

РАДІОЕЛЕКТРОНІКА ТА РАДІОЕЛЕКТРОННЕ АПАРАТОБУДУВАННЯ

УДК 621.383.8

В. С. Осадчук, д. т. н., проф.;

О. В. Осадчук, д. т. н., проф.;

О. М. Ільченко, студ.;

С. В. Барабан, студ.

ФОТОРЕАКТИВНИЙ ЕФЕКТ В МДН-ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУРАХ З ДВОСТОРОННІМ ОСВІТЛЕННЯМ КАНАЛУ

Проведено аналіз фотореактивного ефекту в МДН-транзисторних структурах з двостороннім освітленням каналу на основі розв'язку рівняння перенесення носіїв заряду в каналі транзистора при дії світла, що дало можливість теоретично розрахувати повний опір каналу і отримати аналітичну залежність його складових від потужності оптичного випромінювання.

Вступ

Фототранзистори зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник широко використовуються в системах прийому і обробки оптичної інформації. На даний час розроблена єдина теорія фотопольового ефекту в МДН-транзисторах, результати якої з достатньою для практичних потреб точністю описують статичні характеристики цих приладів. Однак до цих пір фактично не розглянуто фотоіндуктивні зміни параметрів МДН-транзистора на малому змінному сигналі, недостатньо вивчені фізичні механізми взаємодії оптичного випромінювання з електронно-дірковою плазмою в приповерхневому шарі просторового заряду, відсутній аналітичний опис залежності активної і реактивної компонент імпеданса від потужності світлового потоку. Вказані питання набувають особливу актуальність в зв'язку з розвитком напівпровідникових частотних сенсорів, а також викликають певне зацікавлення у розробників оптично керувальних пристроїв НВЧ.

Основним вихідним параметром запропонованих перетворювачів оптичного випромінювання є частотний сигнал. Первинним перетворювачем світла є МДН-транзистор з двостороннім освітленням, тому необхідно отримати аналітичні вирази залежності еквівалентної ємності і динамічного опору коливального контура автогенератора від дії світла. Для отримання вищезначених залежностей необхідно розв'язати рівняння перенесення носіїв заряду в каналі транзистора під дією світла.

Аналіз фізичної моделі фотореактивного МДН-транзистора з двостороннім освітленням каналу

Відомі МДН-фототранзистори (МДНФТ) з напівпрозорим електродом, через який освітлюється підзатворна область. Відомо також, що електрод затвора тонкоплівкового МДНФТ можна виконувати непрозорим, а освітлення здійснювати через підкладку. До недоліків таких приладів відносяться невисока фоточутливість і ускладнена технологія [1].

У відомому фототранзисторі на основі МДН-структури, що містить напівпровідникову підкладку, одна із поверхонь якої є чутливою до випромінювання, з областями стоку, витоку і каналу, на якій сформовано шар діелектрика і електрод затвору, поверхня підкладки, вільна від діелектрика, чутлива до випромінювання і має над областю каналу пази [2].

З метою розширення функціональних можливостей, а саме: збільшення чутливості фототранзистора до випромінювання, у пропонованій конструкції МДНФТ, що містить підкладку з р-Si ($N_D = 10^{17} \text{ см}^{-3}$), з напівпрозорим затворним електродом з Al, через який освітлюється підзатвор-

на область, зі зворотної сторони підкладки під областю каналу виконані глибокі пази, площа перерізу кожного з них задовольняє співвідношенню $A < S/n$, де S — площа каналу, n — число пазів. При цьому глибина пазів повинна бути такою, щоб виконувалася умова $ad \rightarrow 1$, де a — коефіцієнт поглинання, d — товщина пластини між дном пазу і діелектрика затвору (рис. 1). Таким чином, освітлення здійснюється і через підкладку, і через затвор.

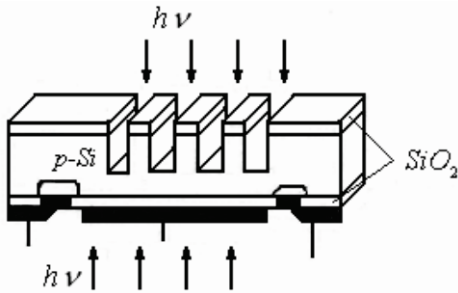


Рис. 1. Конструкція МДН-фототранзистора з двостороннім освітленням каналу

переходах область стік-підкладка і область витік-підкладка повинні бути значно меншими, ніж зміщення між областю затвора і підкладкою. В результаті освітлення одночасно всіх пазів випромінюванням з довжиною хвилі, що відповідає внутрішньому фотоэффекту в напівпровіднику, на виході пристрою з'являється сигнал. Якщо освітлюється лише один із пазів, то сигнал на виході виявляється набагато меншим свого максимального рівня і може бути прийнятим в якості логічного нуля. При повному затемненні всіх пазів сигнал на виході також дуже малий і відповідає нульовому рівню.

Для забезпечення достатньої чутливості фототранзистора до випромінювання необхідно, щоб при даній кількості пазів площа їх поперечного перерізу була максимальна і щоб своїм нижнім торцем вони якомога ближче прилягали до верхньої межі індукованого каналу.

Для того, щоб запобігти розсіюванню світла на пазах, мінімальний діаметр кожного паза і мінімальна відстань між сусідніми пазами не менше, ніж на порядок повинна перевищувати довжину хвилі випромінювання.

Для покращення світлопередачі внутрішня поверхня пазу може бути покрита плівкою, що просвітлюється, а самі пази можуть бути заповнені прозорими діелектричними матеріалами.

Фототранзистор працює таким чином. Під впливом освітлення через пази в область каналу відбувається генерація нерівноважних пар носіїв заряду. За умови невисокого рівня інжекції генеровані світлом носії заряду за рахунок дифузії переміщуються до витокового і стокового р-п переходів. Після стокового переходу основні носії (електрони в напівпровіднику р-типу) втягуються в область стоку, а неосновні носії залишаються в області між витоком і стоком, створюючи додатний об'ємний заряд. Цей заряд зменшує висоту потенційного бар'єру витокового переходу, збільшуючи рівень інжекції витокового переходу. Інжектвані основні носії переважно досягають стокового переходу і вихідний струм збільшується. Величина вихідного струму тим більша, чим більше число носіїв n-типу генерується під дією світла, тобто, за інших однакових умов, чим більший об'єм напівпровідника буде освітлюватись.

Таким чином, максимальний вихідний струм буде мати місце при освітленні всіх пазів одночасно. Рівень вихідного струму можна регулювати, змінюючи величину потенційного затвору, тобто, змінюючи провідність індукованого каналу.

Вперше аналогічний спосіб освітлення був використаний у формувачах відеосигналів на основі ПЗЗ [3]. Прилади мали двократний вигреш за квантовою ефективністю і стабільні характеристики в діапазоні 0,22...2,5 мкм.

Пристрій може бути використаний в якості МДН-фототранзистора, позиційно-чутливого фотосенсора, логічної оптоелектронної комірки, що реалізує логічну операцію «І».

Під час реалізації логічної операції «І» в оптоелектронних пристроях пази освітлюються окремими оптичними зондами.

Наявність освітлення одного з пазів відповідає надходженню на вхід логічного нуля. Величина вихідного сигналу пропорційна кількості освітлюваних пазів (рис. 2).

Наявність вихідного сигналу високого рівня приймається як наявність вихідної одиниці, а малого рівня — вихідного нуля. Як показали дослідження, струм стоку залежить

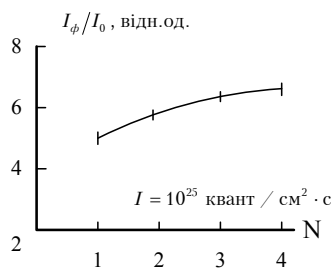


Рис. 2. Залежність відношення фотоструму до темного струму від кількості освітлювальних пазів N [4]

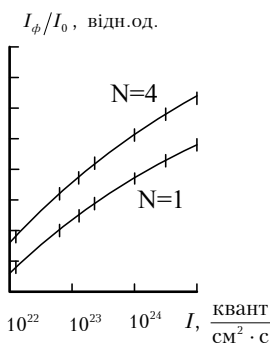


Рис. 3. Залежність відносного струму від інтенсивності випромінювання і кількості освітлюваних пазів [4]

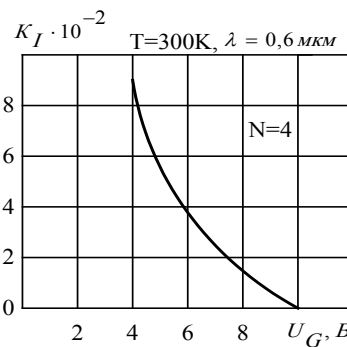


Рис. 4. Залежність коефіцієнта фоточутливості від напруги на затворі [4]

від номера освітлюваного пазу, що збігається з висновками роботи [4] за координатно-чутливими дослідженнями МДН структур. Параметрами МДНФТ у процесі експлуатації можна регулювати потенціалом затвору кількістю освітлюваних пазів і інтенсивністю освітлення (рис. 3, 4).

На рис. 4 коефіцієнт фоточутливості $K_I = (p_I - p)/p$, де p_I і p — повна і рівноважна концентрація носіїв у каналі.

Використовуючи відому спектральну чутливість приладу, його можна також застосовувати як оптичний компаратор для порівняння спектрального складу вхідних оптичних сигналів однакової інтенсивності.

Схема із загальним витокком забезпечує ефективне регулювання складовою імпедансу транзистора шляхом зміни керувальної напруги, однак при цьому вплив оптичного випромінювання на кристал приладу не чинить подібної дії [5]. Схемотехнічна реалізація МДН-транзисторного фото-реактивного двополосника може бути основана на використанні повного опору розподіленої структури витік-стік, малосигнальні параметри якої в найбільшій ступені підпадають під вплив світлового потоку [6].

Коли напруга на затворі МДН-транзистора нижча порогової, і границя з оксидом знаходиться в умовах слабкої інверсії, то прилад працює в підпороговій області і струм стоку називається підпороговим струмом [7]. Передпороговий режим роботи для МДН-транзистора особливо важливий для використання їх в низьковольтних напівпровідникових приладах з малим енергоспоживанням, і в цьому ж режимі польова структура характеризується найбільшою відносною фоточутливістю. При слабкій інверсії для струму каналу основною компонентою є дифузійна складова. Розглянемо одномірне рівняння неперервності для n-каналу, що записане в дифузійному наближенні з використанням загальноприйнятих позначень:

$$\frac{dn}{dt} = G_0 - \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dx} - \frac{n-n_0}{\tau_n}; \tag{1}$$

$$j_n = -qD_n \frac{dn}{dx}, \tag{2}$$

де G_0 — темп фотогенерації при стаціонарному освітленні.

Для розв'язання системи (1), (2) граничні умови за відсутності постійного зміщення на стоці можна зобразити у вигляді [8]:

$$\begin{aligned} n(0) &= n_0 \exp[\beta(\psi_s + \xi_B)]; \\ n(L) &= n_0 \exp[\beta(\psi_s + \xi_c)]; \end{aligned} \tag{3}$$

де $\beta = q/kT$; ξ_B, ξ_c — величини фото-ЕРС на p-n переходах витокку та стоку відповідно; L —

довжина каналу; ψ_s — поверхневий потенціал, пов'язаний з напругою на затворі U_3 (в фотогальванічному режимі, що дорівнює ξ_B) і ефективним рівнем фотогенерації $\xi = \Delta n/n_i = \Delta p/n_i$ таким співвідношенням [9]:

$$U_3 - U_{fb} = \psi_s + \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 \phi_s}{\beta C_0 L_{Di}^* |\phi_s|} F(\phi_s, \phi_F^*), \quad (4)$$

де $\phi_s = \beta \psi_s$; $\phi_F^* = \left[\ln(\xi + e^{\phi_F}) - \ln(\xi + e^{-\phi_F}) \right] / 2$; $L_{Di}^* = \left(\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i^*} \right)^{1/2}$;

$n_i^* = n_i \exp \left\{ \left[\ln(\xi + e^{\phi_F}) + \ln(\xi + e^{-\phi_F}) \right] / 2 \right\}$; U_{fb} — потенціал плоских зон; ϕ_F — потенціал Фермі; C_0 — питома ємність діелектрика; n_i — концентрація носіїв у власному напівпровіднику; L_{Di}^* — ефективне значення дебаївського радіуса екранування; $\varepsilon_s, \varepsilon_0$ — діелектрична проникність напівпровідника і вакууму відповідно.

В режимі слабкої інверсії справедливе наближення [10]:

$$F(\phi_s, \phi_F^*) \approx \sqrt{(\phi_s - 1) e^{\phi_F^*}}. \quad (5)$$

Підставляючи (5) в (4), отримуємо вираз для ψ_s :

$$\psi_s = U_3 - U_{fb} + \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\beta^2 C_0 L_{Di}^*} (\beta U_3 - 1) \exp\left(\frac{\phi_F^*}{2}\right)}. \quad (6)$$

Зображаючи нерівноважну концентрацію дірок у вигляді суми $n = n_0 + n_1 \exp(j\omega t)$, переходимо до системи рівнянь для змінної складової в режимі малого сигналу:

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} - \frac{n_1}{l_n} = 0; \quad (7)$$

$$j_{n1} = -q D_n \frac{dn_1}{dx}, \quad (8)$$

де $l_n = L_n / (1 + j\omega \tau_n)^{1/2}$; L_n — дифузійна довжина електрона.

Використаємо вираз $u = U_0 + u_1 \exp(j\omega t)$, тоді (враховуючи, що $u_1 < kT/q$) граничні умови перетворяться наступним чином

$$\begin{aligned} n_1(0) &= \beta u_1 n_{p0} \exp[\beta(\psi_s + \xi_B)]; \\ n_1(L) &= \beta u_1 n_{p0} \exp[\beta(\psi_s + \xi_C)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Розв'язок рівняння (7) з граничними умовами (9) отримується таким чином:

$$n_1(x) = A e^{-x/l_n} + B e^{x/l_n}, \quad (10)$$

де A і B — константи, які визначаються з граничних умов. Підстановкою (9) в (10) отримуємо такі співвідношення

$$\begin{aligned} A &= \beta u_1 n_{p0} \exp[\beta(\psi_s + \xi_B)] \left[1 - \frac{\exp \beta(\xi_C - \xi_B) - \exp(-L/l_n)}{2 \operatorname{sh}(L/l_n)} \right]; \\ A &= \beta u_1 n_{p0} \exp[\beta(\psi_s + \xi_B)] \left[1 - \frac{\exp \beta(\xi_C - \xi_B) - \exp(-L/l_n)}{2 \operatorname{sh}(L/l_n)} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

звідки

$$n_1(x) = \beta u_1 n_{p0} \exp[\beta(\psi_s + \xi_B)] \left[\left(\frac{\exp \beta(\xi_C - \xi_B) - \exp(-L/l_n)}{2 \operatorname{sh}(L/l_n)} \right) \operatorname{sh}(x/l_n) + \exp(-x/l_n) \right]. \quad (12)$$

Підставляючи (12) в (8), маємо

$$j_{n1} = -qD_n \frac{u_1}{l_n} b n_0 \exp[b(y_s + x_B)] \left[(\exp b(x_C - x_B) - \exp(-L/l_n)) \operatorname{cth}(L/l_n) - e^{-L/l_n} \right]. \quad (13)$$

Імпеданс каналу визначається так:

$$Z_k = u_1 / (A_0 j_{n1}) = \frac{2l_n \beta}{a_T C_0 \mu_n Z} \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \sqrt{\beta \Psi_S} \exp[-\beta(\xi_C + \xi_B)] \times \left[(\exp \beta(\xi_C - \xi_B) - \exp(-L/l_n)) \operatorname{cth}(L/l_n) - \exp(-L/l_n) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Тут $A_0 = -\frac{Z}{\beta} (\epsilon_s / 2qN_D \Psi_S)^{1/2}$ — ефективна поперечна площа каналу; $a_T = \sqrt{2\epsilon_s} / (L_D C_0)$ — безрозмірний параметр, який характеризує МДН-структуру; N_D — концентрація донорної домішки; Z — ширина каналу; μ_n — рухливість носіїв (електронів) в каналі; L_D — дебаївський радіус екранування.

Виділяючи дійсну та уявну частини виразу (14), отримуємо остаточні співвідношення для активної і реактивної компонент імпедансу каналу МДН-транзистора:

$$R = F_k \sqrt{\beta \Psi_S} \exp[-\beta(\Psi_S + \xi_B)] \left[\frac{Ma - Nb}{(a^2 + b^2)(M^2 + N^2)} \right], \quad (15)$$

$$X = -F_k \sqrt{\beta \Psi_S} \exp[-\beta(\Psi_S + \xi_B)] \left[\frac{Na + Mb}{(a^2 + b^2)(M^2 + N^2)} \right], \quad (16)$$

$$\text{де } F_k = \frac{2L_n \beta}{a_T C_0 \mu_n Z} \left(\frac{N_D}{n_i} \right)^2; \quad a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2} + 1 \right)^{1/2}; \quad b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2} - 1 \right)^{1/2};$$

$$M = m \left[C_k - e^{\beta(\xi_C - \xi_B)} \right] - n D_k + C_k; \quad N = n \left[C_k - e^{\beta(\xi_C - \xi_B)} \right] + m D_k + D_k;$$

$$m = \left[\operatorname{sh}(2aL/L_n) \right] / \left\{ 2 \left[\operatorname{sh}^2(aL/L_n) + \cos^2(bL/L_n) \right] \right\}; \quad C_k = \exp(-aL/L_n) \cos(-bL/L_n);$$

$$n = \left[\sin(2bL/L_n) \right] / \left\{ 2 \left[\operatorname{sh}^2(aL/L_n) + \cos^2(bL/L_n) \right] \right\}; \quad D_k = \exp(aL/L_n) \sin(bL/L_n).$$

В області низьких частот при $\omega \tau_n \ll 1$ ($a = 1$, $b = \omega \tau_n / 2 \ll 1$) величини $R_{\text{нч}}$ і $X_{\text{нч}}$ визначаються рівняннями:

$$R_{\text{нч}} = \frac{F_k \sqrt{\beta \Psi_S} \exp[-\beta(\Psi_S + \xi_B)]}{\operatorname{th}(L/L_n) \left\{ \exp(-L/L_n) - \exp[\beta(\xi_C - \xi_B)] \right\} + \exp(-L/L_n)}; \quad (17)$$

$$X_{\text{нч}} = -F_k \sqrt{\beta \Psi_S} \exp[-\beta(\Psi_S + \xi_B)]. \quad (18)$$

В області високих частот при $\omega \tau_n \gg 1$ маємо $a = b = \sqrt{\omega \tau_n / 2} \gg 1$ і $aL/L_n = bL/L_n \gg 1$. Остання рівність для довгих каналів виконується завжди, а для коротких, — починаючи з деяких значень частоти, при яких довжина дифузії неосновних носіїв заряду за півперіод сигналу стає меншою довжини каналу (тобто, при $L_n \ll L \sqrt{\omega \tau_n / 2}$). В цьому випадку рівняння (15) і (16) набудуть вигляду:

$$R_{\text{вч}} = F_k \sqrt{\frac{2\beta \Psi_S}{\omega \tau_n}} \frac{[\sin(\omega \tau_n) - \operatorname{sh}(\omega \tau_n)] [\operatorname{sh}^2(\omega \tau_n / 2) + \cos^2(\omega \tau_n / 2)]}{\exp[\beta(\Psi_S + \xi_C)] [\sin^2(\omega \tau_n) + \operatorname{sh}^2(\omega \tau_n)]}; \quad (19)$$

$$X_{\text{вч}} = F_k \sqrt{\frac{2\beta \Psi_S}{\omega \tau_n}} \frac{[\sin(\omega \tau_n) + \operatorname{sh}(\omega \tau_n)] [\operatorname{sh}^2(\omega \tau_n / 2) + \cos^2(\omega \tau_n / 2)]}{\exp[\beta(\Psi_S + \xi_C)] [\sin^2(\omega \tau_n) + \operatorname{sh}^2(\omega \tau_n)]}. \quad (20)$$

Повна модель фотореактивного МДН-транзистора потребує також урахування впливу малосигнальних параметрів активної зони кристалу, фотодіодних структур витоку і стоку, а також паразитних

параметрів корпусу.

На рис. 5 зображена еквівалентна схема даного пристрою, в якій використані такі позначення: L_C, L_3, L_B — індуктивності виводів кристалу; $R_{B(c)}$ — фотозалежний опір р-п переходу витік (стік) — підкладка; $C_{B(c)}$ — фотоємність витоку (стоку), решта позначень традиційні [11].

Оскільки залежність малосигнальної провідності фотодіода аналогічна відомому виразу для звичайного р-п переходу, то параметри освітлених областей витоку і стоку можна апроксимувати так:

$$R_{B(c)} = a / \left[\beta I_{\Phi}^{B(c)} (a^2 + b^2) \right]; \quad (21)$$

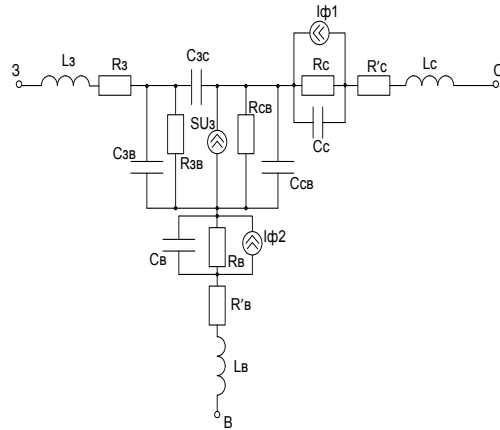


Рис. 5. Еквівалентна схема фотореактивного МДН-транзистора

$$C_{B(c)} = S_{B(c)} \sqrt{\frac{q \epsilon_s \epsilon_0 N_A}{2 [\phi_k - \epsilon_{B(c)}]}} + \epsilon I_{\Phi}^{B(c)} (a^2 + b^2) / \omega b, \quad (22)$$

де $S_{B(c)}$ — площа р-п переходу витоку (стоку); ϕ_k — контактна різниця потенціалів; N_A — концентрація акцепторної домішки; $I_{\Phi}^{B(c)} = q(1 - R)\eta P_{\text{вип.}} / h\nu$ — фотострум на витоці (стоці); R — коефіцієнт відбивання оптичного випромінювання; η — квантовий вихід; $P_{\text{вип.}}$ — потужність випромінювання; $h\nu$ — енергія кванта світлового потоку.

Формули (21) і (22) записані для випадку, коли постійне зміщення на структурі витік-стік відсутнє. При цьому прикладання витягуючого поля до легованих областей МДН-транзистора різко знижує ефективне значення перестройки еквівалентної реактивності за рахунок ефекту збільшення вільних носіїв. Кількісну оцінку цього явища можна отримати, вводячи в граничні умови (3), а також у вираз (21) і (22) відповідні різниці потенціалів.

Розрахунок вхідного імпедансу еквівалентної схеми, поданої на рис. 5, виконувався на основі розв'язку рівнянь контурних струмів методом Гауса [12] з використанням ЕОМ. На рис. 6 показані теоретичні залежності активної і реактивної компонент імпедансу фотореактивного МДН-транзистора від густини світлового потоку і напруги на затворі при параметричній зміні частоти змінного сигналу. Як вихідні дані використані параметри транзистора типу КП301, який виготовлений за планарно-епітаксіальною технологією.

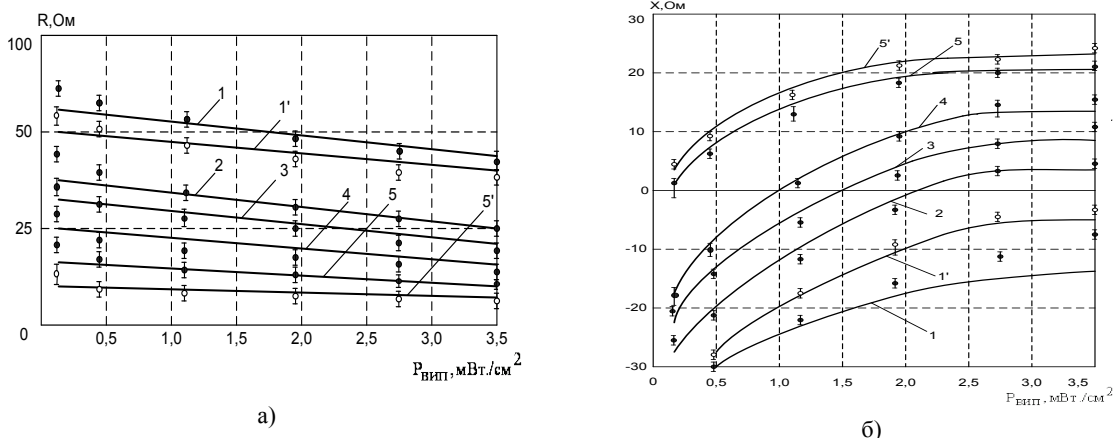


Рис. 6. Теоретичні (суцільні лінії) та експериментальні (точки) залежності активної (а) і реактивної (б) компонент імпедансу МДН-транзистора від потужності світлового потоку і напруги на затворі ($U_3 = 0$: 1 — 100 МГц; 2 — 400 МГц; 3 — 450 МГц; 4 — 500 МГц; 5 — 900 МГц. $U_3 = 5$ В: 1' — 100 МГц; 5' — 900 МГц)

Висновки

На основі розв'язку рівняння перенесення носіїв заряду в МДН-транзисторі з двостороннім освітленням каналу отримані аналітичні вирази для активної і реактивної складових повного опору каналу. Показано, що реактивна складова має точку інверсії, при якій ємнісний характер повного опору між витокком і стоком переходить в індуктивний. При цьому точка інверсії визначається частотою і потужністю оптичного сигналу.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Зуев В. А. Фотоэлектрические МДП-приборы / В. А. Зуев, В. Г. Попов. — М.: Радио и связь, 1983. — 160 с.
2. А.с. N 862753 (СССР). МКИ³. Н 01 L 31/10. Фототранзистор / Костенко В. Л., Клименко В. А. — Заяв. 5.07.81 г.
3. Хоувз М. Приборы с зарядовой связью / М. Хоувз, Д. Морган. — М.: Энергоиздат, 1981. — 376 с.
4. Okatoto K. Photocurrent and spectral characteristics of field induced junctions / K. Okatoto // Sol. St. Elect. — 1974. — V. 17, № 11. — P. 1155—1161.
5. Сафонов В. М. Транзисторные эквиваленты реактивностей / В. М. Сафонов // Полупр. электроника в технике связи: [сб. статей] под ред. И. Ф. Николаевского. — М.: Радио и связь, 1986. — С. 16 — 29.
6. Осадчук В. С. Функциональный конвертор импеданса на основе МДН-транзистора / В. С. Осадчук, С. И. Одобецкий, В. Ф. Яремчук // Научные труды вузов ЛитССР. — Радиоэлектроника, 1987. — Т. 23, № 3. — С. 83—86.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в двух кн. / С. Зи. — М.: Мир, 1984. — 456 с.
8. Осадчук В. С. Моделирование функционального конвертора импеданса на основе МДП-транзистора / В. С. Осадчук, С. И. Одобецкий // Научн. Труды вузов ЛитССР. — Радиоэлектроника, 1988. — Т. 24. — С. 92—98.
9. Jakubowski A. Electric properties of MIS transistor under illumination conditions / Jakubowski A., Krawczyk S. // Electron Technology. — 1979. — V. 12, № 1. — P. 3—17.
10. Jakubowski A. Subthreshold range of MIS transistor under illumination conditions / A. Jakubowski, S. Krawczyk // Bulletin. De l'academie Polonaise des sciences. — 1978. — V. 26, № 10. — P. 921—927.
11. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов / Р. Кобболд; [пер. с англ.]. — Л.: Энергия, 1975. — 304 с.
12. Влах И. Машинные методы анализа и проектирования электронных схем / И. Влах, К. Сингал; [пер. с англ.]. — М.: Радио и связь, 1988. — 560 с.

Рекомендована кафедрою електроніки

Надійшла до редакції 19.06.08
Рекомендована до друку 24.06.08

Осадчук Володимир Степанович — завідувач кафедри електроніки;
Ільченко Олена Миколаївна, Барабан Сергій Володимирович — студенти Інституту магістратури, аспірантури та докторантури;
Осадчук Олександр Володимирович — завідувач кафедри радіотехніки.
Вінницький національний технічний університет