
ОПТИЧНІ ТА ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ СЕНСОРИ І ПЕРЕТВОРЮВАЧІ В СИСТЕМАХ КЕРУВАННЯ ТА ЕКОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ

УДК 621.383.8

В.С. ОСАДЧУК, О.В. ОСАДЧУК, О.М. ЛЬЧЕНКО, С.В. БАРАБАН

РОЗРОБКА МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ МІКРОЕЛЕКТРОННОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*Вінницький національний технічний університет
95, Хмельницьке шосе, Вінниця, 21021, Україна
Тел.: 59-80-13, E-mail: osadchuk69@mail.ru*

Анотація. В статті показані результати дослідження фотореактивного ефекту в напівпровідникових діодах на основі розв'язку рівняння переносу при дії оптичного випромінювання, що дало змогу визначити вплив фотоструму на вольт-амперну характеристику перетворювача з частотним виходом.

Annotation. In the article the results of research of photoreactive effect in semiconductor diodes are represented on the basis of the solution of the equation of transport at activity of optical radiation, that gave possibility to define influence of photocurrent on volt-ampere characteristic of converter with a frequency output.

Аннотация. В статье показаны результаты исследования фотореактивного эффекта в полупроводниковых диодах на основе решения уравнения переноса при воздействии оптического излучения, что дало возможность определить влияние фототока на вольт-амперную характеристику преобразователя с частотным выходом.

Ключові слова: фотореактивний ефект, діод, оптичне випромінювання, вольт-амперна характеристика

ВСТУП

Сучасний рівень вимог в галузі розробки і дослідження перетворювачів оптичного випромінювання передбачає застосування нових підходів при створенні первинних перетворювачів оптичного випромінювання в інформативні електричні сигнали у вигляді частоти, особливо в діапазоні надзвичайно високих частот. Використання від'ємного опору і реактивних властивостей напівпровідникових приладів і пристроїв дає змогу підвищити чутливість і точність вимірювання оптичного випромінювання завдяки перетворенню їх у частоту. Таке перетворення може здійснюватися на основі напівпровідникової структури, що працює в режимі використання цього виду форми інформативного сигналу. Автогенераторний пристрій реалізується у вигляді інтегральної гібридної схеми, яка складається із арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора.

В якості фоточутливих елементів виступатимуть фоторезистор, фоточутливий діод, польовий і біполярний транзистори.

Так, в роботі досліджено частотний перетворювач оптичного випромінювання, в якому в коло зворотного зв'язку генератора включено фоточутливий діод, на який діє оптичне випромінювання. Таким чином, оптичне випромінювання перетворюватиметься у частотний вихідний сигнал. Для вивчення властивостей таких оптичних перетворювачів необхідно проаналізувати фізичний механізм взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниковим базовим матеріалом, розробити математичну модель оптичного перетворювача, яка б враховувала ці ефекти, а з іншого боку на основі математичної моделі необхідно отримати вольт-амперну характеристику перетворювача.

1. ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Математична модель оптичного перетворювача повинна враховувати ефекти, які виникають при взаємодії оптичного випромінювання з напівпровідниками.

В якості фоточутливого елемента в оптичному перетворювачі використовується фотодіод. Загальний світловий струм I_W у фотодіода складається з двох частин:

$$I_W = I_T + I_\Phi, \quad (1.1)$$

де I_T - темновий струм (струм при відсутності освітлення) – це струм, що проходить через фотодіод при вказаній напрузі на ньому при відсутності потоку випромінювання в діапазоні спектральної чутливості;

I_Φ - фотострум (додатковий струм через фотодіод, який виникає при його освітленні).

Поглинання фотонів у базовій області напівпровідникового діода супроводжується утворенням електронно-діркових пар і появою надлишкових носіїв заряду. Процеси дифузії, а також об'ємна та поверхнева рекомбінація носіїв заряду приводить систему зона провідності - валентна зона у рівноважний стан. Надлишкова концентрація носіїв заряду дифундує до межі переходу, де відбувається їх розподіл електричним полем. Рівняння переносу встановлює взаємозв'язок між процесами генерації, рекомбінації, дифузії та дрейфу

Його розв'язок дозволяє отримати математичний вираз для повного фотоструму, що дозволяє визначити падіння напруги на базовій області діода. Розв'язок рівняння переносу розглянемо для звичайних граничних умов, коли система диференціальних рівнянь з граничними умовами є лінійною по відношенню до концентрації носіїв заряду і їх похідними. Наслідком цього є можливість підсумовування концентрації носіїв заряду, якщо діє, або відсутнє освітлення, а також світлових та темнових струмів. Якщо в базовій області діода існує електричне поле, то воно впливає на процес переносу неосновних носіїв заряду таким чином, що на хаотичний тепловий рух накладається направлений рух носіїв заряду з постійною швидкістю μE в електричному полі. Під час дії монохроматичного випромінювання на напівпровідник швидкість генерації носіїв заряду в одиниці об'єму визначається [1]

$$G(x, \lambda) = \alpha(\lambda)\Gamma(x), \quad (1.2)$$

де $\alpha(\lambda)$ - коефіцієнт поглинання світла; $\Gamma(x)$, - густина потоку фотонів.

Вираз (1.2) є справедливим за умови, коли процес генерації відбувається з участю одного фотона і квантовий вихід цього процесу дорівнює одиниці. Величина з всього випромінювання, яке міститься у сонячному спектрі дорівнює $10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Процес рекомбінації надлишкових носіїв заряду описується згідно теорії Шоклі-Ріда. Швидкість об'ємної рекомбінації визначається через ефективний час життя неосновних носіїв заряду, яке не залежить від їх концентрації і координати в об'ємі напівпровідника. За виконання умови $n_p \ll p_p$ швидкість рекомбінації

$$V(x) = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}, \quad (1.3)$$

де n_{p0} - концентрація неосновних носіїв заряду в умовах теплової рівноваги; n_p - концентрація неосновних носіїв заряду, які генеровані світлом.

Швидкість зміни n_p у часі визначається рівнянням [1]

$$\frac{dn_p}{dt} = G(x) - V(x) = \alpha(\lambda)\Gamma(x) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}. \quad (1.4)$$

Тепер можна розглянути рівняння переносу носіїв заряду в напівпровіднику. Для цього необхідно врахувати, що густина струму складається з дрейфової і дифузійної частин

$$\vec{J}_n = nq\mu\vec{E} + qD_n\nabla n, \quad (1.5)$$

$$\vec{J}_p = pq\mu\vec{E} - qD_p\nabla p. \quad (1.6)$$

Виконання умови збереження заряду у безкінечно малому об'ємі напівпровідника можна представити у вигляді:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \vec{J} = 0, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \vec{J}_n / q = G_n - V_n, \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \vec{J}_p / q = G_p - V_p, \quad (1.9)$$

де $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$; G_n, G_p - складові, які визначають швидкість генерації електронів і дірок.

Якщо у результаті міжзонних переходів генеруються електронно-діркові пари, то $G_n = G_p$. З умови нейтральності, коли $\rho = 0$ і $\partial\rho/\partial t = 0$, а також використовуючи (2.1.7)-(2.1.9), можна записати:

$$V_n = V_p = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (1.10)$$

де n_0 і p_0 - концентрації носіїв за умови теплової рівноваги; n, p - концентрації електронів і дірок, які генеровані струмом; τ_n, τ_p - час їх життя.

Використовуючи (1.5), (1.6) і (1.10), отримуємо одномірні рівняння переносу

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} + G_n(x), \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G_p(x), \quad (1.12)$$

де D_n і D_p - коефіцієнти дифузії електронів і дірок; μ_n і μ_p - коефіцієнти рухливості електронів і дірок; E - напруженість електричного поля в базовій області.

Рівняння (1.11) і (1.12) можна значно спростити:

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} = -G(x). \quad (1.13)$$

Розглянемо розв'язок рівняння неперервності (1.13) для напівпровідникового діода, на який діє оптичне випромінювання. Енергетична діаграма показана на рисунку 1.1

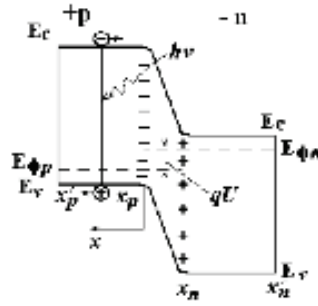


Рис.1.1. Енергетична діаграма напівпровідникового діода у прямому режимі роботи

Будемо вважати, що все оптичне випромінювання поглинається у квазінейтральній області р-типу ($x_p \leq x \leq x'_p$). Під дією електричного поля надлишкові неосновні носії заряду ефективно залишають область, яка розташована поблизу межі з'єднаного шару ($x = x_p$), що відповідає умові, коли $x \rightarrow x_p$ і при нульовому зміщенні величина n_p наближається до n_{p0} . Якщо до р-n переходу прикладена пряма напруга U , то концентрація носіїв заряду, якщо $x = x_p$, згідно закону Шоклі, може бути подана у вигляді [2]

$$n_p = n_{p0} \exp(qU / kT).$$

Будемо вважати, що товщина шару поглинання значно більша за дифузійну довжину носіїв заряду та глибину проникнення світла для розглядуваної довжини хвилі світла, тобто $x'_p - x_p \gg L_n$ і $x'_p - x_p \gg \alpha^{-1}$. До цього також вважаємо, що електричне поле відсутнє в квазінейтральній р-області поглинання, тобто $E=0$. З врахуванням цих зауважень рівняння переносу (1.13) приймає вигляд

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{D_n \tau_n} = -\frac{G(x)}{D_n}. \quad (1.14)$$

Величина $G(x)$ згідно теорії фотопровідності визначається

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}, \quad (1.15)$$

де $G(0) = \alpha \Gamma$, $\Gamma = \Gamma(\lambda)$ - густина потоку фотонів монохроматичного випромінювання, якщо $x = x_p$.

Граничні умови мають під час розв'язання рівняння (1.14) вигляд:

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{qU_0}{kT}} \quad \text{при } x = x_p, \quad (1.16)$$

$$n_p = n_{p0} \quad \text{при } x = \infty. \quad (1.17)$$

З врахуванням (1.15) і $L_n^2 = D_n \tau_n$ рівняння (1.14) перетворюється до вигляду

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = -\frac{\alpha \Gamma}{D_n} e^{-\alpha x}. \quad (1.18)$$

Розв'язок рівняння (1.18) складається з двох частин відповідно для правої і лівої його складових. Спочатку розглянемо розв'язок для лівої частини рівняння (1.18), яке має вигляд:

$$n_p - n_{p0} = A_1 e^{\frac{x}{L_n}} + A_2 e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (1.19)$$

де A_1 і A_2 визначаються з граничних умов (1.16) і (1.17). Розв'язок для правої частини рівняння має вигляд:

$$n_p - n_{p0} = - \frac{\alpha \Gamma(\lambda) e^{-\alpha x}}{D_n \left[\alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]}. \quad (1.20)$$

Формула (1.20) визначає концентрацію неосновних носіїв заряду, яка обумовлена дією світла [3]. Розглянемо еквівалентну схему фотодіода, яка зображена на рисунку 1.2.

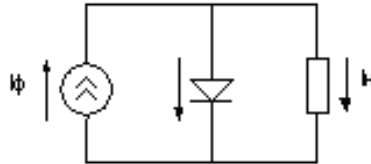


Рис.1.2. Еквівалентна схема фотодіода

При дії світла на напівпровідник зростає його провідність. Величина фотоструму залежить від світлової провідності. Величина світлової провідності

$$\sigma_{св} = q_n \mu_n \delta_n + q_p \mu_p \delta_p, \quad (1.21)$$

де δ_n, δ_p - надлишкові концентрації електронів і дірок, які створені світлом.

Провідність, викликана рівноважними носіями заряду, отримала назву темної. Повна провідність складається з темної і світлової провідностей

$$\sigma = q_n \mu_n (n_0 + \delta_n) + q_p \mu_p (p_0 + \delta_p) = \sigma_T + \sigma_{св}. \quad (1.22)$$

Власне поглинання світла приводить до генерації електронів і дірок у рівних кількостях, тобто $\delta_n = \delta_p$.

Вираз для густини струму, який викликаний світловою провідністю, має вигляд

$$j_{\phi} = \sigma_{св} E = q_n \Delta n \mu_n E, \quad (1.23)$$

де Δn - концентрація неосновних носіїв заряду, яка обумовлена дією світла; E - напруженість електричного поля.

Напруженість електричного поля E можна визначити так

$$E = \frac{U_{зв}}{x_{pn}}, \quad (1.24)$$

де $U_{зв}$ - зворотна напруга; x_{pn} - товщина p - n переходу.

Концентрація неосновних носіїв заряду Δn , яка обумовлена дією світла

$$\Delta n = n_p - n_{p0} = - \frac{\alpha \Gamma(\lambda) e^{-\alpha x}}{D_n \left[\alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]} = - \frac{G(0) e^{-\alpha x}}{D_n \left[\alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]}. \quad (1.25)$$

Підставляючи (1.25) і (1.24) в (1.23), отримаємо

$$j_{\Phi} = - \frac{q_n \mu_n U_{3\phi} G(0) e^{-\alpha x}}{D_n^x p_n \left[\alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]} \quad (1.26)$$

Величину фотоструму можна записати у вигляді

$$I_{\Phi} = S_{pn} j_{\Phi} = - \frac{S_{pn} q_n \mu_n U_{3\phi} G(0) e^{-\alpha x}}{D_n^x p_n \left[\alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]} \quad (1.27)$$

де S_{pn} - площа p - n переходу; x - глибина поглинання оптичного випромінювання.

Зв'язок між швидкістю оптичної генерації і потужністю випромінювання, що падає на одиницю поверхні описується рівнянням:

$$P = E_{\Phi} \cdot I_0 = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{G(0)}{\alpha}$$

Темновий струм фотодіода розраховується за формулою:

$$I_T = I_{нас} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.28)$$

де $I_{нас}$ - струм насичення; $U = 0.2$ В - напруга на p - n переході; $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Джс / К - стала Больцмана; $T = 300$ К - температура.

Струм насичення визначається за формулою:

$$I_{нас} = S_{pn} \frac{q D_p p_n}{L_p} \quad (1.29)$$

де $D_p = 47 \text{ см}^2 / \text{с}$ - коефіцієнт дифузії дірок; $p_n = \frac{n_i^2}{n_n}$ - концентрація дірок в n -області;

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \sqrt{47 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 0.15 \text{ см}$ - дифузійна довжина дірок; $S_{pn} = 0.009 \text{ см}^2$ - площа p - n переходу. Для Ge

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{(2.5 \cdot 10^{13})^2}{1.6 \cdot 10^{14}} = 3.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

Отже, темновий струм фотодіода:

$$I_T = 0,009 \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 47 \cdot 3,9 \cdot 10^{12}}{0,15} \left(\exp \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,2}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300} - 1 \right) = 4 \cdot 10^{-3} \text{ А}$$

Значення фотоструму фотодіода:

$$I_{\Phi} = \frac{0,009 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3900 \cdot 10 \cdot 10^{21} \cdot e^{-5 \cdot 10^2} \cdot 0,015}{99 \cdot 0,03 \left[(5 \cdot 10^2)^2 - \frac{1}{99 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} \right]} = 41 \cdot 10^{-6} \text{ A}$$

Тоді загальний світловий струм I_W у фотодіода:

$$I_W = 4 \cdot 10^{-3} + 41 \cdot 10^{-6} = 4,041 \cdot 10^{-3} \text{ A}$$

Значення світлового струму I_W і темного струму I_T при заданих параметрах відповідають значенням даних струмів реального фотодіода типу ФД-3, у якого $I_T = 3,71 \text{ mA}$, $I_W = 3,762 \text{ mA}$ [4].

Таким чином, отримавши залежність струму фотодіода від дії світла, можна визначити еквівалентну схему фотодіода, параметри якої залежать від оптичного випромінювання. Це буде враховано в подальшому розгляді еквівалентної схеми оптичного надвисокочастотного перетворювача.

2. МОДЕЛЮВАННЯ МІКРОЕЛЕКТРОННОГО ВТОРИННОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З ІНФОРМАТИВНИМ СИГНАЛОМ У ВИГЛЯДІ ЧАСТОТИ

Конструктивно фоточутливий перетворювач складається з арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора. Ця структура є базовою для побудови перетворювача тому, що вона забезпечує режим роботи в діапазоні надвисоких частот, що дуже важливо для НВЧ оптоелектроніки. Електрична схема пристрою подана на рисунку 2.1. На електродах колектор-затвор запропонованої структури існує від'ємний опір, що відповідає спадаючій ділянці на вольт-амперній характеристиці.

Фоточутливий перетворювач живиться від джерела постійної напруги U_1 і U_2 .

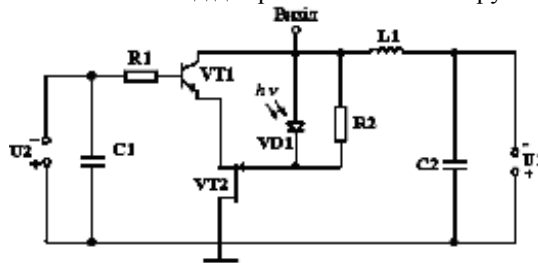


Рис. 2.1. Електрична схема частотного оптичного перетворювача з фото діодом

Ланцюг $R_1 C_1$ створює додатковий зворотний зв'язок виходу з входом. Через опір R_1 здійснюється живлення бази біполярного транзистора і ланцюга витік-стік польового транзистора. Ємність C_2 здійснює блокувальну роль, тобто захищає джерело постійного струму U_1 від струмів надвисоких частот. Коливальний контур утворений пасивною індуктивністю L_1 і ємністю, яка існує на електродах колектор біполярного і стік польового транзисторів.

Визначимо вольт-амперну характеристику фоточутливого перетворювача на основі біполярного VT1 і польового VT2 (рисунок 2.1). Для цього скористаємося еквівалентною схемою перетворювача для постійного струму, яка подана на рисунку 2.2. Згідно вибраним контурним струмам, рівняння Кірхгофа мають вигляд:

$$\begin{aligned}
 U_2 &= \left(R_1 + r_{\bar{o}} + R_c + \frac{1}{R_k} + R_u \right) i_1 + (r_e + R_c) i_2 + \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} i_3 + R_u i_5 \\
 0 &= (r_k + R_{RS} + R_{3c} + R_c + r_e) i_2 - r_k \alpha_0 i_2 + R_{RS} i_4 + R_{RS} I_w + R_{3c} i_3 + R_{3c} g U_3 + (r_e + R_c) i_1 \\
 0 &= \left(\frac{1}{R_k} + R_{3u} + R_{3c} \right) i_3 + R_{3c} g U_3 + R_{3c} i_2 - \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} i_1 + R_{3u} g U_3 + R_{3u} i_5 \\
 0 &= (R_{RS} + R_2) i_4 + R_{RS} i_2 + R_{RS} I_w + R_2 i_5 + R_2 I_w \\
 U_1 &= (R_u + R_{3u} + R_2 + R_L) i_5 + R_u i_1 + R_{3u} i_3 + R_{3u} g U_3 + R_2 i_4 + R_2 I_w
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

де $I_w = I_T + I_{\Phi}$

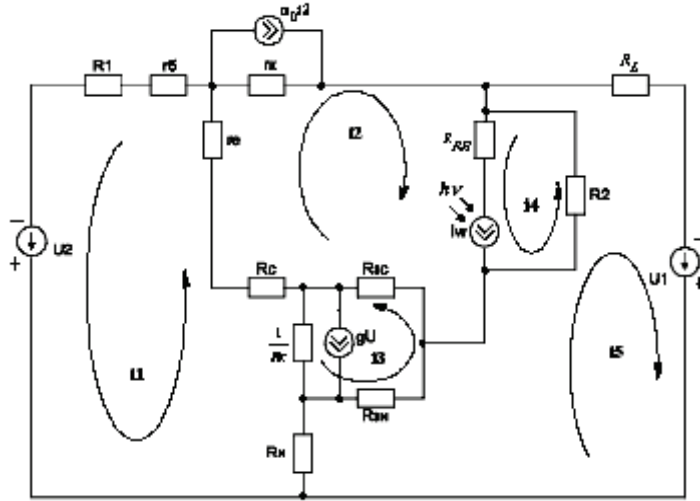


Рис. 2.2. Еквівалентна схема перетворювача для постійного струму

Система рівнянь (2.1) спрощується, якщо врахувати, що R_1, r_k, R_{3c}, R_{3u} на два порядки більші $r_{\bar{o}}, r_e, R_c, R_k, R_u, R_{RS}, R_2$ тобто

$$\begin{aligned}
 U_2 &= R_1 i_1 + (r_e + R_c) i_2 + \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} i_3 + R_u i_5 \\
 0 &= (r_k + R_{3c}) i_2 - r_k \alpha_0 i_2 + R_{RS} i_4 + R_{RS} I_w + R_{3c} i_3 + R_{3c} g U_3 + (r_e + R_c) i_1 \\
 0 &= \left(R_{3u} + R_{3c} \right) i_3 + R_{3c} g U_3 + R_{3c} i_2 - \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} i_1 + R_{3u} g U_3 + R_{3u} i_5 \\
 0 &= (R_{RS} + R_2) i_4 + R_{RS} i_2 + R_{RS} I_w + R_2 i_5 + R_2 I_w \\
 U_1 &= (R_{3u} + R_L) i_5 + R_u i_1 + R_{3u} i_3 + R_{3u} g U_3 + R_2 i_4 + R_2 I_w
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

На основі першого рівняння системи (2.2) визначаємо значення струму:

$$i_1 = A - B i_2 + C i_3 - D i_5 \tag{2.3}$$

$$\text{де } A = \frac{U_2}{R_1} - \frac{1}{R_1 R_k} g U_3; \quad B = \frac{(r_e + R_c)}{R_1}; \quad C = \frac{1}{R_1 R_k}; \quad D = \frac{R_H}{R_1}.$$

Підставивши (2.3) в друге рівняння системи (2.2), отримуємо значення струму i_2

$$0 = (r_k + R_{3c})i_2 - r_k \alpha_0 i_2 + R_{RS} i_4 + R_{RS} I_w + R_{3c} i_3 + R_{3c} g U_3 + (r_e + R_c)(A - B i_2 + C i_3 - D i_5)$$

$$i_2 = -E i_3 - F i_4 + G i_5 - H \quad (2.4)$$

де $E = \frac{R_{3c} + r_e C + R_c C}{N}$; $F = \frac{R_{RS}}{N}$; $G = \frac{r_e D + R_c D}{N}$;

$$H = \frac{R_{RS} I_w + R_{3c} g U_3 + r_e A + R_c A}{N}; \quad N = r_k + R_{3c} - r_k \alpha_0 - r_e B - R_c B$$

З третього рівняння системи (2.2) з врахуванням (2.3) і (2.4) визначимо i_3

$$0 = (R_{3u} + R_{3c})i_3 + R_{3c} g U_3 + R_{3c} (-E i_3 - F i_4 + G i_5 - H) - \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} (A - B i_2 + C i_3 - D i_5) + R_{3u} g U_3 + R_{3u} i_5$$

$$0 = (R_{3u} + R_{3c} - E R_{3c} - \frac{1}{R_k} C - \frac{1}{R_k} B E) i_3 - i_4 (R_{3c} F + \frac{1}{R_k} B F) + i_5 (R_{3c} G + \frac{1}{R_k} D + R_{3u} + \frac{1}{R_k} B G) + (R_{3c} g U_3 - R_{3c} H - \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} A + R_{3u} g U_3 - \frac{1}{R_k} B H)$$

$$i_3 = J i_4 - K i_5 - L \quad (2.5)$$

де $J = \frac{R_{3c} F + \frac{1}{R_k} B F}{S}$; $K = \frac{\left(R_{3c} G + \frac{1}{R_k} D + R_{3u} + \frac{1}{R_k} B G \right)}{S}$;

$$L = \frac{\left(R_{3c} g U_3 - R_{3c} H - \frac{1}{R_k} g U_3 - \frac{1}{R_k} A + R_{3u} g U_3 + \frac{1}{R_k} B H \right)}{S};$$

$$S = R_{3u} + R_{3c} - E R_{3c} - \frac{1}{R_k} C - \frac{1}{R_k} B E$$

З четвертого рівняння системи (2.2) з врахуванням (2.4) і (2.5) визначимо i_4

$$0 = (R_{RS} + R_2) i_4 + R_{RS} (-E (J i_4 - K i_5 - L) - F i_4 + G i_5 - H) + R_{RS} I_w + R_2 i_5 + R_2 I_w$$

$$i_4 = -M i_5 - Q \quad (2.6)$$

$$M = \frac{R_{RS} E K + R_{RS} G + R_2}{T}; \quad Q = \frac{R_{RS} E L - R_{RS} H + R_{RS} I_w + R_2 I_w}{T};$$

де $T = R_{RS} + R_2 - R_{RS} E J - R_{RS} F$

Вольт-амперну характеристику, яка існує в статичному режимі на електродах колектор-затвор запропонованої структури, отримуємо підставивши (2.3), (2.5), і (2.6) в систему рівнянь (2.2):

$$U_1 = (R_{3u} + R_L)i_5 + R_u(A - B(-E(J(-Mi_5 - Q) - Ki_5 - L) - F(-Mi_5 - Q) + Gi_5 - H) + Ci(J(-Mi_5 - Q) - Ki_5 - L) - Di_5) + R_{3u}(J(-Mi_5 - Q) - Ki_5 - L) + R_{3u}gU_3 + R_2(-Mi_5 - Q) + R_2I_w \quad (2.7)$$

$$U_1 = (R_{3u} - R_L - R_uBG - R_uCK)i_5 - (R_uD + R_{3u}JM + R_{3u}K + R_2M)i_5 - (R_uBEJM + R_uBEK + R_uCJM)i_5 + (R_uA + R_uBH - R_uCL - R_{3u}JQ - R_{3u}L + R_{3u}gU_3 - R_2Q + R_2I_w - R_uBEJQ - R_uBEL - R_uBFQ - R_uCJQ)$$

Врахувавши значення елементів: $R_1 = 5$ кОм, $R_2 = 40$ Ом, $r_0 = 200$ Ом, $r_e = 40$ Ом, $r_k = 100$ кОм, $R_c = 10$ Ом, $R_k = 200$ Ом, $R_u = 10$ Ом, $R_{RS} = 20$ кОм, $R_2 = 40$ Ом, $R_{3c} = R_{3u} = 300$ кОм, $U_2 = 5$ В, $\alpha = 0,995$, $g = 1.2$ мА/В, $U_3 = 4.8$ В, $L = 120$ мкГн. Підставивши їх у систему рівнянь (2.2), обчислюємо залежність i_5 від U_1 , яку показано на рисунку 2.3. При чому, врахувавши дію світла на струм фотодіода, отримаємо сімейство вольт-амперних характеристик, які мають різний максимум в залежності від потужності оптичного випромінювання.

В якості математичної моделі пристрою було вибрано малосигнальну низькочастотну Т-подібну еквівалентну схему, оскільки сенсори оптичного випромінювання працюють в області частот від 100 кГц до 1МГц.

Для визначення вольт-амперної характеристики найкраще обрати метод контурних струмів, що й було зроблено. Перевагою даного методу є те, що він наглядно дає можливість визначити вольт-амперну характеристику, виходячи з розробленої теорії матричних розрахунків.

На рисунку 2.3 зображено вольт-амперну характеристику фоточутливого перетворювача у темновому режимі і в режимі дії світловим променем. Як видно, чим більша потужність світлового випромінювання, тим вище лежить максимум вольт-амперної характеристики. З рисунка 2.3 видно, що при напрузі управління 5 В з освітленням структури світловим потоком потужністю 60 мВт/см² струм колектора зростає на 1100 мкА, а при збільшенні потужності світлового випромінювання до 120 мВт/см² він зростає на 1700 мкА. Ділянка від'ємного опору лежить в діапазоні від 2 В до 7 В напруги живлення.

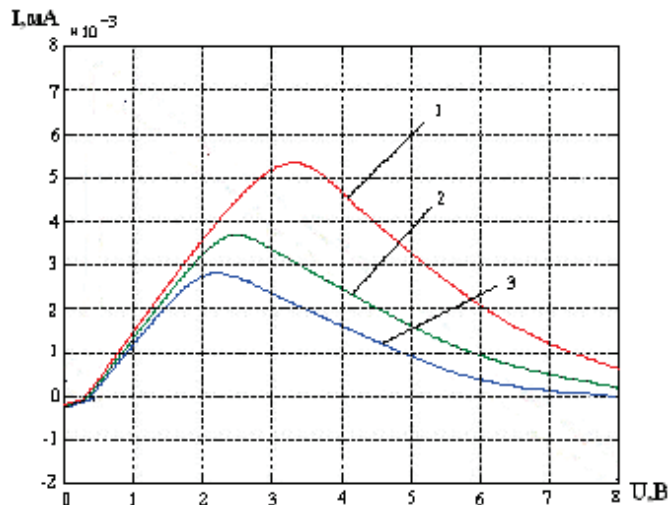


Рис. 2.3. Сімейство вольт-амперних характеристик мікроелектронного частотного перетворювача оптичного випромінювання: 1 – 120 мВт/см²; 2 – 60 мВт/см²; 3 – 0 мВт/см²

ВИСНОВКИ

На основі структури з біполярного і польового транзисторів запропоновано перетворювач оптичного випромінювання з частотним виходом, в якому фото чутливим елементом виступав фотодіод.

Виходячи з фізичних процесів в напівпровідниковому базовому матеріалі фото чутливого елемента отримані аналітичні вирази для розрахунків фотоструму і його вплив на вольт-амперну характеристику перетворювача, яка розрахована на основі рівнянь Кірхгофа.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Киреев П.С. Физика полупроводников – М.: Высшая школа, 1975. – 583 с.
2. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 255 с.
3. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження впливу оптичного випромінювання на напівпровідникових діодний елемент//Оптична і квантова електроніка в комп'ютерних та інтелектуальних технологіях, №1. – 2001. – С. 184 – 194.
4. Волков В.А. Справочник по приемникам оптического излучения – К.: Техника, 1985. – 216 с.

Надійшла до редакції 17.03.2008р.

ОСАДЧУК В.С. – д.т.н., професор, завідувач кафедри електроніки Вінницького національного технічного університету, Україна.

ОСАДЧУК О.В. – д.т.н., професор, завідувач кафедри радіотехніки Вінницького національного технічного університету, Україна.

ІЛЬЧЕНКО О.М. – магістрант кафедри електроніки Вінницького національного технічного університету, Україна.

БАРАБАН С.В. – магістрант кафедри електроніки Вінницького національного технічного університету, Україна.