

Зазначимо, що запропонована математична модель може бути застосована для випадків, коли переріз каналу буде відмінним від розглянутих, тобто отримані результати узагальнюють результати робіт [1, 2, 6].

1. Joo-Hee Hong, Byoung-Sik Kim and Dok-Chan Kim. Demulsification of Oil – Water Emulsions by Microwave Irradiation. Korean Chem. Eng. Res. – December, 2004. – Vol. 42, No. 6. – P. 662–668.
2. Анфиногентов В.И., Галимов М.Р., Морозов Г.А., Морозов О.Г. Математическое моделирование микроволновой сепарации водонефтяной эмульсии // Математические методы в технике и технологиях – ММТТ18: Сб. тр. Междунар. научн. конф. Т. 3. – Казань: Изд-во Казан. гос. технол. ун-та, 2005. – С. 159–162.
3. Шульман З.П. Конвективный теплоперенос реологически сложных жидкостей. – М.: Энергия, 1975. – 352 с.
4. Сафрончик А.И. Неустановившиеся течения вязкопластичного материала между параллельными стенками // Прикладная математика и механика. – 1959. – Т. 23, вып. 5. – С. 71–76.
5. Сафрончик А.И. Неустановившиеся течения вязкопластичного материала в круглой трубе // Прикладная математика и механика. – 1960. – Т. 24, вып. 1. – С. 53–59.
6. Анфиногентов В.И. Математическое моделирование СВЧ нагрева диэлектриков. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2006. – 137 с.
7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твёрдых тел. – М.: Наука, 1964. – 487 с.
8. Коряшкина Л.С., Яковенко В.А. О решении одной задачи теплопереноса с фазовым превращением // Питання прикладної математики і математичного моделювання: Сб. научн. тр. – Дніпропетровськ: ДНУ, 2003. – С. 100–113.

УДК 621.382.001

О.Є. Гамола

Національний університет “Львівська політехніка”, м. Львів

ЕЛЕКТРОТЕПЛОВА МОДЕЛЬ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА

© Гамола О.Є., 2007

Запропоновано електротеплову модель напівпровідникового діода, яка дозволяє розрахувати розподіл температури T в структурі з врахуванням залежності рухливості носіїв заряду μ та часу життя τ від температури.

The electric heat model of semiconductor diode which allows to evaluate distributing of the temperature T in its structure when dependence of charge transmitters mobility μ and time of life τ on temperature is taken into account.

Постановка проблеми. Сучасні напівпровідникові прилади – це наночарові структури, кожна ділянка якої легована домішками n або p типу різної концентрації. Електрофізичні властивості таких структур залежать від розподілу температури в них, який зумовлений значним двовимірним електричним полем ($10^5 - 10^6$ В/см). Застосування дифузійно-дрейфової моделі переносу носіїв заряду щодо таких структур не забезпечує адекватності відтворення електрофізичних процесів у них. Створення математичних моделей напівпровідникових приладів, які б враховували явище теплопереносу та його вплив на параметри напівпровідникових структур є **актуальною** задачею.

Аналіз останніх досліджень. Для вирішення цієї проблеми деякі автори пропонують балістичну модель переносу носіїв заряду в малих системах [1, 2], яка допускає, що носії заряду рухаються в середовищі без будь-яких зіткнень. Проте ця модель не дає доброго чисельного результату порівняно з точним розв’язком рівняння Больцмана. У статті Чена [3] виведено і проаналізовано дифузійно-балістичне рівняння теплопроводності, яке враховує дифузійний та

балістичний механізми поширення носіїв температури, проте є складнішим, ніж звичайне рівняння теплопровідності.

Задачі дослідження. Метою статті є побудова математичної моделі напівпровідникового діода, яка б враховувала теплоперенос у структурі, а також залежність рухливості носіїв заряду μ та часу релаксації τ від температури T . За основу взято систему рівнянь, запропоновану Страттоном [4], яку розвинуто для застосування щодо двоконтинуумного струмопереносу в напівпровідниковому середовищі.

Виклад основного матеріалу. Побудуємо електротеплову модель для напівпровідникового діода (рис. 1). Система рівнянь, які описують струмо- та теплоперенос в напівпровідниковому діоді, містить рівняння Пуассона

$$-\nabla(\varepsilon_{as}\nabla\varphi) = e(p - n + N), \quad (1)$$

рівняння неперервності електронного струму

$$-\nabla J_n = -qR, \quad (2)$$

рівняння неперервності діркового струму

$$-\nabla J_p = qR, \quad (3)$$

рівняння теплового балансу

$$\nabla J_T = (J_n + J_p)\nabla\varphi, \quad (4)$$

де n, p – концентрації електронів і дірок; N – результуюча концентрація іонізованих донорної та акцепторної домішок; φ – електричний потенціал; q – заряд електрона; J_n, J_p – густини електронного та діркового струмів; J_T – тепловий потік; ε_{as} – абсолютна діелектрична провідність напівпровідника.

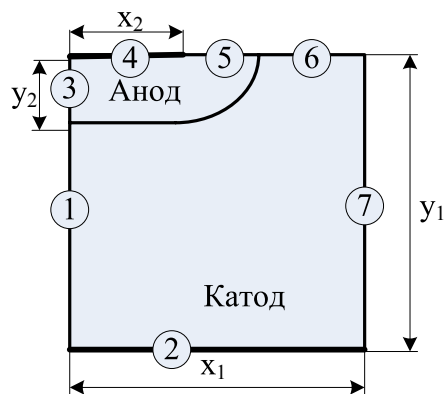


Рис. 1. Структура напівпровідникового діода

Густини електронного і діркового струмів виражаємо через φ, n, p і T з врахуванням того, що рухливість носіїв заряду і час релаксації змінюються за такими законами $\mu = \mu\left(\frac{T_0}{T}\right)^{-\alpha} = AT^{-\alpha}$,

$$\tau = \tau\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1-\alpha} :$$

$$J_n = -qn\mu_n\nabla\varphi + qD_n\nabla n + kn\mu_n(1-\alpha)\nabla T, \quad (5)$$

$$J_p = -qr\mu_p\nabla\varphi - qD_p\nabla p + kr\mu_p(1-\alpha)\nabla T, \quad (6)$$

де μ_n , μ_p – рухливості електронів і дірок; $\phi_T = kT/q$ – температурний потенціал (електронна температура); T – температура; k – стала Больцмана; $D_n = \phi_T \mu_n$, $D_p = \phi_T \mu_p$ – коефіцієнти дифузії електронів і дірок; $\alpha = 1, 0.5$.

Рівняння густин електронного і діркового струмів, що в дифузійно-дрейфовій моделі містили тільки дифузійні $-qn\mu_n \nabla \phi$, $-qrp\mu_p \nabla \phi$ і дрейфові $qD_n \nabla n$, $-qD_p \nabla p$ складові, доповнено тепловими складовими $kn\mu_n(1-\alpha)\nabla T$, $kr\mu_p(1-\alpha)\nabla T$.

Тепловий потік обчислюємо за таким виразом:

$$J_T = -c\nabla T, \quad (7)$$

c – коефіцієнт теплопровідності напівпровідника.

Параметр R відображає рекомбінацію Шоклі-Ріда-Холла, яка є основним процесом рекомбінації через пастки, що розташовані в забороненій зоні напівпровідника

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (8)$$

де n_i – концентрація носіїв у власному напівпровіднику, τ_n , і τ_p – час життя носіїв електронів і дірок відповідно, а n_1 і p_1 – параметри, пов'язані з енергетичним рівнем пасток. Якщо рівень пастки розташований в середині забороненої зони (як передбачається), то n_1 і p_1 дорівнюють n_i .

Сформуємо граничні умови. Для меж, що прилягають до ізоляції, використовуємо симетричні граничні умови. Для меж, що розташовані далеко від активної зони приладу, електричне поле і густини електричних струмів мають нульову нормальну складову. Ці обидва типи меж (рис. 1) описуємо за допомогою граничних умов Неймана:

$$\text{для меж } 1, 3, 5, 6, 7 \quad \bar{n} \times \nabla \phi = 0, \quad (9)$$

$$\text{для меж } 1, 3, 5, 6, 7 \quad \bar{n} \times \bar{J}_n = 0, \quad (10)$$

$$\text{для меж } 1, 3, 5, 6, 7 \quad \bar{n} \times \bar{J}_p = 0. \quad (11)$$

$$\text{для меж } 1, 3, 7 \quad \bar{n} \times \bar{J}_T = 0. \quad (12)$$

На межах, що контактують з металом, електричний потенціал сталий. Якщо прийняти, що швидкість рекомбінації на електроді безмежна, то вступає в силу закон діючих мас:

$$n_i^2 = np. \quad (13)$$

На підставі цього та припущення, що на електроді відсутній заряд, обчислюємо концентрацію носіїв. Тоді граничні умови на електродах (2, 4) мають вигляд

$$\phi = U_a + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N/2 + \sqrt{(N/2)^2 + n_i^2}}{n_i} \right), \quad (14)$$

$$n = N/2 + \sqrt{(N/2)^2 + n_i^2}, \quad (15)$$

$$p = -N/2 + \sqrt{(N/2)^2 + n_i^2}, \quad (16)$$

$$\text{для меж } 2, 4, 5, 6 \quad \bar{n} \times \bar{J}_T = k_T(T_b - T), \quad (17)$$

де U_a – прикладена напруга; T_b – температура навколишнього середовища.

Результуючу концентрацію іонізованих донорної та акцепторної домішок N описуємо за допомогою функції Гаусса:

$$N = N_{Dn} + N_{Dn \max} G(x, -y, \infty, y_1) - N_{Ap \max} G(x, y, x_1, 0), \quad (18)$$

де N_{Dn} – концентрація іонізованої домішки в епітаксійному шарі напівпровідника; N_{Dnmax} – концентрація домішки в підкладці; N_{Apmax} – максимальне значення концентрації акцепторної домішки; G – функція Гаусса

$$G(x, y, x_1, y_1) = \begin{cases} e^{-\frac{(x-x_1)^2}{a^2}} \cdot e^{-\frac{(y-y_1)^2}{a^2}} & x > x_1, y > y_1 \\ e^{-\frac{(x-x_1)^2}{a^2}} & x > x_1, y \leq y_1 \\ e^{-\frac{(y-y_1)^2}{a^2}} & x \leq x_1, y > y_1, \end{cases} \quad (19)$$

де $a = y_2 / \sqrt{\log(N_{Apmax} / N_{Dn})}$.

Числову реалізацію математичної моделі діода здійснюємо за допомогою програмного пакета FEMLAB. Для цього за допомогою навігатора формуємо двовимірну стаціонарну мультифізичну модель в координатному базисі φ , n , p і T . Далі задаємо геометрію зони розрахунку, на якій будуємо скінченно елементну сітку з Лагранжево-квадратичними елементами. Розрахунок здійснюємо за допомогою розв'язувача нелінійних диференціальних рівнянь.

За результатами розрахунку отримано розподіл фізичних полів у структурі. Зокрема розподіл температурного поля показано на рис. 2.

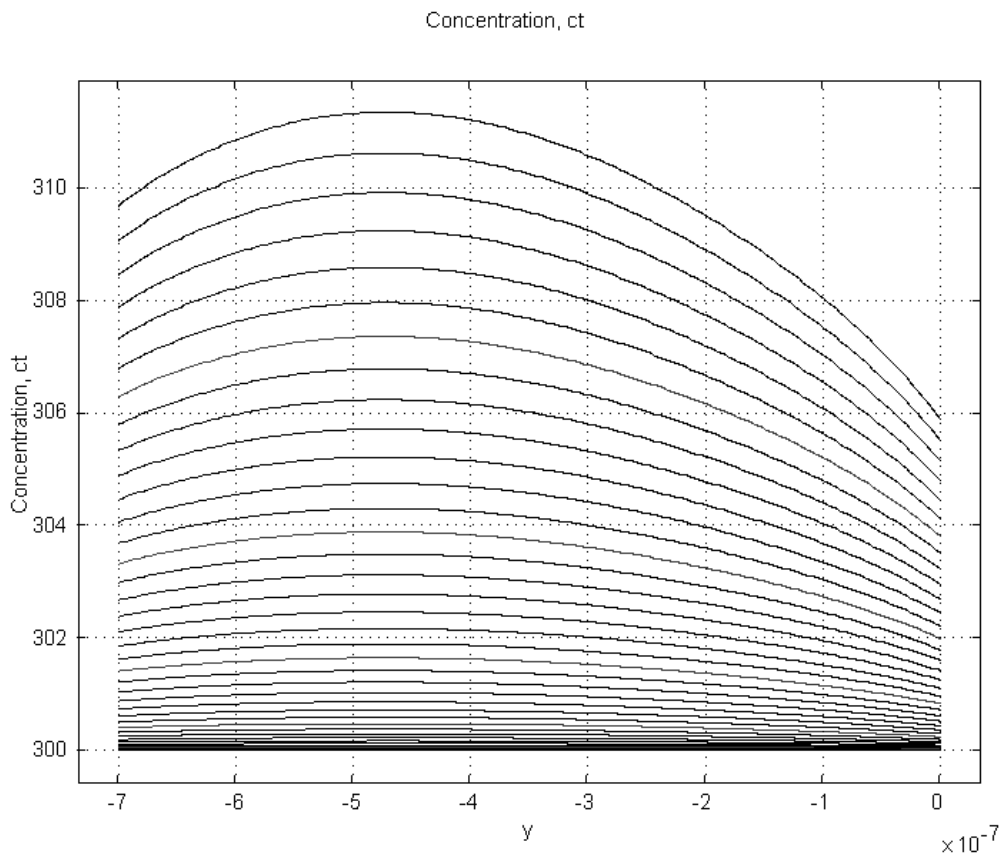


Рис. 2. Розподіл температури в діоді за напруги $U_a = 3,0 \text{ V}$

Для обчислення струму через анод або катод необхідно проінтегрувати нормальні складові густин електронного і діркового струмів $\bar{n} \times \bar{J}_n$ та $\bar{p} \times \bar{J}_p$, які можуть бути виражені множниками Лагранжа. На підставі цього розраховуємо вольт-амперну характеристику діода (рис. 3).

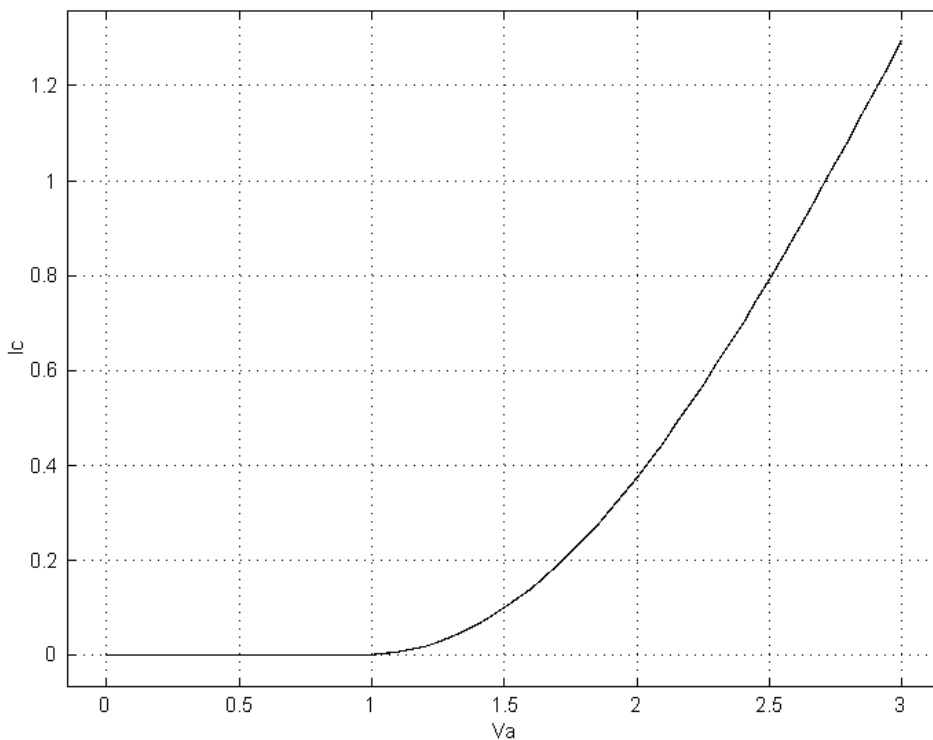


Рис. 3. Вольтамперна характеристика діода

Висновки. Результати розрахунку показують нерівномірний розподіл температурного поля в структурі. Температура має найбільші значення в межах високоомної ділянки діода (низька концентрація домішок), що збігається з теоретичними міркуваннями. Отже, електротеплова модель діода адекватно відображає процеси струмо- та теплопереносу в напівпровідниковій структурі, й може використовуватися для дослідження впливу температурного поля на параметри приладу.

1. Федирко В.А. *Электронная техника. Сер. 3: Микроэлектроника.* – 1984. – № 3. – С. 23–27.
2. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. *ФТП.* – 1984. – Т. 18, вып. 5. – 769 с.
3. Chen G. *Phys. Rev. Lett* 86, 2297 (2001).
4. Stratton R. *Phys. Rev.*, **126** (6), 2002 (1962).