрические и электрофизические параметры (рис. 1).

Для определения тепловых потоков и характера изменения температуры неоднородной слоистой структуры используем систему нестационарных трехмерных уравнений теплопроводности [8]:

$$c_s(x, y, z) \rho_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial z} \right] + q_s(x, y, z, t),$$

где $c_s(x, y, z)$ — удельная теплоемкость слоя s ; $\rho_s(x, y, z)$ — удельная плотность слоя s ; $K_s(x, y, z)$ и T_s — коэффициент теплопроводности и

температурное поле слоя s ; $q_s(x, y, z, t)$ — удельная мощность тепловых источников на s слое.

Для решения нестационарного уравнения теплопроводности используем граничные условия третьего рода:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{гр}} = -\frac{\alpha_{\text{то}}}{K_s} (T_{\text{п}} - T_{\text{о.с}}),$$

где $\alpha_{\text{то}}$ — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²К); $T_{\text{п}}$ — температура внешних поверхностей неоднородной слоистой структуры; $T_{\text{о.с}}$ — температура окружающей среды.

Граничные условия для граней исследуемой структуры имеют вид

$$\frac{\partial T_s(0, y, z)}{\partial x} = -\frac{\alpha_{1x}}{K_s} (T_s(0, y, z) - T_{\text{о.с}}), \quad \frac{\partial T_s(L_x, y, z)}{\partial x} = -\frac{\alpha_{2x}}{K_s} (T_s(L_x, y, z) - T_{\text{о.с}}),$$

$$\frac{\partial T_s(x, 0, z)}{\partial y} = -\frac{\alpha_{1y}}{K_s} (T_s(x, 0, z) - T_{\text{о.с}}), \quad \frac{\partial T_s(x, L_y, z)}{\partial y} = -\frac{\alpha_{2y}}{K_s} (T_s(x, L_y, z) - T_{\text{о.с}}),$$

$$\frac{\partial T_s(x, y, 0)}{\partial z} = -\frac{\alpha_{1z}}{K_s} (T_s(x, y, 0) - T_{\text{о.с}}), \quad \frac{\partial T_s(x, y, L_z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_{2z}}{K_s} (T_s(x, y, L_z) - T_{\text{о.с}}).$$

Для численного решения трехмерного уравнения теплопроводности используем метод независимых тепловых потоков [9], согласно которому введем независимые тепловые потоки следующего вида (см. рис.1):

$$U = K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial x}, \quad V = K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial y}, \quad W = K_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial z}.$$

Представим уравнение теплопроводности с учетом тепловых потоков:

$$c_s(x, y, z) \rho_s(x, y, z) \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} + q_s(x, y, z, t).$$

Перепишем его в виде

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{c_s \rho_s} \left(\frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} + q_s \right), \quad (1)$$

где для простоты записи зависимости $c_s(x, y, z)$, $\rho_s(x, y, z)$ и $q_s(x, y, z, t)$ опущены.

Продифференцировав тепловые потоки по времени и исключив температуру, получим дифференциальные уравнения относительно независимых тепловых потоков:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_s}{\partial t} = & \frac{K_s}{c_s \rho_s} \left(\frac{\partial^2 U_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_s}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 W_s}{\partial x \partial z} + \frac{\partial q_s}{\partial x} \right) + \frac{\partial K_s}{\partial t} \frac{U_s}{K_s} - \\ & - \frac{K_s}{(c_s \rho_s)^2} \left(\frac{\partial c_s}{\partial x} \rho_s + \frac{\partial \rho_s}{\partial x} c_s \right) \left(\frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} + q_s \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_s}{\partial t} = & \frac{K_s}{c_s \rho_s} \left(\frac{\partial^2 U_s}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 V_s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W_s}{\partial y \partial z} + \frac{\partial q_s}{\partial y} \right) + \frac{\partial K_s}{\partial t} \frac{V_s}{K_s} - \\ & - \frac{K_s}{(c_s \rho_s)^2} \left(\frac{\partial c_s}{\partial y} \rho_s + \frac{\partial \rho_s}{\partial y} c_s \right) \left(\frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} + q_s \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_s}{\partial t} = & \frac{K_s}{c_s \rho_s} \left(\frac{\partial^2 U_s}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 V_s}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 W_s}{\partial z^2} + \frac{\partial q_s}{\partial z} \right) + \frac{\partial K_s}{\partial t} \frac{W_s}{K_s} - \\ & - \frac{K_s}{(c_s \rho_s)^2} \left(\frac{\partial c_s}{\partial z} \rho_s + \frac{\partial \rho_s}{\partial z} c_s \right) \left(\frac{\partial U_s}{\partial x} + \frac{\partial V_s}{\partial y} + \frac{\partial W_s}{\partial z} + q_s \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия для тепловых потоков имеют вид

$$\begin{aligned} U_s(0, y, z) &= -\alpha_{1x}(T_s(0, y, z) - T_{o.c}), \\ U_s(L_x, y, z) &= -\alpha_{2x}(T_s(L_x, y, z) - T_{o.c}), \\ V_s(x, 0, z) &= -\alpha_{1y}(T_s(x, 0, z) - T_{o.c}), \\ V_s(x, L_y, z) &= -\alpha_{2y}(T_s(x, L_y, z) - T_{o.c}), \\ W_s(x, y, 0) &= -\alpha_{1z}(T_s(x, y, 0) - T_{o.c}), \\ W_s(x, y, L_z) &= -\alpha_{2z}(T_s(x, y, L_z) - T_{o.c}). \end{aligned} \quad (5)$$

Решив систему дифференциальных уравнений (2)—(4), можно определить тепловые потоки в неоднородной слоистой структуре и с помощью дифференциального уравнения (1) рассчитать распределение температуры.

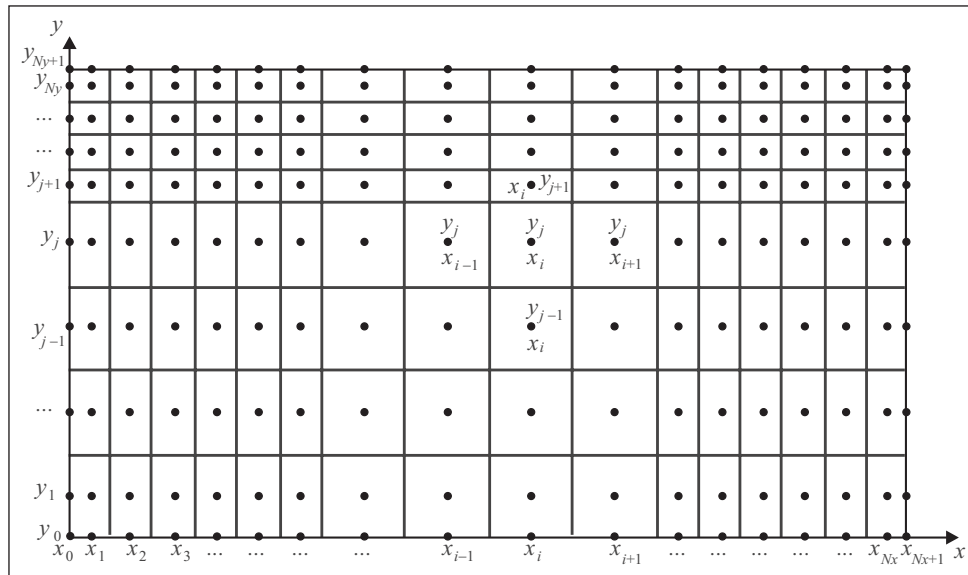


Рис. 2. Адаптивная сетка неоднородной слоистой структуры (сечение xy)

Численная 3D-модель электротепловых процессов в неоднородной слоистой структуре. Решение системы (2)—(4) с граничными условиями (5) позволяет определить тепловые потоки U_s , V_s , W_s для неоднородной слоистой структуры с учетом временной и пространственной зависимостей электрофизических параметров. Для численного решения системы уравнений (2)—(4) необходимо выполнить пространственную дискретизацию (сканирование) исследуемой структуры с неравномерным шагом, т.е. построить адаптивную сетку (рис. 2). Температурное поле неоднородной слоистой структуры рассчитывается в точках пространственной дискретизации: узлу x_i , y_j , z_k соответствует температура $T_{i,j,k}$. Значения тепловых потоков смещены относительно значений температур на половину пространственного шага (рис. 3).

Численная реализация нестационарной 3D-модели электротепловых процессов на каждом временном шаге состоит из трех этапов.

Этап 1 — тепловые потоки первого приближения. Записываем систему «усеченных уравнений»:

$$\frac{\partial U_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 U_s}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial V_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 V_s}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial W_s}{\partial t} = a_s \frac{\partial^2 W_s}{\partial z^2},$$

где $a_s = K_s / (c_s \rho_s)$ — коэффициент температуропроводности. В конечно-

$$\tilde{W}_{i,j,k'} - W_{i,j,k'}^n = a_{i,j,k'}^n \tau \left(\frac{\tilde{W}_{i,j,k'+1} - \tilde{W}_{i,j,k'} - \tilde{W}_{i,j,k'} - \tilde{W}_{i,j,k'-1}}{hz_{k+1} + hz_k} \right), k' = 1 \div N_z - 1,$$

где $hx_{i'}$, $hy_{j'}$, $hz_{k'}$ — усредненные значения шагов по соответствующим координатам, $hx_{i'} = 0,5(hx_{i+1} + hx_i)$, $hy_{j'} = 0,5(hy_{j+1} + hy_j)$, $hz_{k'} = 0,5(hz_{k+1} + hz_k)$; $a_{i',j,k}^n$, $a_{i,j',k}^n$, $a_{i,j,k'}^n$ — коэффициенты теплопроводности в соответствующих точках пространственной дискретизации для тепловых потоков,

$$a_{i',j,k}^n = \frac{K_{i',j,k}^n}{c_{i',j,k}^n \rho_{i',j,k}^n}, \quad a_{i,j',k}^n = \frac{K_{i,j',k}^n}{c_{i,j',k}^n \rho_{i,j',k}^n}, \quad a_{i,j,k'}^n = \frac{K_{i,j,k'}^n}{c_{i,j,k'}^n \rho_{i,j,k'}^n};$$

$U_{i',j,k}^n$, $V_{i,j',k}^n$, $W_{i,j,k'}^n$ — тепловые потоки на предыдущем временном шаге по соответствующим направлениям; τ — временной шаг.

Тепловые потоки $U_{i',j,k}^n$, $V_{i,j',k}^n$, $W_{i,j,k'}^n$ и коэффициенты теплопроводности $K_{i',j,k}^n$, $K_{i,j',k}^n$, $K_{i,j,k'}^n$ для неоднородной слоистой структуры определяем из условия непрерывности тепловых потоков:

$$U_{i',j,k}^n = \frac{2K_{i,j,k}^n K_{i+1,j,k}^n}{K_{i+1,j,k}^n hx_i + K_{i,j,k}^n hx_{i+1}} (T_{i+1,j,k}^n - T_{i,j,k}^n),$$

$$K_{i',j,k}^n = \frac{K_{i,j,k}^n K_{i+1,j,k}^n (hx_i + hx_{i+1})}{K_{i+1,j,k}^n hx_i + K_{i,j,k}^n hx_{i+1}},$$

$$V_{i,j',k}^n = \frac{2K_{i,j,k}^n K_{i,j+1,k}^n}{K_{i,j+1,k}^n hy_j + K_{i,j,k}^n hy_{j+1}} (T_{i,j+1,k}^n - T_{i,j,k}^n),$$

$$K_{i,j',k}^n = \frac{K_{i,j,k}^n K_{i,j+1,k}^n (hy_j + hy_{j+1})}{K_{i,j+1,k}^n hy_j + K_{i,j,k}^n hy_{j+1}},$$

$$W_{i,j,k'}^n = \frac{2K_{i,j,k}^n K_{i,j,k+1}^n}{K_{i,j,k+1}^n hz_k + K_{i,j,k}^n hz_{k+1}} (T_{i,j,k+1}^n - T_{i,j,k}^n),$$

$$K_{i,j,k'}^n = \frac{K_{i,j,k}^n K_{i,j,k+1}^n (hz_k + hz_{k+1})}{K_{i,j,k+1}^n hz_k + K_{i,j,k}^n hz_{k+1}}.$$

Граничные условия для конечно-разностной схемы тепловых потоков на данном этапе имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{0,j,k} &= -\alpha_{1x}(T_{0,j,k}^n - T_{o.c}), \quad \tilde{U}_{N_x,j,k} = -\alpha_{2x}(T_{N_x+1,j,k}^n - T_{o.c}), \\ j &= 0 \div N_y + 1, \quad k = 0 \div N_z + 1, \\ \tilde{V}_{i,0,k} &= -\alpha_{1y}(T_{i,0,k}^n - T_{o.c}), \quad \tilde{V}_{x,N_y,k} = -\alpha_{2y}(T_{i,N_y+1,k}^n - T_{o.c}), \\ i &= 0 \div N_x + 1, \quad k = 0 \div N_z + 1, \\ \tilde{W}_{i,j,0} &= -\alpha_{1z}(T_{i,j,0}^n - T_{o.c}), \quad \tilde{W}_{i,j,N_z} = -\alpha_{2z}(T_{i,j,N_z+1}^n - T_{o.c}), \\ i &= 0 \div N_x + 1, \quad j = 0 \div N_y + 1. \end{aligned}$$

Этап 2 — уточненные значения тепловых потоков. Для получения уточненных значений тепловых потоков $U_{i',j,k}^{n+1}$, $V_{i,j',k}^{n+1}$, $W_{i,j,k'}^{n+1}$ используем полные дифференциальные уравнения (2)–(4), которые запишем в конечно-разностном виде:

$$\begin{aligned} U_{i',j,k}^{n+1} - U_{i',j,k}^n &= \frac{a_{i',j,k}^n \tau}{2} \left(\frac{U_{i'+1,j,k}^{n+1} - U_{i',j,k}^{n+1} - U_{i',j,k}^{n+1} - U_{i'-1,j,k}^{n+1}}{hx_{i+1} \quad hx_i} \right) + \\ &+ \frac{a_{i',j,k}^n \tau}{2} \left(\frac{\Delta_{xy} \tilde{V}_{i',j,k} + \Delta_{xz} \tilde{W}_{i',j,k} + q_{i+1,j,k}^n - q_{i,j,k}^n}{hy_j hx_{i'} + hz_k hx_{i'}} \right) + (K_{i',j,k}^n - K_{i',j,k}^{n-1}) \frac{U_{i',j,k}^n}{K_{i',j,k}^n} - \\ &- \frac{K_{i',j,k}^n \tau}{(c_{i',j,k}^n \rho_{i',j,k}^n)^2} \left(\frac{c_{i+1,j,k}^n \rho_{i,j,k}^n - 2c_{i,j,k}^n \rho_{i,j,k}^n + c_{i,j,k}^n \rho_{i+1,j,k}^n}{hx_{i'}} \right) \times \\ &\times \left(\frac{U_{i',j,k}^n - U_{i'-1,j,k}^n}{hx_i} + \frac{V_{i,j',k}^n - V_{i,j'-1,k}^n}{hy_j} + \frac{W_{i,j,k'}^n - W_{i,j,k'-1}^n}{hz_k} + q_{i,j,k}^n \right), \\ V_{i,j',k}^{n+1} - V_{i,j',k}^n &= \frac{a_{i,j',k}^n \tau}{2} \left(\frac{V_{i,j'+1,k}^{n+1} - V_{i,j',k}^{n+1} - V_{i,j',k}^{n+1} - V_{i,j'-1,k}^{n+1}}{hy_{j+1} \quad hy_j} \right) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{a_{i,j',k}^n \tau}{2} \left(\frac{\Delta_{yx} \tilde{U}_{i,j',k}}{hx_i hy_{j'}} + \frac{\Delta_{yz} \tilde{W}_{i,j',k}}{hz_k hy_{j'}} + \frac{q_{i,j+1,k}^n - q_{i,j,k}^n}{hy_{j'}} \right) + (K_{i,j',k}^n - K_{i,j',k}^{n-1}) \frac{V_{i,j',k}^n}{K_{i,j',k}^n} - \\
 & - \frac{K_{i,j',k}^n \tau}{(c_{i,j',k}^n \rho_{i,j',k}^n)^2} \left(\frac{c_{i,j+1,k}^n \rho_{i,j,k}^n - 2c_{i,j,k}^n \rho_{i,j,k}^n + c_{i,j,k}^n \rho_{i,j+1,k}^n}{hy_{j'}} \right) \times \\
 & \times \left(\frac{U_{i',j,k}^n - U_{i'-1,j,k}^n}{hx_i} + \frac{V_{i,j',k}^n - V_{i,j'-1,k}^n}{hy_j} + \frac{W_{i,j,k'}^n - W_{i,j,k'-1}^n}{hz_k} + q_{i,j,k}^n \right), \\
 & W_{i,j,k'}^{n+1} - W_{i,j,k'}^n = \frac{a_{i,j,k'}^n \tau}{2} \left(\frac{\frac{W_{i,j,k'+1}^{n+1} - W_{i,j,k'}^{n+1}}{hz_{k+1}} - \frac{W_{i,j,k'}^{n+1} - W_{i,j,k'-1}^{n+1}}{hz_k}}{hz_{k'}} \right) + \\
 & + \frac{a_{i,j,k'}^n \tau}{2} \left(\frac{\Delta_{zx} \tilde{U}_{i,j,k'}}{hx_i hz_{k'}} + \frac{\Delta_{zy} \tilde{V}_{i,j,k'}}{hy_j hz_{k'}} + \frac{q_{i,j,k+1}^n - q_{i,j,k}^n}{hz_{k'}} \right) + (K_{i,j,k'}^n - K_{i,j,k'}^{n-1}) \frac{W_{i,j,k'}^n}{K_{i,j,k'}^n} - \\
 & - \frac{K_{i,j,k'}^n \tau}{(c_{i,j,k'}^n \rho_{i,j,k'}^n)^2} \left(\frac{c_{i,j,k+1}^n \rho_{i,j,k}^n - 2c_{i,j,k}^n \rho_{i,j,k}^n + c_{i,j,k}^n \rho_{i,j,k+1}^n}{hz_{k'}} \right) \times \\
 & \times \left(\frac{U_{i',j,k}^n - U_{i'-1,j,k}^n}{hx_i} + \frac{V_{i,j',k}^n - V_{i,j'-1,k}^n}{hy_j} + \frac{W_{i,j,k'}^n - W_{i,j,k'-1}^n}{hz_k} + q_{i,j,k}^n \right),
 \end{aligned}$$

где конечные разности имеют вид

$$\begin{aligned}
 \Delta_{xy} \tilde{V}_{i',j,k} &= \tilde{V}_{i+1,j',k} - \tilde{V}_{i+1,j'-1,k} - \tilde{V}_{i,j',k} + \tilde{V}_{i,j'-1,k}, \\
 \Delta_{xz} \tilde{W}_{i',j,k} &= \tilde{W}_{i+1,j,k'} - \tilde{W}_{i+1,j,k'-1} - \tilde{W}_{i,j,k'} + \tilde{W}_{i,j,k'-1}, \\
 \Delta_{yx} \tilde{U}_{i,j',k} &= \tilde{U}_{i',j+1,k} - \tilde{U}_{i'-1,j+1,k} - \tilde{U}_{i',j,k} + \tilde{U}_{i'-1,j,k}, \\
 \Delta_{yz} \tilde{W}_{i,j',k} &= \tilde{W}_{i,j+1,k'} - \tilde{W}_{i,j+1,k'-1} - \tilde{W}_{i,j,k'} + \tilde{W}_{i,j,k'-1}, \\
 \Delta_{zx} \tilde{U}_{i,j,k'} &= \tilde{U}_{i',j,k+1} - \tilde{U}_{i'-1,j,k+1} - \tilde{U}_{i',j,k} + \tilde{U}_{i'-1,j,k}, \\
 \Delta_{zy} \tilde{V}_{i,j,k'} &= \tilde{V}_{i,j',k+1} - \tilde{V}_{i,j'-1,k+1} - \tilde{V}_{i,j',k} + \tilde{V}_{i,j'-1,k}.
 \end{aligned}$$

Граничные условия для конечно-разностной схемы на втором этапе имеют вид

$$\begin{aligned}
 U_{0,j,k}^{n+1} &= -\alpha_{1x}(T_{0,j,k}^n - T_{o.c}), \quad U_{N_x,j,k}^{n+1} = -\alpha_{2x}(T_{N_x+1,j,k}^n - T_{o.c}), \\
 j &= 0 \div N_y + 1, \quad k = 0 \div N_z + 1, \\
 V_{i,0,k}^{n+1} &= -\alpha_{1y}(T_{i,0,k}^n - T_{o.c}), \quad V_{i,N_y,k}^{n+1} = -\alpha_{2y}(T_{i,N_y+1,k}^n - T_{o.c}), \\
 i &= 0 \div N_x + 1, \quad k = 0 \div N_z + 1, \\
 W_{i,j,0}^{n+1} &= -\alpha_{1z}(T_{i,j,0}^n - T_{o.c}), \quad W_{i,j,N_z}^{n+1} = -\alpha_{2z}(T_{i,j,N_z+1}^n - T_{o.c}), \\
 i &= 0 \div N_x + 1, \quad j = 0 \div N_y + 1.
 \end{aligned}$$

Этап 3 — дивергентный пересчет температурного поля структуры. Используя полученные значения независимых тепловых потоков $U_{i',j,k}^{n+1}$, $V_{i,j',k}^{n+1}$, $W_{i,j,k'}^{n+1}$, выполняем расчет температурного поля неоднородной слоистой структуры:

$$\begin{aligned}
 T_{i,j,k}^{n+1} &= T_{i,j,k}^n + \\
 &+ \frac{\tau}{c_{i,j,k}^n \rho_{i,j,k}^n} \left(\frac{U_{i',j,k}^{n+1} - U_{i'-1,j,k}^{n+1}}{hx_i} + \frac{V_{i,j',k}^{n+1} - V_{i,j'-1,k}^{n+1}}{hy_j} + \frac{W_{i,j,k'}^{n+1} - W_{i,j,k'-1}^{n+1}}{hz_k} + \tilde{q}_{i,j,k} \right),
 \end{aligned}$$

где $\tilde{q}_{i,j,k}$ — плотность тепловых источников, значения которых для обеспечения устойчивости схемы рассчитывают после первого этапа.

На основании численной 3D-модели независимых тепловых потоков реализуем следующий алгоритм расчета температурных полей на временном шаге:

1. Расчет электрофизических параметров неоднородной слоистой структуры и плотности тепловых источников в каждой точке пространственной сетки (x_i, y_j, z_k) в n -й момент времени.
2. Расчет тепловых потоков первого приближения $(\tilde{U}_{i',j,k}, \tilde{V}_{i,j',k}, \tilde{W}_{i,j,k'})$.
3. Расчет плотности тепловых источников после первого этапа $(\tilde{q}_{i,j,k})$.
4. Расчет уточненных тепловых потоков на заданном временном шаге $(U_{i',j,k}^{n+1}, V_{i,j',k}^{n+1}, W_{i,j,k'}^{n+1})$.
5. Расчет температурного поля неоднородной слоистой структуры на заданном временном шаге.

Данный алгоритм позволяет моделировать динамику развития электро-тепловых процессов в неоднородных слоистых структурах, учитывая зависимость электрофизических параметров от температуры.

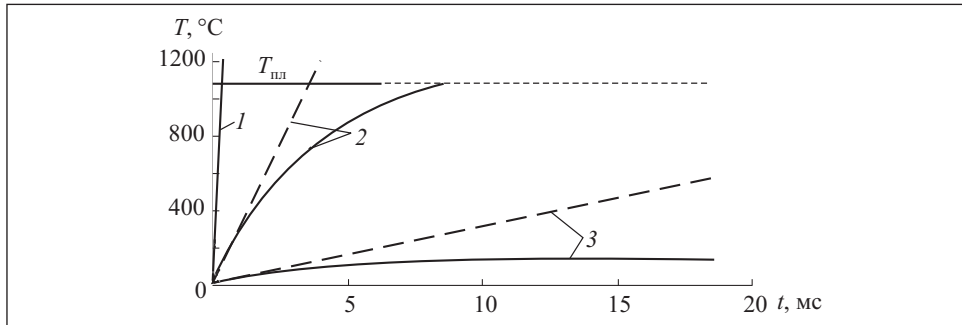


Рис. 4. Кривые зависимости температуры медной пленки от времени при различных значениях мощности рассеяния: 1 — $P = 1$ кВт; 2 — $P = 100$ Вт; 3 — $P = 10$ Вт; — — численный расчет; — — аналитическая оценка

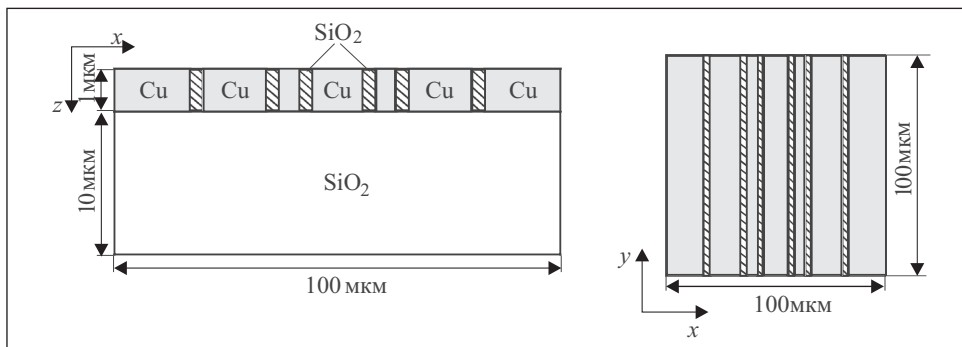


Рис. 5. Модель неоднородной слоистой структуры

Результаты численного моделирования электротепловых процессов в слоисто-неоднородных структурах. Для апробации модели выполнен численный расчет температурного поля медной пленки толщиной 1 мкм (сечение 10×10 мм) при равномерном рассеянии мощности. Полученные данные сопоставлялись с аналитическими оценками, приведенными в работе [10], где рассмотрены электротепловые процессы в проводящей пленке при условии однородности структуры, а также без учета теплообмена с окружением пленки.

Графики зависимости температуры проводящей пленки от времени при различных значениях мощностей рассеяния приведены на рис. 4, из которого видно, что результаты численного эксперимента полностью совпадают с аналитическими оценками при малых временных интервалах ($t < 0,1$ мс для заданных геометрических размеров пленки). При мощности рассеяния на проводящей пленке $P = 1$ кВт температура плавления медной пленки ($T_{пл} \approx 1083$ °C) достигается за время $t \approx 0,36$ мс по аналитической оценке и $t \approx 0,38$ мс — согласно численной модели.

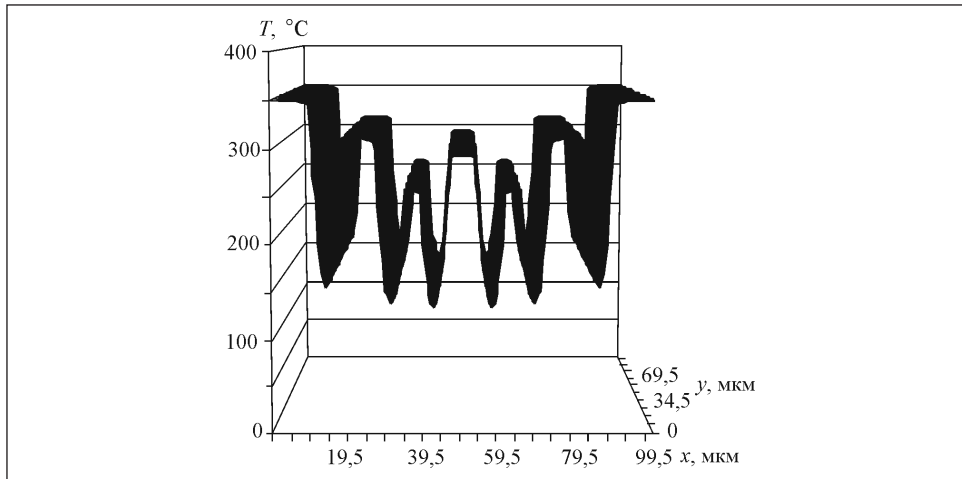


Рис. 6. Распределение температуры на поверхности проводящей пленки ($z = 0$)

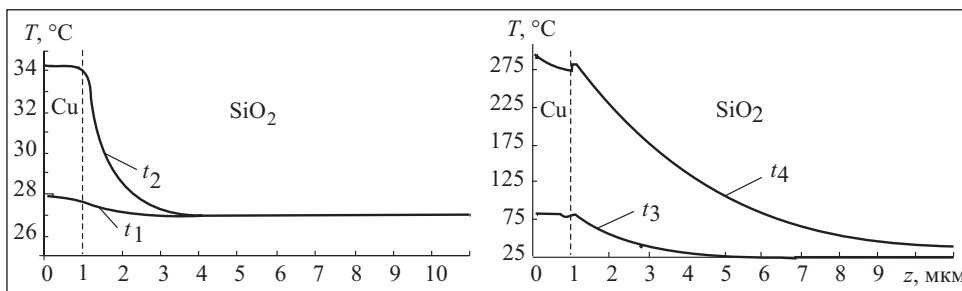


Рис. 7. Графики распределения температуры вдоль оси z неоднородной пленочной структуры в зависимости от времени: $t_1 = 0,1$ мкс; $t_2 = 1$ мкс; $t_3 = 10$ мкс; $t_4 = 100$ мкс

При мощности рассеяния $P = 100$ Вт и $P = 10$ Вт наблюдается расхождение аналитических оценок температуры с численными расчетами. Это связано с тем, что при построении численной модели учитываются граничные условия теплообмена проводящей пленки с окружающим пространством, ее конечные размеры, которые при времени, превышающем 1 мс для заданной геометрии пленки, начинают оказывать существенное влияние на распределение температуры в структуре.

При использовании численной 3D электротепловой модели получено распределение температурных полей в неоднородной слоистой структуре (рис. 5). Для расчета распределения тепловых источников в объеме слоистой структуры было задано значение напряженности электрического поля на поверхности структуры ($E_{m\tau 0} = 1$ кВ/м в плоскости xy , $z = 0$). Значение напряженности электрического поля вдоль оси z определено из аналитичес-

кого соотношения [10] $E_m = E_{m\tau\tau} e^{-\sqrt{\omega\mu_0\sigma/2z}}$, где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота электромагнитного поля; σ — электропроводность проводящей пленки.

На рис. 6 показано распределение температуры в сечении xu (см. рис. 5) через $t = 100$ мкс после начала воздействия электромагнитного поля.

Динамика распространения теплового потока в структуру в продольном сечении, проходящем через центр структуры ($x = 50$ мкм, $y = 50$ мкм), представлена на рис. 7.

Выводы

Выполненные расчеты свидетельствуют о возможности использования разработанной модели для описания тепловых процессов в многослойных структурах при воздействии на них мощных электромагнитных полей.

Результаты тестовых расчетов, выполненных на основании разработанной 3D-модели электротепловых процессов в неоднородных пленочных структурах, полностью соответствуют аналитическим оценкам. Предложенная модель может быть использована для исследования электротепловых процессов в неоднородных многослойных структурах с тепловыми источниками, в частности при решении задач нелинейной дифракции, исследовании электротепловых процессов в микросхемах, работающих в напряженных токовых и тепловых режимах.

A numerical 3D-model of electro-thermal processes in the layer-heterogeneous structures under the microwave influence has been described. The method of independent thermal streams was used for the model development, and an adaptive spatial network was applied in all directions.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zeitzoff P.M., Chung J.E. Weighing in on Logic Scalling Trends // IEEE Circuits and Devices Magazine. — 2002. — Vol. 18, N 2. — P. 18—27.
2. Красников Г.Я. Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП транзисторов. — М.: Техносфера. — 2002. — 416 с.
3. Рабан Ж.М. Цифровые интегральные микросхемы. Методика проектирования. — М.: изд-во «Вильямс», 2007. — 912 с.
4. Старостенко В.В., Глумова М.В., Рукавишников А.В., Таран Е.П. Динамика развития необратимых деградационных процессов в проводящих микроструктурах интегральных микросхем при воздействии импульсных электромагнитных полей // Вестник ХНУ. Радиофизика и электроника. — 2002. — Вып.1, № 544. — С. 167—172.
5. Малишевский С.В., Старостенко В.В., Таран Е.П., Чурюмов Г.И. Поле в ближней зоне микросхемы при воздействии на нее электромагнитной волной в волноводе // Письма в ЖТФ. — 2003. — 29, Вып. 1. — С. 62—68
6. Григорьев Е.В., Малишевский С.В., Старостенко В.В., Таран Е.П. Механизмы воздействия электромагнитных полей на интегральные микросхемы // Радиоэлектроника и информатика. — 2002. — № 3. — С.29—32.

7. Грибский М.П., Григорьев Е.В., Слипченко Н.И. и др. Модель кристалла микросхем для исследования напряженных токовых и тепловых режимов // Радиотехника. — 2008. — Вып. 153. — С. 158—161.
8. Байков В.А., Жибер А.В. Уравнения математической физики. — Москва—Ижевск : Ин-т компьютерных исследований, 2003. — 252 с.
9. Гейн С.В., Зайцев Н.А., Посвянский В.С., Радвогин Ю.Б. Метод независимых потоков для численного решения многомерного уравнения теплопроводности. — М. : Ин-т прикладной математики им. М.В. Келдыша, 2003. — 28 с.
10. Слипченко Н.И., Старостенко В.В., Таран Е.П., Глумова М.В. Необратимые процессы в проводящих пленках металлодиэлектрических структур при воздействии мощных электромагнитных полей // Радиотехника. — 2011. — Вып. 167. — С. 209—216.

Поступила 29.12.12;
после доработки 27.02.13

ТАРАН Евгений Павлович, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры компьютерной инженерии и моделирования Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. В 1993 г. окончил Симферопольский госуниверситет (Таврический национальный университет). Область научных исследований — моделирование дифракционных и электротепловых процессов в неоднородных пленочных структурах при воздействии электромагнитных полей СВЧ диапазона.

ЗУЕВ Сергей Александрович, канд. техн. наук, доцент кафедры радиофизики и электроники Таврического национального университета им. В.И.Вернадского. В 1995 г. окончил Симферопольский госуниверситет (Таврический национальный университет). Область научных исследований — моделирование физических процессов в полупроводниковых структурах.