

УДК 621.315.592  
PACS number(s): 72.20.J

## ЧИСЕЛЬНИЙ РОЗВ'ЯЗОК ФУНДАМЕНТАЛЬНОЇ СИСТЕМИ РІВНЯНЬ ДЛЯ ЗАДАЧ СТАЦІОНАРНОЇ ФОТОПРОВІДНОСТІ

Р. Шувар, О. Столярчук

Львівський національний університет імені Івана Франка  
вул. Драгоманова, 50, 79005 Львів, Україна  
e-mail: stolyarchuk@electronics.wups.lviv.ua

У статті розглянено методику чисельного розв'язку ФСР під час аналізу стаціонарної фотопровідності. Запропоновано метод лінеаризації виразів для швидкості рекомбінації у наближенні часу життя. Отриману систему рівнянь розв'язують методом скінчених різниць. Досліджено оптимальний вибір виразів для апроксимації похідних нормуючих коефіцієнтів, стійкість та збіжність різницевої схеми.

*Ключові слова:* фотопровідність, фундаментальна система рівнянь, чисельні методи.

Дифузійно-дрейфові та генераційно-рекомбінаційні нерівноважні процеси в фотонапівпровідниках описують, зазвичай як правило, системою рівнянь неперервності для концентрації електронів і дірок та рівнянням Пуассона для електричного поля (надалі фундаментальна система рівнянь – ФСР). Зазначимо, що матеріали, які застосовують у фотоелектроніці є фоточутливими, що спричинює суттєву не лінійність дифузійно-дрейфових і рекомбінаційних процесів відносно інтенсивності фотозбудження. Тому отримання аналітичного або чисельного розв'язку ФСР загалом зумовлює значні труднощі. У дослідженні запропоновано методику чисельного розв'язку ФСР у стаціонарному випадку.

Надалі обмежимося розглядом одновимірної задачі, вважаючи, що просторова неоднорідність зумовлена зміною темпу оптичної генерації носіїв заряду за об'ємом напівпровідника вздовж осі  $x$  перпендикулярно до напрямку пропускання струму. Відповідно темп генерації нерівноважних носіїв запишемо як  $g = g_0 e^{-\alpha x}$ , де  $\alpha$  – коефіцієнт поглинання світла. Впливом контактів та поверхневою рекомбінацією знехтуємо. Геометрію задачі, яку розглядаємо, зображено на рис. 1.

Вважатимемо, що рекомбінація нерівноважних електронів і дірок відбувається через один тип рекомбінаційних центрів з концентрацією  $M_r = N_r + P_r$  і глибиною залягання  $\epsilon_r$  відносно дна зони провідності і описується відповідно до моделі Шоклі–Ріда. Швидкості рекомбінації нерівноважних носіїв заряду представимо у вигляді:

$$R_n = C_{nr} n P_r - C_{nr} n_1 N_r; \quad R_p = C_{pr} p N_r - C_{pr} p_1 P_r. \quad (1)$$

Граничні умови для рівнянь неперервності системи запишемо з умови відсутності потоків електронів і дірок у точках  $x=0$  і  $x=L$  а для рівняння Пуассона – виходячи з відсутності струму в напрямі осі  $x$ .

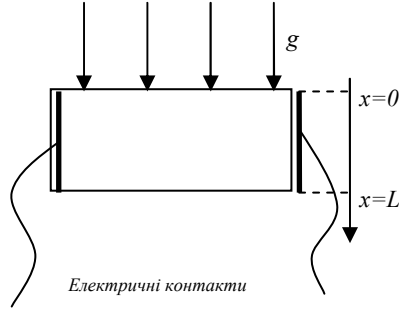


Рис. 1. Просторово-неоднорідне фотозбудження

Подамо всі змінні, що входять до ФСР у вигляді суми рівноважних і нерівноважних доданків:

$$\begin{aligned} n(x) &= n_0 + \Delta n, \\ p(x) &= p_0 + \Delta p, \\ E(x) &= \Delta E, \\ N_r(x) &= N_{r0} + \Delta N_r, \\ P_r(x) &= P_{r0} + \Delta P_r; \end{aligned} \tag{2}$$

де  $n_0, p_0, N_{r0}, P_{r0}$  – рівноважні концентрації, а  $\Delta n, \Delta p, \Delta N_r, \Delta P_r$  – нерівноважні стаціонарні концентрації.  $\Delta P_r = -\Delta N_r$ .

У цих змінних ФСР матимемо такий вигляд:

$$\begin{cases} D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu_n \Delta E \frac{d \Delta n}{dx} + \mu_n \frac{d \Delta E}{dx} (n_0 + \Delta n) - R_n + g = 0 \\ D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \mu_p \Delta E \frac{d \Delta p}{dx} - \mu_p \frac{d \Delta E}{dx} (p_0 + \Delta p) - R_p + g = 0 \\ R_n - R_p = 0 \\ \frac{d \Delta E}{dx} = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (\Delta n + \Delta N_r - \Delta p) \end{cases}, \tag{3}$$

де  $R_n = C_{nr} \Delta n P_{r0} - C_{nr} \Delta N_r (n_0 + n_1 + \Delta n)$ ,  $R_p = C_{pr} \Delta p N_{r0} + C_{pr} \Delta N_r (p_0 + p_1 + \Delta p)$  – швидкості рекомбінації електронів і дірок відповідно,  $N_r, P_r$  – концентрації локалізованих на рекомбінаційному рівні електронів та дірок,  $n_1 = N_c \exp \frac{\epsilon_r}{kT}$ ,  $p_1 = N_v \exp \frac{-\epsilon_g - \epsilon_r}{kT}$  – концентрації електронів і дірок, зведених до рекомбінаційного рівня,  $\epsilon_g$  – ширина забороненої зони,  $N_c, N_v$  – ефективні

густини станів,  $D_n, D_p$  – коефіцієнти дифузії та  $\mu_n, \mu_p$  – рухливості електронів і дірок, відповідно,  $C_{nr}, C_{pr}$  – коефіцієнти захоплення електронів і дірок на рекомбінаційний рівень.

Рівняння для граничних умов запишемо як

$$\left. \begin{aligned} D_n \frac{d\Delta n}{dx} + \mu_n \Delta E (n_0 + \Delta n) &= 0 \\ D_p \frac{d\Delta p}{dx} - \mu_p \Delta E (p_0 + \Delta p) &= 0 \end{aligned} \right\} \text{в } x=0 \text{ та } x=L; \quad (4)$$

$$\int_0^L \left( \mu_n \Delta E (n_0 + \Delta n) + D_n \frac{d\Delta n}{dx} + \mu_p \Delta E (p_0 + \Delta p) - D_p \frac{d\Delta p}{dx} \right) dx = 0. \quad (5)$$

Отримана система рівнянь є системою диференціальних рівнянь з граничними умовами. Її нелінійність зумовлена нелінійною залежністю рекомбінаційних і дифузійно-дрейфових процесів від величини темпу генерації  $g_0$ . Запишемо рекомбінаційні складові в наближенні часу життя нерівноважних носіїв. Врахуємо, що згідно з принципом детальної рівноваги:

$$C_{nr} n_0 P_{r0} - C_{nr} n_1 N_{r0} = 0, \quad C_{pr} p_0 N_{r0} - C_{pr} p_1 P_{r0} = 0. \quad (6)$$

Введемо такі стандартні позначення:

$$A_{n0} = C_{nr} P_{r0}, \quad B_{n0} = C_{nr} (n_0 + n_1), \quad A_{p0} = C_{pr} N_{r0}, \quad B_{p0} = C_{pr} (p_0 + p_1). \quad (7)$$

Отримаємо:

$$R_n = A_{n0} \Delta n - B_{n0} \Delta N_r - \frac{A_{n0}}{P_{r0}} \Delta N_r \Delta n, \quad (8)$$

$$R_p = A_{p0} \Delta p + B_{p0} \Delta N_r + \frac{A_{p0}}{N_{r0}} \Delta N_r \Delta p. \quad (9)$$

Розглянемо лінійне наближення, тобто знехтуємо нелінійними членами  $\frac{A_{n0}}{P_{r0}} \Delta N_r \Delta n$  та  $\frac{A_{p0}}{N_{r0}} \Delta N_r \Delta p$ . Це можна зробити, коли виконуються умови

$$\Delta N_r \ll P_{r0}, n_0 + n_1, \quad (10) \quad \text{та} \quad \Delta N_r \ll N_{r0}, p_0 + p_1. \quad (11)$$

З рівняння  $R_n - R_p = 0$  відшукуємо  $\Delta N_r$ , і підставимо його в (8), (9) та в рівняння Пуассона. Отримаємо:

$$R_n = A_{n0} \Delta n - B_{n0} \frac{A_{n0} \Delta n - A_{p0} \Delta p}{B_{n0} + B_{p0}}, \quad (12)$$

$$R_p = A_{p0} \Delta p + B_{p0} \frac{A_{n0} \Delta n - A_{p0} \Delta p}{B_{n0} + B_{p0}}, \quad (13)$$

$$\frac{d\Delta E}{dx} = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \left( \Delta n - \Delta p + \frac{A_{n0} \Delta n - A_{p0} \Delta p}{B_{n0} + B_{p0}} \right). \quad (14)$$

Після того виразимо з (14) почергово  $\Delta n$  через  $\Delta p$  та  $\Delta p$  через  $\Delta n$  і підставимо їх в (13) і (12), відповідно. Отримаємо вирази для швидкості рекомбінації нерівноважних електронів і дірок:

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_{n0}} + \frac{B_{n0} A_{p0}}{B_{n0} + B_{p0} + A_{p0}} \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{d\Delta E}{dx}, \quad (15)$$

де  $\tau_{n0} = \frac{B_{n0} + B_{p0} + A_{p0}}{A_{n0} B_{p0} + A_{p0} B_{n0} + A_{n0} A_{p0}}$  – стаціонарний час життя електронів

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_{p0}} - \frac{B_{p0} A_{n0}}{B_{n0} + B_{p0} + A_{n0}} \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{d\Delta E}{dx}, \quad (16)$$

де  $\tau_{p0} = \frac{B_{n0} + B_{p0} + A_{n0}}{A_{p0} B_{n0} + B_{p0} A_{n0} + A_{n0} A_{p0}}$  – стаціонарний час життя дірок.

Запропонований метод перетворення виразів для швидкостей рекомбінації електронів і дірок веде до появи двох доданків у рівняннях неперервності. Перший доданок має стандартний вигляд для швидкостей рекомбінації і виражається через

час життя нерівноважних електронів і дірок:  $\frac{\Delta n}{\tau_{n0}}$  або  $\frac{\Delta p}{\tau_{p0}}$ . Другий доданок

описує вплив рекомбінаційних процесів на просторовий розподіл напруженості електричного поля в об'ємі напівпровідника.

Розглянемо методику чисельного розв'язку отриманої системи рівнянь неперервності з урахуванням отриманих співвідношень (15), (16) і рівняння Пуассона (14).

Оскільки залежно від рівня фотозбудженості,  $\Delta n, \Delta p$  можуть змінюватись на порядки, для покращення збіжності і стійкості числового розв'язку проведемо нормування змінних, увівши безрозмірні концентрації  $y^{(n)}, y^{(p)}$  і напруженість поля  $y^{(e)}$ .

$$\begin{aligned} \Delta n &= (\Delta n)_0 y^{(n)}, \\ \Delta p &= (\Delta p)_0 y^{(p)}, \\ \Delta E &= (\Delta E)_0 y^{(e)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Також перейдемо від відрізка  $[0, L]$  до відрізка  $[0, 1]$ , пронормувавши  $x$  на довжину зразка  $L$ .

З метою розв'язання записаної в змінних  $y^{(n)}, y^{(p)}, y^{(e)}$  ФСР використаємо різницевий метод. Розіб'ємо відрізок  $[0, 1]$  з постійним кроком  $h$  на  $N$  відрізків. Отримаємо  $N+1$  вузол  $x_i$ . У кожному вузлі замінимо точні значення функцій  $y^{(n)}(x_i), y^{(p)}(x_i), y^{(e)}(x_i)$  її наближеними значеннями  $y_i^{(n)}, y_i^{(p)}, y_i^{(e)}$ , а похідні – їх різницеви апроксимаціями. Запишемо для кожного вузла  $0 \dots N$  різницеві рівняння, використовуючи вихідні рівняння неперервності для  $V$  кожному вузлі  $0 \dots N$  запишемо різницеві рівняння неперервності для  $y^{(n)}$  та  $y^{(p)}$ , а граничні умови в  $0$  і  $N$  вузлі. Рівняння Пуассона запишемо у вузлах  $1 \dots N$ , а граничну умову для поля апроксимуємо квадратурною формулою. Для забезпечення точності апроксимації похідних у вузлах  $0$  і  $N$  введемо фіктивні вузли  $-1$  та  $N+1$ , які фізично не існують. Після відшукування знаходження розв'язку значення змінних в цих вузлах відкидають. Фіктивні точки використовуватимемо лише для

змінних  $y^{(n)}, y^{(p)}$ , оскільки апроксимація їх похідних у всіх вузлах здійснюється центрально-різницевою апроксимацією. Апроксимацію похідних по змінній  $y^{(e)}$  у вузлах 0 і  $N$  будемо здійснювати правими і лівими різницями, відповідно, а в решті вузлів – центральними.

Тому для кожного вузла  $i = 0, \dots, N$  отримаємо різницеві рівняння:

$$\begin{aligned} & y_{i+1}^{(n)} - 2y_i^{(n)} + y_{i-1}^{(n)} + kn1y_i^{(e)}(y_{i+1}^{(n)} - y_{i-1}^{(n)}) + kn2f_e(i) + kn3f_e(i)y_i^{(n)} - \\ & - kn4y_i^{(n)} - kn5f_e(i) + kn6e^{-\alpha i h d} = 0 \\ & y_{i+1}^{(p)} - 2y_i^{(p)} + y_{i-1}^{(p)} - kp1y_i^{(e)}(y_{i+1}^{(n)} - y_{i-1}^{(n)}) - kn2f_e(i) - kn3f_e(i)y_i^{(n)} - ; \quad (18) \\ & - kn4y_i^{(n)} + kn5f_e(i) + kp6e^{-\alpha i h d} = 0 \\ & f_e(i) + ke1y_i^{(n)} - ke2y_i^{(p)} = 0 \end{aligned}$$

$$\text{де } f_e(i) = \begin{cases} y_{i+1}^{(e)} - y_{i-1}^{(e)}, \text{ для } i = 1, \dots, N-1 \\ -3y_i^{(e)} + 4y_{i+1}^{(e)} - y_{i+2}^{(e)}, \text{ для } i = 0, \\ y_{i-2}^{(e)} - 4y_{i-1}^{(e)} + 3y_i^{(e)}, \text{ для } i = N \end{cases}$$

$$kn1 = \frac{Lh\mu_n(\Delta E)_o}{2D_n}, \quad kn2 = \frac{Lh\mu_n(\Delta E)_o n_o}{2D_n(\Delta n)_o}, \quad kn1 = kn3, \quad kn4 = \frac{h^2 L^2}{D_n \tau_n},$$

$$kn5 = \frac{hL\varepsilon_0(\Delta E)_0}{D_n(\Delta n)_0} \cdot \frac{B_{n0}A_{p0}}{B_{n0} + B_{p0} + A_{p0}}, \quad kn6 = \frac{g_0 L^2 h^2}{D_n(\Delta n)_0}, \quad kp1 = \frac{Lh\mu_p(\Delta E)_o}{2D_p},$$

$$kp2 = \frac{Lh\mu_p(\Delta E)_o p_o}{2D_p(\Delta p)_o}, \quad kp1 = kp3, \quad kp4 = \frac{h^2 L^2}{D_p \tau_p}, \quad kp5 = \frac{hL\varepsilon_0(\Delta E)_0}{D_p(\Delta p)_0} \cdot \frac{B_{p0}A_{n0}}{B_{n0} + B_{p0} + A_{n0}},$$

$$kp6 = \frac{g_0 L^2 h^2}{D_p(\Delta p)_0} \quad ke1 = \frac{e2hL(\Delta n)_0}{\varepsilon_0(\Delta E)_0} \cdot \frac{B_{n0} + B_{p0} + A_{n0}}{B_{n0} + B_{p0}},$$

$$ke2 = \frac{e2hL(\Delta p)_0}{\varepsilon_0(\Delta E)_0} \cdot \frac{B_{n0} + B_{p0} + A_{p0}}{B_{n0} + B_{p0}}.$$

Різницеві рівняння граничних умов для 0 та  $N$  вузла:

$$y_0^{(n)} - y_{-1}^{(n)} + kn01y_0^{(e)} \left( \frac{n_0}{(\Delta n)_0} + y_0^{(n)} \right) = 0 ;$$

$$y_{N+1}^{(n)} - y_N^{(n)} + kn01y_N^{(e)} \left( \frac{n_0}{(\Delta n)_0} + y_N^{(n)} \right) = 0 ;$$

$$y_0^{(p)} - y_{-1}^{(p)} - kp01y_0^{(e)} \left( \frac{p_0}{(\Delta p)_0} + y_0^{(p)} \right) = 0 ;$$

$$y_{N+1}^{(p)} - y_N^{(p)} + kp01 y_N^{(e)} \left( \frac{P_0}{(\Delta p)_0} + y_N^{(p)} \right) = 0 ;$$

$$ke01 \sum_0^N \left( y_i^{(e)} \left( \frac{n_0}{(\Delta n)_0} + y_i^{(n)} \right) \right) + ke02 \sum_0^N \left( y_{i+1}^{(n)} + y_{i-1}^{(n)} \right) +$$

$$+ ke03 \sum_0^N \left( y_i^{(e)} \left( \frac{P_0}{(\Delta p)_0} + y_i^{(p)} \right) \right) - ke04 \sum_0^N \left( y_{i+1}^{(p)} + y_{i-1}^{(p)} \right) = 0$$

де  $kn01 = \frac{2Lh\mu_n(\Delta E)_o}{D_n}$ ;  $kp01 = \frac{2Lh\mu_p(\Delta E)_o}{D_p}$ ;  $ke01 = \mu_n(\Delta n)_o(\Delta E)_o$ ;

$$ke02 = \frac{D_n(\Delta n)_o}{2dL}$$
;  $ke03 = \mu_p(\Delta p)_o(\Delta E)_o$ ;  $ke04 = \frac{D_p(\Delta p)_o}{2Lh}$ .

Різницевий метод має свої труднощі, пов'язані в основному з розв'язанням алгебричної системи рівнянь. Однак нормуванням і вдалим вибором початкових наближень (про що йтиметься нижче) цю проблему вдається вирішити.

Отриману систему нелінійних алгебричних рівнянь розв'яжемо стандартним методом Ньютона, в якому систему лінійних рівнянь будемо розв'язувати методом Гауса з ітераційним уточненням розв'язку.

Нормуючі коефіцієнти  $\Delta n_0, \Delta p_0, \Delta E_0$  та крок розбиття сітки  $h$  підбирали так, щоб коефіцієнти в системі рівнянь (18) були максимально близькими за порядком величини, що мінімізує похибку округлення, пов'язану зі скінченною розрядністю даних в ЕОМ.

З метою перевірки стійкості і збіжності розв'язку наша система досліджувалась на зміну кроку сітки. Було з'ясовано, що для отримання розв'язку досить використовувати сітку, що складається зі 100 вузлів. Густіша сітка сприяє незначному покращенню точності, тобто розв'язок рівномірно збігається до точного з другим порядком точності.

Концентрації носіїв заряду можуть змінюватись на 5–7 порядків і мати значні градієнти. Тому не менш важливу роль, окрім вибору кроку розбиття сітки, відіграє узгодження з фізичним змістом заданих нульових наближень. Тому для  $g = 0$  за початкові наближення треба брати  $\Delta n = 0$ ,  $\Delta p = 0$ ,  $\Delta E = 0$ .

Для подальших обчислень за вищих значень темпу генерації можна використати розв'язки для попередньої величини темпу генерації як початкові наближення для методу Ньютона, що значно зменшить час розрахунків і забезпечить збіжність, тобто використати метод послідовного наближення по параметру  $g_0$ .

Для розрахунків було використано такі параметри напівпровідника:

$$L = 0,5 \text{ см}, \quad \varepsilon_g = 1 \text{ eB}, \quad \varepsilon_r = -0,5 \text{ eB}, \quad \mu_n = 1500 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}, \quad \mu_p = 500 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1},$$

$$C_{nr} = 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}, \quad C_{pr} = 1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}, \quad M_r = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \quad n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

$$T = 300 \text{ K}.$$

За цих параметрів напівпровідника розраховані інші параметри мають значення:  $p_0 = 2,87318 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{r0} = 9,99872 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $P_{r0} = 1,27502 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,

$D_n = 39 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $D_p = 13 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{n0} = 1,099 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $\tau_{p0} = 1,002 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Для розбиття використовували сітку з 100 вузлів.

Досліджували умови використання лінійного наближення. Проведені розрахунки при вибраних параметрах напівпровідника засвідчили, що лінійне наближення задовільно виконується до темпу генерації  $g = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 2, 3 показано розраховані просторові залежності концентрації носіїв  $\Delta n(x)$  та  $\Delta p(x)$ , напруженість електричного поля  $\Delta E(x)$  при різних ступенях просторової неоднорідності, що визначається значенням коефіцієнта поглинання світла  $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$  і  $\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$ , відповідно.

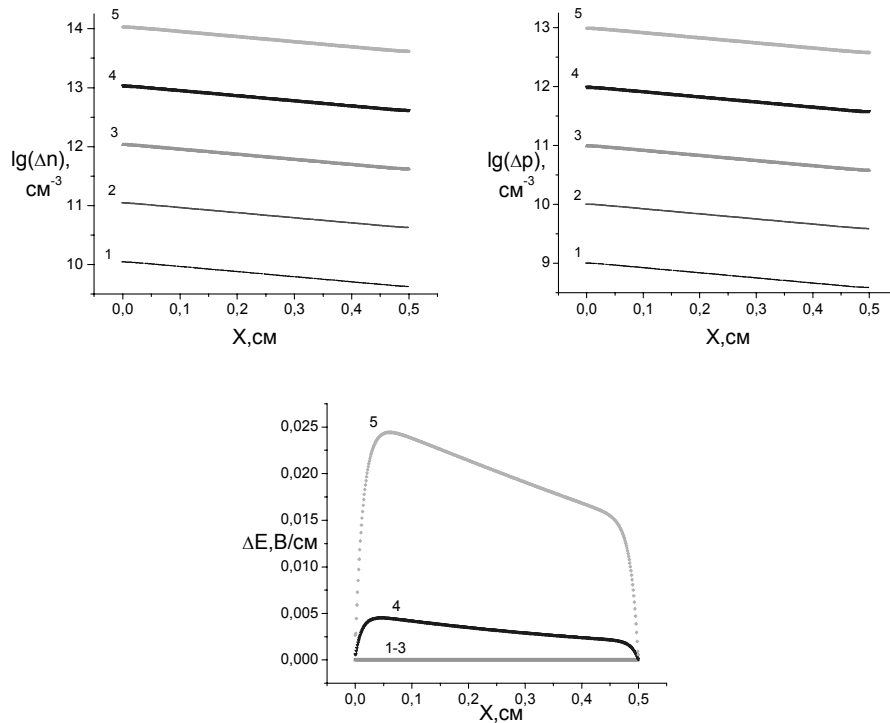


Рис. 2. Розподіл концентрацій і електричного поля при  $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$  1-  $g_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  
2-  $g_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 3-  $g_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 4-  $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 5-  $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$

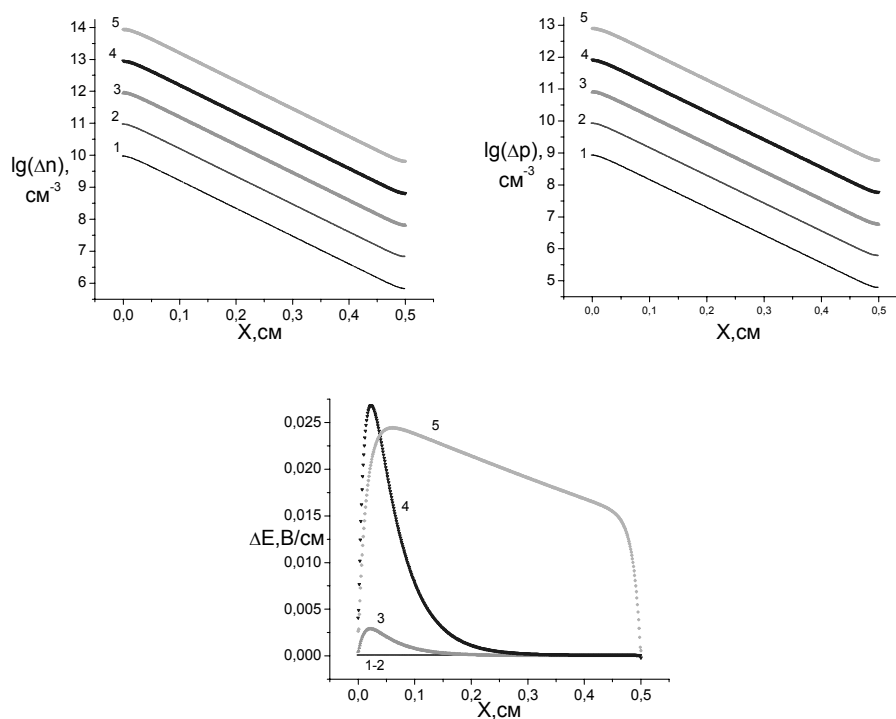


Рис. 3. Розподіл концентрацій і електричного поля при  $\alpha = 20 \text{ см}^{-1}$  1 –  $g_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  
 2 –  $g_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 3 –  $g_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 4 –  $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , 5 –  $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$

Запропонований в роботі метод лінеаризації рекомбінаційних членів дає змогу покращити стійкість і збіжність числового методу для розрахунку впливу рекомбінаційних процесів на просторову залежність напруженості електричного поля. Він є стійким в широкому діапазоні зміни темпу генерації нерівноважних носіїв та інших параметрів напівпровідника.

1. Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. М.: Высш. школа, 1989. 320 с.
2. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1988. 508 с.
3. Шувар Р.Я., Дацюк Ю.Р., Павлишенко Б.М. Вплив нелінійної динаміки дифузійно-дрейфових процесів на рекомбінаційний механізм п'єзофоторезистивного ефекту // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз. 1998. № 30. С. 57–60.



**NUMERICAL SOLUTION TO FUNDAMENTAL SYSTEM OF EQUATIONS  
FOR PROBLEMS OF STATIONARY PHOTOCONDUCTIVITY****R. Shuwar, O. Stolyarchuk**

*Ivan Franko Lviv National University,  
Dragomanov Str. 50, UA-79005 Lviv, Ukraine  
e-mail: stolyarchuk@electronics.wups.lviv.ua*

The present article examines the methods of numerical solution to fundamental system of equations by analyzing the stationary photoconductivity. The method of linearization of expressions for recombination rate in the lifetime approximation is suggested. The obtained system of equations is solved by means of finite differences. The optimal selection of expressions of derivative approximation normalizing coefficients along with stability and convergence of differential scheme is researched.

*Key words:* photoconductivity, fundamental system of equations, numerical methods.

Стаття надійшла до редколегії 17.05.2006  
Прийнята до друку 26.02.2007