

УДК 621.317.33

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА НАПІВПРОВІДНИКОВИЙ ДІОДНИЙ ЕЛЕМЕНТ

**Осадчук В.С., Осадчук О.В.**

*Вінницький державний технічний університет  
Хмельницьке шосе 95, 21021, м. Вінниця, Україна  
тел. (0432) 44-00-13 e-mail osa@lil.vstu.vinnica.ua*

### Анотація

В статті наведені результати дослідження фотореактивного ефекту в напівпровідникових діодах в динамічному режимі на основі розв'язку рівняння переносу при дії оптичного випромінювання, що дало можливість теоретично розрахувати повний опір базової області і отримати аналітичну залежність його складових від потужності оптичного випромінювання.

### Аннотация

В статье представлены результаты исследования фотореактивного эффекта в полупроводниковых диодах в динамическом режиме на основе решения уравнения переноса при действии оптического излучения, которое дало возможность теоретически рассчитать полное сопротивление базовой области и получить аналитическую зависимость его составляющих от мощности оптического излучения.

### Annotation

In paper the results of examination of photoreactive effect in point-contact diodes in a dynamic behaviour are represented on the basis of the solution of the equation of transport at activity of optical radiation, which has enabled theoretically to calculate a complete resistance of base field and to receive analytical dependence its component from power of optical radiation.

Ключові слова: фотореактивний ефект, діод, оптичне випромінювання, повний опір

### Вступ

Використання реактивних властивостей і від'ємного опору напівпровідникових приладів дає змогу підвищити чутливість і точність перетворення оптичних сигналів [1,2]. Це досягається завдяки тому, що конструктивно перетворювачі виконуються у вигляді інтегральної схеми, яка складається із арсенід-галієвого польового транзистора з бар'єром Шоткі і біполярного транзистора, що реалізують генератор електричних коливань. В коло зворотного позитивного зв'язку генератора включено фоточутливий діод, на який діє оптичне випромінювання. Таким чином, оптичне випромінювання перетворюється у частотний вихідний сигнал. Для вивчення властивостей таких оптичних перетворювачів необхідно розглянути механізм взаємодії оптичного випромінювання із напівпровідниковим діодом в динамічному режимі, розробити математичну модель, яка враховує цей ефект і на її основі отримати аналітичні залежності повного опору базової області діода. Розгляду цих питань присвячена дана робота.

### Математична модель

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 рекомбіна-

ція 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 при дії так і відсутності 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  $\mu E$  в електричному полі.

При дії монохроматичного випромінювання на напівпровідник швидкість генерації носіїв заряду в одиниці об'єму визначається [3]

$$G(x, \lambda) = \alpha(\lambda)\Gamma(x), \quad (1)$$

де  $\alpha(\lambda)$  - коефіцієнт поглинання світла,  $\Gamma(x)$  - густина потоку фотонів. Вираз (1) є справедливим при умові, коли процес генерації відбувається при участі одного фотона і квантовий вихід цього процесу дорівнює одиниці. Величина  $G(x, \lambda)$  при врахуванні 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 [4]. Швидкість об'ємної рекомбінації визначається через ефективний час життя  $\tau_n$  неосновних носіїв заряду, яке не залежить від їх концентрації і координати в об'ємі напівпровідника. При виконанні умови  $n_p \ll p_p$  швидкість рекомбінації

$$V(x) = \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}, \quad (2)$$

де  $n_{p0}$  - концентрація неосновних носіїв заряду в умовах теплової рівноваги. Швидкість зміни  $n_p$  у часі визначається рівнянням [3, 4].

$$\frac{dn_p}{dt} = G(x) - V(x) = \alpha(\lambda)\Gamma(x) - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}. \quad (3)$$

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

$$\vec{J}_n = nq\mu\vec{E} + qD_n\nabla n, \quad (4)$$

$$\vec{J}_p = pq\mu\vec{E} - qD_p\nabla p, \quad (5)$$

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

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla\vec{J} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla\vec{J}_n/q = G_n - V_n, \quad (7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla\vec{J}_p/q = G_p - V_p, \quad (8)$$

де  $\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$ . Якщо у результаті міжзонних переходів генеруються електронно-діркові пари, то  $G_n = G_p$ . З умови збереження електронейтральності, коли  $\rho = 0$  і  $\partial\rho/\partial t = 0$ , а також використовуючи (6)-(8), можна записати

$$V_n = V_p = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (9)$$

де  $n_0$  і  $p_0$  - концентрації носіїв при тепловій рівновазі. При використанні (4), (5) і (9) отримуємо одновимірні рівняння переносу [3]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} + G_n(x), \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G_p(x), \quad (11)$$

де  $D_n$  і  $D_p$  - коефіцієнти дифузії електронів і дірок,  $\mu_n$  і  $\mu_p$  - коефіцієнти рухливості електронів і дірок,  $E$  - напруженість електричного поля в базовій області.

Рівняння (10) і (11) можна значно спростити, якщо розглядати стаціонарний випадок, коли  $dn/dt = 0$ ,  $dp/dt = 0$ , окрім цього рівняння (10) і (11) можна розв'язувати незалежно один від одного, коли  $G_n = G_p$  і  $p \gg n$  ( або  $n \gg p$  ) при цьому  $dE/dx = 0$ . Отже, рівняння переносу приймає вигляд [3, 5]

$$D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + \mu_n E \frac{dn_p}{dx} - \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} = -G(x). \quad (12)$$

Розглянемо розв'язок рівняння неперервності (12) для напівпровідникового діода, на який діє оптичне випромінювання. Енергетична діаграма подана на рис.1

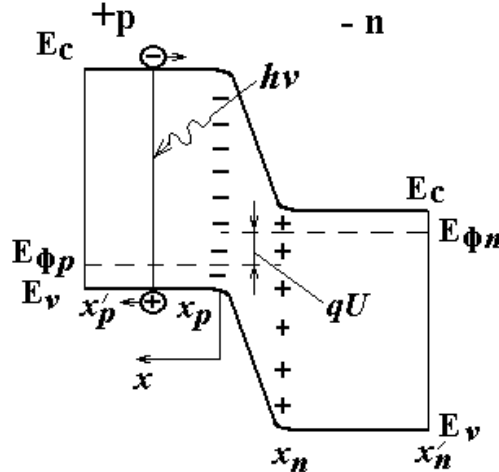


Рис.1. Енергетична діаграма напівпровідникового діода у прямому режимі роботи

Будемо вважати, що все оптичне випромінювання поглинається у квазі-нейтральній 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 збідненого 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 при  $x = x_p$  згідно закону Шоклі може бути подана у вигляді [4]

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

Будемо вважати, що товщина шару поглинання значно більша за дифузійну довжину носіїв заряду та глибину проникнення світла для розглядаємої 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 (12) приймає вигляд

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{D_n \tau_n} = -\frac{G(x)}{D_n}. \quad (13)$$

Величина  $G(x)$  згідно теорії фотопровідності визначається [3,5]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}, \quad (14)$$

де  $G(0) = \alpha \Gamma$ ,  $\Gamma = \Gamma(\lambda)$  - густина потоку фотонів монохроматичного випромінювання при  $x = x_p$ . Граничні умови мають при розв'язку рівняння (13) вигляд

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{qU_0}{kT}} \quad \text{при} \quad x = x_p, \quad (15)$$

$$n_p = n_{p0} \quad \text{при} \quad x = \infty. \quad (16)$$

З врахуванням (14) і  $L_n^2 = D_n \tau_n$  рівняння (13) перетворюється до вигляду

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = -\frac{\alpha \Gamma}{D_n} e^{-\alpha(x-x_p)}. \quad (17)$$

Розв'язок рівняння (17) складається з двох частин відповідно для правої і лівої його складових. Спочатку розглянемо розв'язок для лівої частини рівняння (17), яке має вигляд

$$n_p - n_{p0} = A_1 e^{\frac{(x-x_p)}{L_n}} + A_2 e^{-\frac{(x-x_p)}{L_n}}, \quad (18)$$

де  $A_1$  і  $A_2$  визначаються з граничних умов (15) і (15). Розв'язок для правої частини рівняння (17) згідно [6] має вигляд

$$n_p - n_{p0} = -\frac{\alpha \Gamma(\lambda) e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left[ \alpha^2 - \frac{1}{D_n \tau_n} \right]}. \quad (19)$$

Таким чином загальний розв'язок рівняння (17) має вигляд

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left( e^{\frac{qU_0}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-x_p}{L_n}} - \frac{\alpha \Gamma(\lambda) e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left[ \alpha^2 - \frac{1}{L_n^2} \right]}. \quad (20)$$

Перша складова у виразі (20) характеризує дифузійну складову концентрації неосновних носіїв заряду у темряві при роботі діода у прямому режимі, а друга складова (20) визначає концентрацію неосновних носіїв заряду, яка обумовлена дією світла. Вираз (20) дозволяє визначити опір діода при дії оптичного випромінювання і при прямій постійній напрузі. Проте на діод окрім постійної напруги і оптичного випромінювання діє змінна напруга і в базовій області виникає електричне поле, яке зв'язане або з високим рівнем інжекції або потужним оптичним випромінюванням. Для випадку коли на діод діє постійна напруга і в базовій області існує електричне поле, необхідно розглянути наступне рівняння переносу [3]

$$D_n \frac{d^2(n_p - n_{p0})}{dx^2} + \mu_E E \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau} = -G(x), \quad (21)$$

де  $\mu_E$  - біполярна дрейфова рухливість.

Позначивши

$$\frac{\mu_E E}{D_n} = \frac{\mu_E E \tau_n}{D_n \tau_n} = \frac{l_E}{L^2}, \quad L^2 = D_n \tau_n,$$

Рівняння (21) записується у вигляді

$$\frac{d^2(n_p - n_{p0})}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n_p - n_{p0})}{dx} - \frac{n_p - n_{p0}}{L^2} = -\frac{G(x)}{D_n}, \quad (22)$$

де  $G(x)$  - описується рівнянням (14). Граничні умови при розв'язку рівняння (22) мають вигляд

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{qU_0}{kT}} \quad \text{при} \quad x = x_p, \quad (23)$$

$$n_p = n_{p0} \quad \text{при} \quad x = W. \quad (24)$$

де  $W$  - товщина бази діода.

Розв'язок рівняння (22) складається із загального розв'язку однорідного рівняння і часткового розв'язку неоднорідного рівняння. Розв'язок однорідного рівняння

$$n_p - n_{p0} = A_3 e^{K_1(x-x_p)} + A_4 e^{K_2(x-x_p)}, \quad (25)$$

де  $K_1$  і  $K_2$  корені квадратного рівняння

$$K^2 + \frac{L_E}{2L^2} K - \frac{1}{L^2} = 0, \quad (26)$$

які мають значення

$$K_{1,2} = -\frac{l_E}{2L^2} \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}. \quad (27)$$

Тоді розв'язок однорідного рівняння (22) при підстановці (27) приймає вигляд

$$n_p - n_{p0} = A_3 e^{\left(-\frac{l_E}{2L^2} + \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}\right)(x-x_p)} + A_4 e^{\left(-\frac{l_E}{2L^2} - \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}\right)(x-x_p)}. \quad (28)$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_{1,2}} = \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} - \frac{l_E}{2L^2}, \quad (29)$$

то розв'язок рівняння (22) можна записати у вигляді

$$n_p - n_{p0} = A_3 e^{\frac{(x-x_p)}{l_1}} + A_4 e^{\frac{-(x-x_p)}{l_2}}, \quad (30)$$

Коефіцієнти  $A_3$  і  $A_4$  визначимо з граничних умов (23) і (24). Зробивши необхідні перетворення отримаємо значення  $A_3$  і  $A_4$ , тобто вираз (30)

$$n_p - n_{p0} = -\frac{n_{p0} \left( e^{\frac{qU_0}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{(W-x_p)(l_1+l_2)}{l_1 l_2}}}{\left[ 1 - e^{\frac{(W-x_p)(l_1+l_2)}{l_1 l_2}} \right]} e^{\frac{x-x_p}{l_1}} + \frac{n_{p0} \left( e^{\frac{qU_0}{kT}} - 1 \right) e^{\frac{x-x_p}{l_2}}}{\left[ 1 - e^{\frac{(W-x_p)(l_1+l_2)}{l_1 l_2}} \right]}. \quad (31)$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (22) шукається у вигляді

$\bar{y} = R_k(x)e^{\alpha x}$ , де  $R_k(x)$  - багаточлен ступеня  $k$ , якщо права частина рівняння має вид  $f(x) = Q_k(x)e^{\alpha x}$  [6]. Таким чином, частковий розв'язок рівняння (22)

$$n_p - n_{p0} = -\frac{\Gamma(\lambda)\alpha e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)}. \quad (32)$$

Загальний розв'язок рівняння (22) має вигляд

$$n_p - n_{p0} = A_3 e^{(x-x_p)/l_1} + A_4 e^{(x-x_p)/l_2} - \frac{\Gamma(\lambda)\alpha e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left( \alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)}. \quad (33)$$

У виразі (33) перші дві складові описують розподіл концентрації носіїв заряду у базовій області діода від постійної напруги, а третя складова від дії оптичного випромінювання.

Оскільки діод працює при змінних напругах і струмах, то необхідно визначити розподіл концентрації носіїв заряду для цього випадку. Одномірне рівняння переносу для змінного струму в стаціонарному режимі при дії світла має вигляд

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{dn_1}{dx} - \frac{n_1(1 + j\omega\tau)}{L^2} = -\frac{G(x)}{D_n}, \quad (34)$$

$n_1$  - концентрація інжектованих носіїв заряду за рахунок змінної напруги на емітерному переході. Можна вважати, що концентрація електронів складається із складової постійного струму  $n_{E0}$  (функція  $x$ ) і складової змінного струму  $n_1 e^{j\omega t}$  (функція  $x$  і  $t$ ). Якщо сигнал змінної напруги  $U_{E1}(t)$  накладений на постійну напругу  $U_{E0}$ , то концентрація електронів на р-п переході приймає значення

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_{p0} \exp \left[ \frac{q}{kT} (U_{E0} + U_{E1}(t)) \right], \quad (35)$$

де  $n_{E1}(t)$  - концентрація електронів, яка визначається змінною напругою, що накладена на середню концентрацію електронів, яка викликана постійною напругою.

Для випадку малого сигналу  $qU_{E1}(t)/kT \ll 1$  і вираз (35) можна значно спростити при розкладі у ряд експоненційної функції при збереженні двох перших складових розкладу. Отже, можна записати

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_{p0} e^{\frac{qU_{E0}}{kT}} \left[ 1 + \frac{qU_{E1}(t)}{kT} \right]. \quad (36)$$

На основі (36) визначимо граничні умови, які необхідно використати при розв'язку рівняння (34)

$$n'_1(0,t) = n_{p0} e^{\frac{qU_{E0}}{kT}} + n_{p0} e^{\frac{qU_{E0}}{kT}} \frac{qU_{E1}(t)}{kT}, \quad (37)$$

$$n'_1(w,t) = n_{p0}. \quad (38)$$

Розв'язок однорідного рівняння (34) має вигляд

$$n_1(x,t) = A_5 e^{\frac{(x-x_p)C_{\sigma}^*}{l_1}} + A_6 e^{\frac{(x-x_p)C_{\sigma}^*}{l_2}}, \quad (39)$$

де  $C_{\sigma}^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$ ,  $\tau$  - час життя електронів у базі,  $\omega$  - кругова частота, коефіцієнти  $A_5$  і  $A_6$  визначаються з граничних умов (37) і (38)

$$A_5 = \frac{n'_1(W,t) - n'_1(0,t) e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}}{\frac{WC_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}}, \quad A_6 = \frac{n'_1(0,t) e^{\frac{WC_{\sigma}^*}{l_1}} - n'_1(W,t)}{\frac{WC_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}}. \quad (40)$$

Таким чином, розв'язок однорідного рівняння (34) має вигляд

$$n_1(x,t) = \left[ \frac{n'_1(W,t) - n'_1(0,t) e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}}{\frac{WC_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}} \right] e^{\frac{(x-x_p)C_{\sigma}^*}{l_1}} + \left[ \frac{n'_1(0,t) e^{\frac{WC_{\sigma}^*}{l_1}} - n'_1(W,t)}{\frac{WC_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{WC_{\sigma}^*}{l_2}}} \right] e^{-\frac{(x-x_p)C_{\sigma}^*}{l_2}}. \quad (41)$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (34) визначається виразом (32). Таким чином, отримавши загальний розв'язок рівняння переносу (34), можна визначити повний опір базової області діода. Для цього скористаємось загальним виразом для густини струму

$$j_{заг} = q(\mu_n n + \mu_p p)E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p), \quad (42)$$

звідки

$$E = \frac{j_{заг} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (43)$$

Вважається, що в базовій області існує високий рівень інжекції, коли  $n_p \geq p_p$ , а також виконується умова нейтральності, з якої витікає що

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{і} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}. \quad \text{З врахуванням цих зауважень рівняння (43) приймає}$$

вигляд

$$E = \frac{j_{заг}}{q\mu_p n(b+1)} - \frac{(D_n / \mu_p) \nabla n}{n(b+1)} + \frac{kT}{q} \frac{\nabla n}{n(b+1)}, \quad (44)$$

де  $b = \mu_n / \mu_p$ . Слід зауважити, що

$$j_{заг} = j_{cs} + j_{E0} + j_{E1}, \quad \nabla n = \nabla n_{cs} + \nabla n_{E0} + \nabla n_{E1}, \quad n = n_{cs} + n_{E0} + n_{E1},$$

тоді



$$E(x, \omega) = \frac{j_{c\delta}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} + \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} +$$

$$+ \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} - \frac{(D_n / \mu_p)\nabla n}{(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} + \frac{kT\nabla n}{q(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} . \quad (45)$$

Падіння напруги на базовій області буде визначатися виразом

$$U_{\delta} = - \int_0^W E(x, \omega) dx . \quad (46)$$

При підстановці (45) у (46) отримаємо

$$U_{\delta} = - \int_0^W \frac{j_{c\delta}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} dx - \int_0^W \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} dx -$$

$$- \int_0^W \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} dx + \int_0^W \frac{(D_n / \mu_p)\nabla n}{(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} dx -$$

$$- \frac{kT}{q} \int_0^W \frac{\nabla n}{q(b+1)(n_{c\delta} + n_{E0} + n_{E1})} dx . \quad (47)$$

Повний опір базової області діода дорівнює

$$Z_{\delta} = \frac{U_{E1}}{Sj_{E1}} ,$$

де  $U_{E1}$  - напруга на базовій області,  $S$  – площа бази. При використанні складових, які відносяться до змінної напруги з виразу (47), можна записати

$$Z_{\delta} = - \frac{2kT}{Sq^2 D_n (b+1)} \frac{\int_0^W \frac{A_5(C_{\delta}^*/l_1) - A_6(C_{\delta}^*/l_2)}{G(0)e^{-\alpha(x-x_p)} + A_5 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_1}} + A_6 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_2}}} dx}{D_n \left( \alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} + \frac{kT}{q(b+1)} *$$

$$* \int_0^W \frac{\alpha G(0)e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left( \alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right) q D_n S \left[ \frac{A_5 C_{\delta}^*}{l_1} - \frac{A_6 C_{\delta}^*}{l_2} \right] \left[ A_5 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_1}} + A_6 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left( \alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]} dx +$$

$$+ \frac{kT}{q(b+1)} \int_0^w \frac{A_5(C_{\delta}^*/l_1)e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_1}} - A_6(C_{\delta}^*/l_2)e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_2}}}{qD_n S \left[ \frac{A_5 C_{\delta}^*}{l_1} - \frac{A_6 C_{\delta}^*}{l_2} \right] \left[ A_5 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_1}} + A_6 e^{\frac{(x-x_p)C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha(x-x_p)}}{D_n \left( \alpha^2 - \frac{\alpha l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2} \right)} \right]} dx \quad (49)$$

Розв’язок інтегралів у виразі (49) зроблено на персональному комп’ютері в обчислювальному середовищі “Mathlab 5.2”.

### Експериментальні дослідження

Для перевірки теоретичних розрахунків, згідно виразу (49), були виконані експериментальні дослідження залежності повного опору бази діода, створеного на основі транзистора КТ809. Теоретичні і експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору від потужності оптичного випромінювання подано на рис.2.

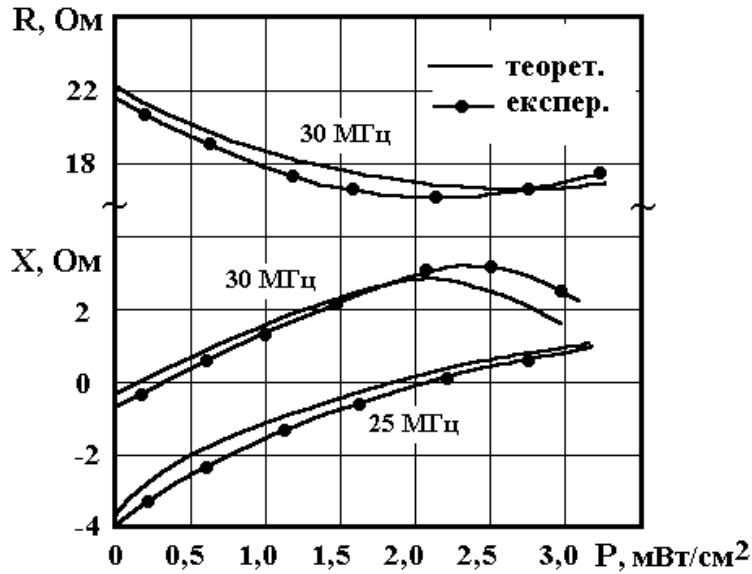


Рис.2. Теоретичні та експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору бази діода

Як видно з графіка, активна складова зменшується із зростанням потужності оптичного випромінювання, що пояснюється зменшенням опору базової області. Реактивна складова з ємнісним характером переходить в область з індуктивним характером, яка спочатку різко зростає, а потім настає насичення, що пояснюється виконанням умови приблизної тотожності величини фото-ЕРС напрузі на р-п переході при великих потужностях оптичного випромінювання. Вимірювання повного опору діода зроблено за допомогою фазового методу [7].

### Висновки

Проведено дослідження фотореактивного ефекту в напівпровідникових діодах в динамічному режимі на основі розв'язку рівняння переносу при дії оптичного випромінювання, що дозволило отримати розподіл носіїв заряду у базовій області діода. Це дало можливість теоретично розрахувати повний опір базової області і отримати аналітичну залежність його складових від потужності оптичного випромінювання.

### Література

1. Осадчук О.В. Мікроелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних структур з від'ємним опором. –Вінниця: «Універсум-Вінниця», 2000. – 303 с.
2. Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением. –Винница: Континент, 1998. – 130с.
3. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975. –583 с.
4. Шокли В., Рид В. Полупроводниковые электронные приборы – М.: Мир, 1953. –715 с.
5. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. – М.: Энергоатомиздат, 1987. –278 с.
6. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. –М.: Наука, 1981. –718 с.
7. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. –К.: Вища школа, 1987. – 155 с.

**Осадчук Володимир Степанович** – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри електроніки Вінницького державного технічного університету.

**Осадчук Олександр Володимирович** – кандидат технічних наук, старший науковий співробітник кафедри електроніки Вінницького державного технічного університету.