

УДК 621.307

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ФОТОРЕАКТИВНОГО ЕФЕКТУ У ПОЛЬОВИХ ТРАНЗИСТОРАХ

© Осадчук В.С., Осадчук О.В., 2001

Вінницький державний технічний університет

В статті розглянута математична модель фотореактивного ефекту у структурі метал-діелектрик-напівпровідник, яка описує залежність повного опору каналу структури від частоти сигналу і потужності оптичного випромінювання. Показано, що характер опору каналу змінюється від ємнісного до індуктивного в залежності від потужності випромінювання. Експериментальні дослідження підтвердили справедливість теоретичних розрахунків у межах 5%.

Вступ

Польові фототранзистори із структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) знайшли широке використання у системах прийому і обробки оптичної інформації. На теперішній час розроблена теорія фотопольового ефекту в МДН- транзисторах, яка досить точно описує статичні характеристики таких приладів [1,2]. Проте в динамічному режимі, коли на канал діє малий змінний сигнал і оптичне випромінювання, не розроблені теоретичні питання впливу оптичного випромінювання за рахунок ефектів фотопровідності. При цьому вважається, що взаємодія оптичного випромінювання з напівпровідниковим кристалом здійснюється за рахунок міжелектродного проникнення, внаслідок чого фотовольтаїчні ефекти переважають ефекти фотопровідності [3]. Теоретичні й експериментальні дослідження, які проведені у роботах [4,5] показали, що при потужному оптичному випромінюванні зростає кількість електронів, які при поглинанні фотона набувають енергію, достатню для подолання бар'єру. При цьому зменшується коефіцієнт відбиття і збільшується ефективна глибина проникнення світла. Це приводить до того, що чим менша довжина хвилі, тим більшого значення набуває фотоємнісний струм при однакових значеннях товщини плівки металу і потужності випромінювання, що необхідно враховувати. Окрім того, в металічному шарі затвору можливо зробити оптичний отвір, що дасть змогу оптичному випромінюванню взаємодіяти з каналом. Це дає можливість врахувати як фотовольтаїчні, так і ефекти фотопровідності, які виникають при оптичному опромінюванні каналу польового транзистора. Вказані питання набувають особливої актуальності у зв'язку з розвитком оптично керованих НВЧ - пристроїв і, особливо, мікроелектронних частотних сенсорних пристроїв з оптичною перебудовою [6,7]. В даній роботі приведені результати теоретичних і експериментальних досліджень залежності повного опору реактивного МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти змінного струму.

1. Аналіз фізичної моделі

Аналіз електрично керованих транзисторних реактивних елементів зроблено у роботі [8]. Схема із загальним витоком забезпечує ефективне регулювання реактивної складової повного опору транзистора за рахунок управляючої напруги, проте вплив оптичного випромінювання на кристал приладу не виявляє потрібної дії. Схемотехнічно реактивний двополосник реалізується на основі використання повного опору розподіленої структури витік-стік, мало-сигнальні параметри якого найбільше залежать від оптичного випромінювання. Для збільшення еквівалентної реактивності доцільно створити режим короткого замикання із змінної складової сигналу між затвором і витоком.

У роботі [9] отримано аналітичний вираз для повного опору інверсійного каналу при дії стаціонарного світла на основі припущення про фотоіндуковану зміну провідності напівпро-

відникового матеріалу між двома омичними контактами, проте в цій роботі не відображено кінетику нерівноважних електронних процесів.

Для отримання основних аналітичних співвідношень скористаємося звичайною структурою МДН - транзистора з індукованим р-каналом [10], у якій між витокон і стоком прикладена гармонічна напруга з круговою частотою ω і малою амплітудою сигналу $qU_1/kT \ll 1$. При цьому вважається однорідність і невіродженість напівпровідникового матеріалу, стала рухливість носіїв заряду у каналі, відсутність оптичного стимульованого перезаряду поверхневих станів і фотоемісії у діелектрик, однорідність часу життя нерівноважних носіїв заряду, відсутність захоплення надлишкових носіїв заряду в об'ємі і на поверхні напівпровідника. Вважається, що енергія кванту оптичного випромінювання перевищує ширину забороненої зони напівпровідника, має місце біполярна фотогенерація.

Найбільшою фоточутливістю характеризується передпороговий режим роботи МДН - транзистора. В умовах слабкої інверсії основною компонентою струму є дифузійна [6]. Розглянемо одномірне рівняння неперервності для р-каналу

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla(D\nabla p) - (\mu_E j / \sigma \nabla p) - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G, \quad (1)$$

де

$$D = \frac{D_n D_p}{D_p p + D_n n} = \frac{2}{b+1} D_p \quad (2)$$

- коефіцієнт дифузії при біполярному дрейфі,

$$\mu_E = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n + \mu_p p} \quad (3)$$

- коефіцієнт рухливості носіїв заряду при біполярному дрейфі, j – густина загального струму, σ - провідність каналу, τ_p - час життя дірок, p, n - концентрація нерівноважних дірок і електронів у каналі, μ_p, μ_n - рухливість дірок і електронів, $b = \mu_n / \mu_p$ - відношення рухливості електронів і дірок, D_n, D_p - коефіцієнти дифузії електронів і дірок, G – швидкість фотогенерації носіїв заряду.

В стаціонарному режимі роботи МДН-транзистора з врахуванням (2) і (3) рівняння (1) приймає вигляд

$$D \frac{d^2(p - p_0)}{dx^2} - \mu_E E \frac{d(p - p_0)}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau} = -G(x). \quad (4)$$

Позначивши

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau}{D \tau} = \frac{l_E}{L_*^2}, \quad (5)$$

$$L_*^2 = D \tau, \quad (6)$$

тоді рівняння (4) записується у вигляді

$$\frac{d^2(p - p_0)}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{d(p - p_0)}{dx} - \frac{p - p_0}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D}. \quad (7)$$

При генеруванні носіїв заряду світлом швидкість генерації описується рівнянням [11]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}, \quad (8)$$

де α - коефіцієнт поглинання світла.

Якщо вважати, що нерівноважна концентрація дірок складається з двох складових

$$p = p_{01} + p_1 e^{j\omega t}, \quad (9)$$

де p_{01} - концентрація дірок, яка визначається постійною напругою, а p_1 - змінною напругою, то рівняння (7) для змінної складової у режимі малого сигналу приймає вигляд

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{dp_1}{dx} - \frac{p_1(1 + j\omega t)}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D}. \quad (10)$$

Граничні умови при відсутності постійного зміщення на стоку для розв'язку рівняння (10) мають вигляд [8]

$$p_1(0, t) = p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_b)] + p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_b)] \beta U_{1b}(t), \quad (11)$$

$$p_1(L, t) = p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_C)] + p_0 \exp[\beta(\psi_S + \varepsilon_C)] \beta U_{1c}(t), \quad (12)$$

де $\beta = kT/q$, $\varepsilon_b, \varepsilon_C$ - величина фото ЕРС на р-п переходах витоку і стоку, L - довжина каналу, ψ_S - поверхневий потенціал, який зв'язаний з напругою на затворі U_3 і ефективним рівнем фотогенерації $\xi = \Delta n/n_i = \Delta p/n_i$ наступним співвідношенням [3]

$$U_3 - U_{FB} = \psi_S + \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 \varphi_S}{\beta C_0 L_{Di}^* |\varphi_S|} F(\varphi_S \varphi_F^*), \quad (13)$$

де

$$\varphi_S = \beta \psi_S, \quad \varphi_F^* = \left[\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F}) \right] / 2,$$

$$L_{Di}^* = \frac{\varepsilon_S \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i}, \quad n_i^* = n_i \exp\left(\left[\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F}) \right] / 2 \right),$$

U_{FB} - потенціал площинних зон, φ_F - потенціал Фермі, C_0 - питома ємність діелектрика, n_i - концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику, $\varepsilon_S, \varepsilon_0$ - діелектрична стала напівпровідника і вакууму відповідно.

У режимі слабкої інверсії справедливе наближення [8]

$$F(\varphi_S, \varphi_F^*) \approx \sqrt{(\varphi_S - 1)e^{\varphi_F^*}}. \quad (14)$$

Підставляючи (14) у (13), отримаємо

$$\varphi_S = U_3 - U_{FB} - \sqrt{\frac{\varepsilon_S \varepsilon_0}{\beta^2 C_0 L_{Di}^*} (\beta U_3 - 1) e^{\varphi_F^*/2}}. \quad (15)$$

Рішення рівняння (10) складається із загального рішення однорідного рівняння і часткового рішення неоднорідного рівняння. Загальне рішення однорідного рівняння має вигляд

$$P_1(x, t) = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x}, \quad (16)$$

де K_1 і K_2 корені квадратного рівняння

$$K^2 - \frac{l_E}{L_*^2} K - \frac{1}{L_*^2} = 0. \quad (17)$$

Таким чином, маємо

$$K_{1,2} = \frac{l_E}{2L_*^2} \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2} \right)^2 + \frac{1}{L_*^2}}. \quad (18)$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_1} = \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2} + \frac{l_E}{2L_*}} , \quad \frac{1}{l_2} = -\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2} - \frac{l_E}{2L_*}}\right) , \quad (19)$$

тоді рішення однорідного рівняння приймає вигляд

$$P_1(x,t) = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2} . \quad (20)$$

Коефіцієнти A_1 і A_2 визначаються з граничних умов (11) і (12), отже

$$A_1 = \frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}} , \quad (21)$$

$$A_2 = \frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}} , \quad (22)$$

де $C_0^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$, ω - кругова частота.

Таким чином, загальне рішення однорідного рівняння (10) описується виразом

$$P_1(x,t) = \left(\frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}\right) e^{\frac{x C_0^*}{l_1}} + \left(\frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_0^*}{l_2}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}\right) e^{-\frac{x C_0^*}{l_2}} . \quad (23)$$

Часткове рішення неоднорідного рівняння (10) шукається у вигляді $\bar{P}(x) = R_K e^{\alpha x}$, де R_K багаточлен ступеня k , якщо права частина має вигляд $f(x) = Q_K e^{\alpha x}$ [12]. Таким чином, часткове рішення рівняння (10) має вигляд

$$\bar{P}(x) = \frac{G(0) e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*} - \frac{1}{L_*^2} \right]} . \quad (24)$$

Загальне рішення рівняння (10) записується у вигляді

$$P_1(x,t) = \left(\frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}\right) e^{\frac{x C_0^*}{l_1}} + \left(\frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_0^*}{l_2}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_0^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_0^*}{l_2}}}\right) e^{-\frac{x C_0^*}{l_2}} - \frac{G(0) e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*} - \frac{1}{L_*^2} \right]} \quad (25)$$

Для визначення опору каналу при дії світла та змінної напруги, необхідно визначити напруженість електричного поля в каналі. Для цього скористаємось рівнянням

$$j_{заг} = q(\mu_n n + \mu_p p) E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p) , \quad (26)$$

звідки

$$E = \frac{j_{заг} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)} . \quad (27)$$

Вважається, що в каналі виконується умова електричної нейтральності, з якої витікає, що $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$ і $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$. З врахуванням цих зауважень рівняння (27) приймає вигляд

$$E = \frac{j_{заг}}{q\mu_p p(b+1)} - \frac{kT\nabla p}{q(b+1)p}. \quad (28)$$

Слід зауважити, що

$$j_{заг} = j_{ce} + j_1, \quad (29)$$

$$\nabla p = \nabla p_{ce} + \nabla p_1, \quad (30)$$

$$p = p_{ce} + p_1, \quad (31)$$

тоді

$$E(x, \omega) = \frac{j_{ce}}{q\mu_p (b+1)(p_{ce} + p_1)} + \frac{j_1}{q\mu_p (b+1)(p_{ce} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_{ce}}{q(b+1)(p_{ce} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{ce} + p_1)}. \quad (32)$$

Падіння напруги на каналі описується виразом

$$U_K = -\int_0^L E(x, \omega) dx. \quad (33)$$

При підстановці (32) у (33) отримаємо

$$U_K = -\int_0^L \frac{j_{ce}}{q\mu_p (b+1)(p_{ce} + p_1)} dx - \int_0^L \frac{j_1}{q\mu_p (b+1)(p_{ce} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_{ce}}{q(b+1)(p_{ce} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{ce} + p_1)} dx. \quad (34)$$

Повний опір каналу польового транзистора визначається

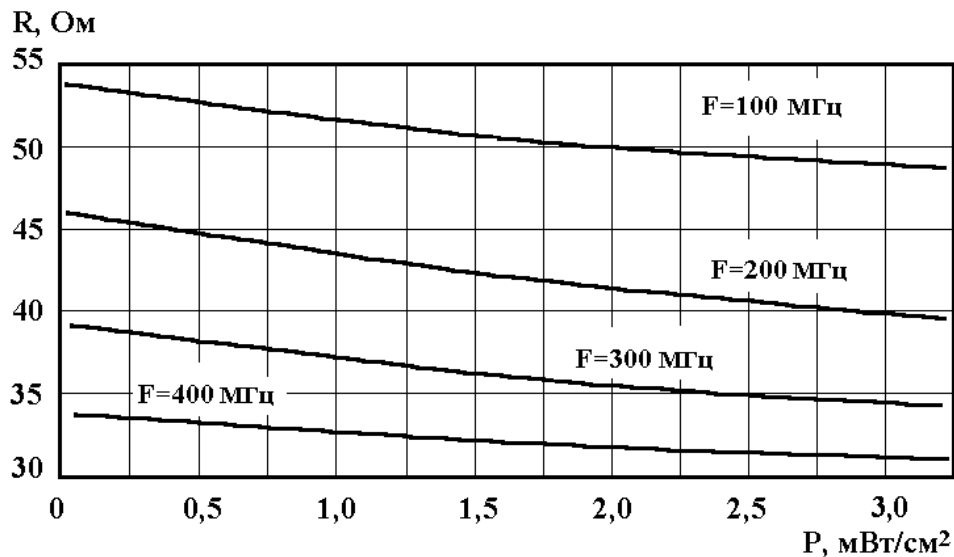
$$Z_K = \frac{U_1}{Sj_1}, \quad (35)$$

де U_1 - змінна напруга на каналі, S - площа каналу.

При використанні складових з виразу (34), які відносяться до змінної напруги, можна записати

$$Z_K = -\frac{1}{q\mu_p S(b+1)} \cdot \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{-\frac{x C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_*^2 - 1/L_*^2]}} dx}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{kT}{q^2(b+1)SD_p} \cdot \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{-\frac{x C_{\delta}^*}{l_2}}}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{-\frac{x C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_*^2 - 1/L_*^2]}} dx}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}} \quad (36)$$

Розв'язок інтегралів у виразі (36) зроблено чисельним методом на персональному комп'ютері "Pentium". Якщо зробити поділ на дійсну і уявну складові виразу (36), то отримаємо активну і реактивну компоненти повного опору каналу. На рис.1. подано залежність активної і реактивної складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання. Повна модель фотореактивного МДН - транзистора потребує також врахувати вплив малосигнальних параметрів активної зони кристала, фотодіодних структур витоку і стоку, а також паразитних параметрів корпусу.



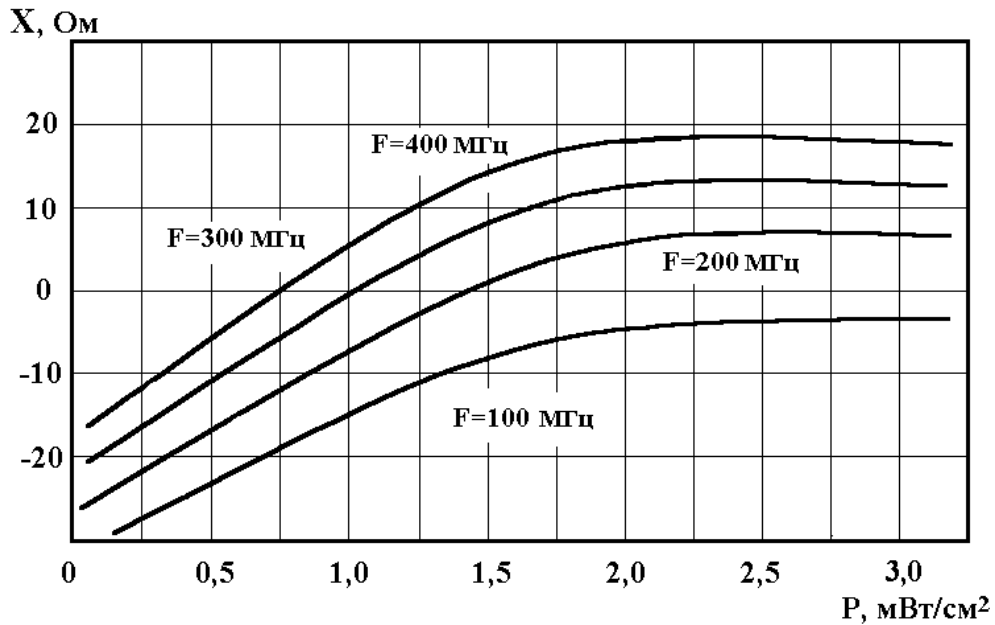


Рис.1. Розрахункові залежності активної і реактивної складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання

На рис.2 подана еквівалентна схема досліджуваного приладу, в якому використані такі позначення: L'_C , L'_3 , L'_B , L_K - індуктивності зовнішніх виводів і індуктивність каналу, C'_{3C} - ємність затвор-стік, C'_{3B} - ємність затвор-витік, R'_C , R'_B - опори контактних шарів, L_C , L_3 , L_B - індуктивності виводів кристалу, $R_{B(C)}$ - фотозалежний опір р-п переходу витік-підкладка (стік-підкладка), $C_{B(C)}$ - фотоємність стоку (витоку), останні позначення загальноживані.

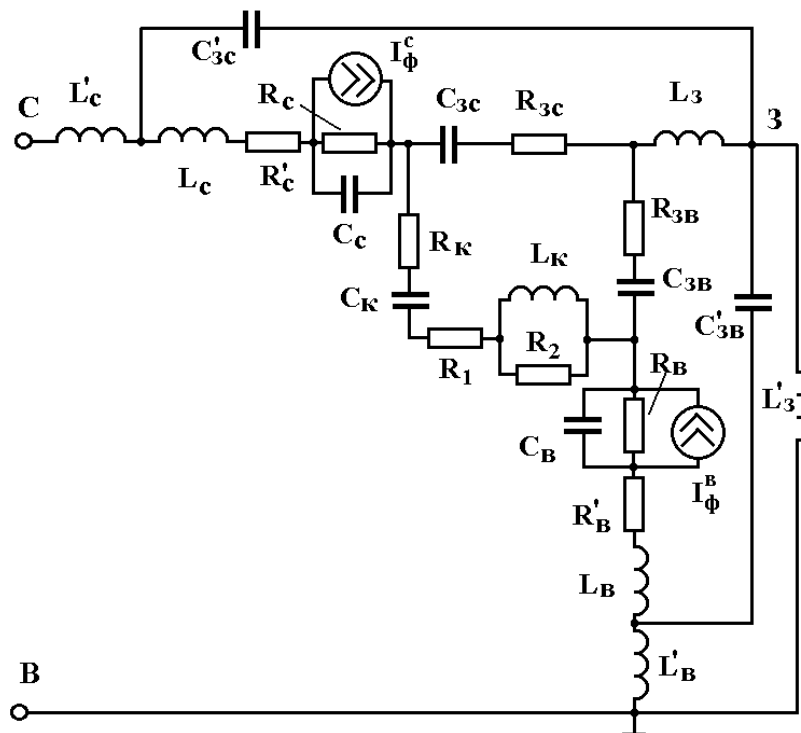


Рис.2. Еквівалентна схема фотореактивного МДН-транзистора

Параметри областей стоку і витоку, які поглинають світло, описуються таким чином [10]

$$R_{B(C)} = \frac{a}{\beta I_{\Phi}^{(C)} (a^2 + b^2)}, \quad (37)$$

$$C_{B(C)} = S_{B(C)} \sqrt{\frac{q \varepsilon_s \varepsilon_0 N_a}{2(\varphi_K - \varepsilon_{B(C)})} + \beta I_{\Phi}^{B(C)} (a^2 + b^2) / \omega b}, \quad (38)$$

де $a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1 \right)^{1/2}$, $b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} - 1 \right)^{1/2}$,

$S_{B(C)}$ - площа р-п переходу витоку (стоку), φ_K - контактна різниця потенціалів, N_a - концентрація акцепторної домішки. Формули (37) і (38) дійсні для витоку, коли відсутнє постійне зміщення на електродах виток-стік.

Прикладення напруги до легованих областей МДН - транзистора різко зменшує ефективне значення діапазону перебудови еквівалентної реактивності за рахунок дії тянучого поля. Цей ефект можна врахувати, якщо у граничні умови (11) і (12) ввести відповідні різниці потенціалів.

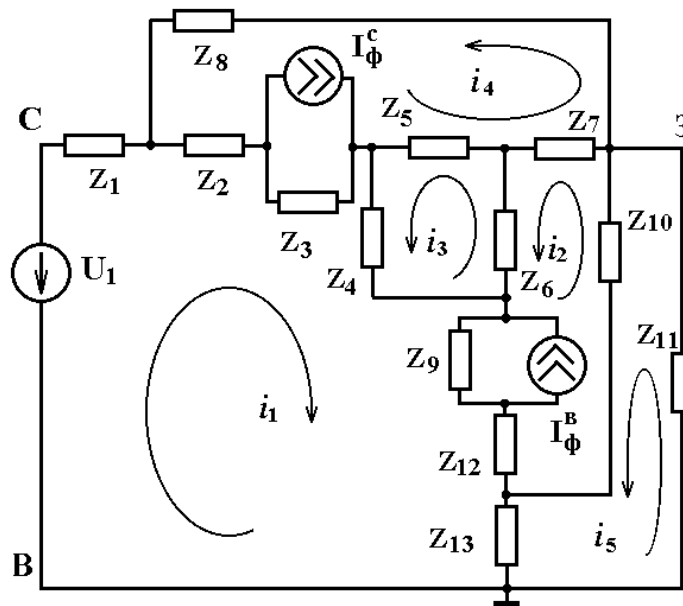


Рис.3. Компактна еквівалентна схема

Розрахунки вхідного опору зроблені згідно компактної еквівалентної схеми (рис.3), яка отримана на основі еквівалентної схеми (рис.2). Рівняння Кірхгофа мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{12} + Z_{13})i_1 + (Z_2 + Z_3)i_4 - Z_3 I_{\Phi}^C + Z_4 i_3 + \\ &+ (Z_9 + Z_{12})i_2 + Z_9 I_{\Phi}^B + Z_{13}i_5, \\ 0 &= (Z_7 + Z_6 + Z_9 + Z_{12} + Z_{10})i_2 - Z_7 i_4 - Z_6 i_3 + Z_9 i_1 + Z_9 I_{\Phi}^B - Z_{10}i_5 + Z_{12}i_1, \\ 0 &= (Z_4 + Z_6 + Z_5)i_3 + Z_4 i_1 - Z_6 i_2 - Z_5 i_4, \\ 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_5 + Z_7 + Z_8)i_4 + Z_2 i_1 + Z_3 i_1 - Z_3 I_{\Phi}^C - Z_5 i_5 - Z_7 i_2, \\ 0 &= (Z_{11} + Z_{10} + Z_{13})i_5 - Z_{10}i_2 + Z_{13}i_1. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

де

$$Z_1 = j\omega L'_C, \quad Z_2 = R'_C + j\omega L_C, \quad Z_3 = \frac{R_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2} - j \frac{R_C^2 \omega C_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2},$$

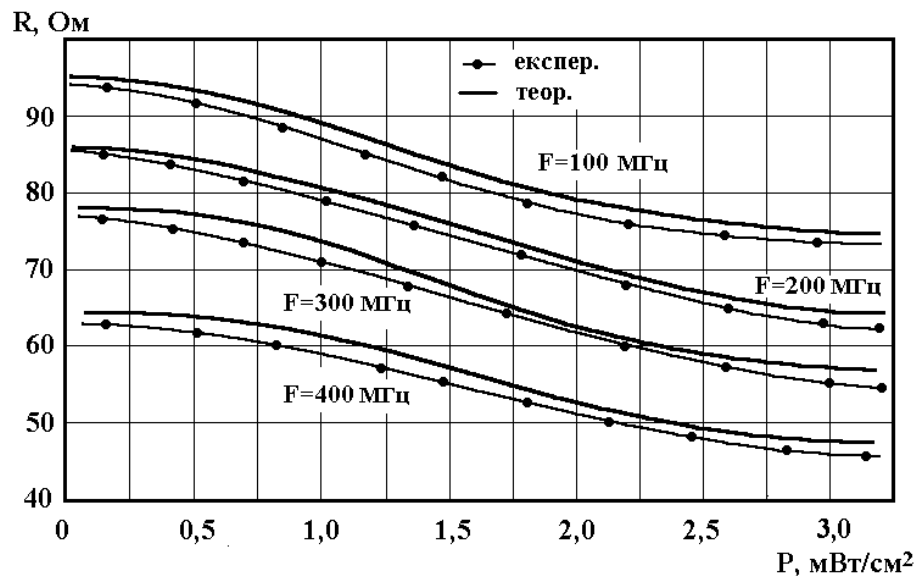
$$Z_4 = R_K + R_1 + \frac{R_2 (\omega L_K)^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} - j \left(\frac{1}{\omega C_K} - \frac{\omega L_K R_2^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} \right),$$

$$Z_5 = R_{3C} - j \frac{1}{\omega C_{3C}}, \quad Z_6 = R_{3B} - j \frac{1}{\omega C_{3B}}, \quad Z_7 = j\omega L'_3,$$

$$Z_8 = -j \frac{1}{\omega C'_{3C}}, \quad Z_9 = \frac{R_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2} - j \frac{R_B^2 \omega C_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2},$$

$$Z_{10} = -j \frac{1}{\omega C'_{3B}}, \quad Z_{11} = -j\omega L'_3, \quad Z_{12} = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_{13} = j\omega L'_B.$$

Рішення системи рівнянь (39) зроблено чисельним методом на персональному комп'ютері типу "Pentium" в обчислювальному середовищі "Matlab 5.2". На рис.4. подані розраховані і експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу. При розрахунках повного опору були використані параметри транзистора КП301Б. На частотах, які перевищували граничну, відбувалось зменшення ємнісної складової, що зв'язано із інерційними процесами переносу носіїв заряду через канал транзистора. Явище фазової затримки у формуванні струму по відношенню до напруги на зовнішніх електродах приладу сприймаються як індуктивна реакція [13,14]. Фізична природа фотоіндуктивного ефекту у МДН - транзисторах аналогічна механізму, який має місце у фотоелементах і біполярних транзисторах, що підтверджується якісним збігом отриманих кривих з результатами моделювання повного опору вказаних структур [14,15].



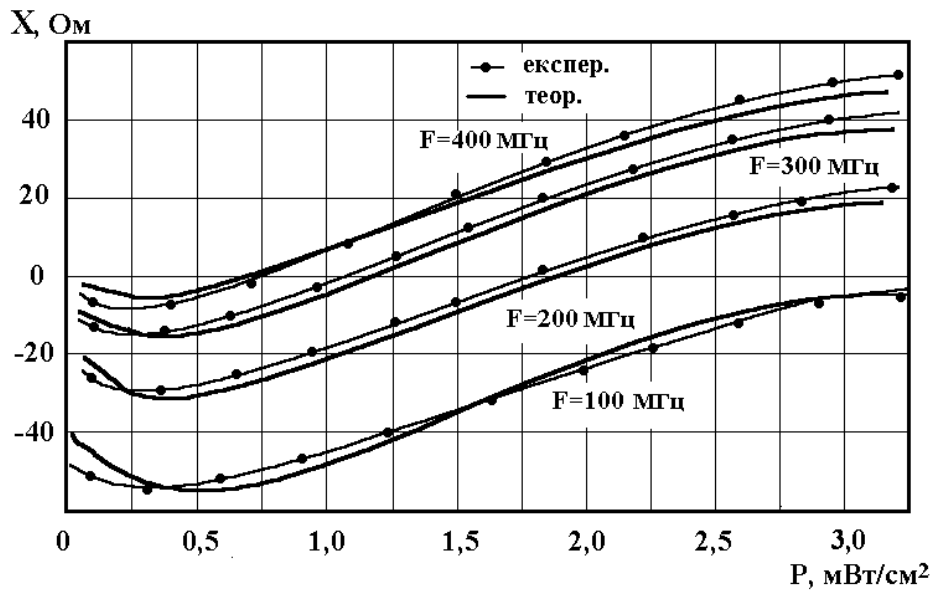


Рис.4. Розрахункові та експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору МДН - транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу

2. Експериментальні дослідження

Для перевірки теоретичних розрахунків повного опору МДН – транзистора від потужності оптичного випромінювання проведено їх порівняння з експериментальними даними, які проводились у діапазоні 1-1250 МГц за допомогою вимірювача комплексних коефіцієнтів передачі Р4-37. При проведенні експериментальних досліджень використовувались транзистори типу КР301Б і КР304А. Джерелом оптичного випромінювання слугував світлодіод АЛ107А з максимумом спектрального розподілу на довжині хвилі $\lambda = 0,95$ мкм. Потужність випромінювання контролювалась за допомогою приладу ІМО-2Н.

На рис.4 подано експериментальні залежності для транзисторів КР301Б. При зростанні частоти змінного сигналу відбувається перехід точки інверсії характеру реактивності в область більш низьких рівнів потужності оптичного випромінювання, що також відбувається у біполярних фоточутливих транзисторах [12]. Зменшення активної складової повного опору із зростанням потужності оптичного випромінювання підвищує добротність фотореактивного елементу, яка в області індуктивного характеру перевищує одиницю.

Як показали дослідження, використання підкладки при схемотехнічному синтезі оптично керованого реактивного елементу приводить до негативного ефекту, що проявляється у практично повній відсутності фотоіндукованого прирощення повного опору. Причина цього, мабуть, міститься в тому, що змінюються умови фотовольтаїчного розподілу носіїв заряду у структурі виток (стік) – підкладка.

Висновки

В умовах слабкої інверсії поверхневої провідності існування постійного зміщення на затворі сприяє зростанню реактивної складової повного опору каналу і не обмежує діапазон її перебудови. Для досліджуваних типів транзисторів оптимальний режим роботи фотореактивного двополюсника забезпечувався потенціалом на затворі $U_3 \leq 6\text{В}$. При більш високих напругах, коли утворення інверсійного каналу усуває градієнт концентрації на границях легованих областей витоку і стоку, вплив оптичного випромінювання помітно слабшає.

Література

- [1] Зуев В.А., Попов В.Г. Фотоэлектрические МДП-приборы. –М.: Радио и связь, 1983. – 160 с.
- [2] Клетченков И.И., Шмырева А.Н. Полупроводниковые пленки и слоистые структуры. – К.: Наукова думка, 1977. –76 с.
- [3] Одобецкий С.И., Осадчук В.С. Фотореактивный эффект в транзисторах со структурой метал-диэлектрик-полупроводник //Радиотехника и электроника, т.34, №11, 1989. –С.2387-2393.
- [4] Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при опромінюванні бар'єру Шоткі // Вісник ВПІ, №1, 1998. –С.110-117.
- [5] Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. Дослідження фотогальванічного ефекту у оптично керуемого GaAs – ПТШ // Вісник ВПІ, №2, 1998. –С.109-116.
- [6] Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением. –Винница: Континент, 1998. – 130 с.
- [7] Осадчук А.В. Исследование транзисторной структуры с отрицательным сопротивлением // International Conference Materials “ELECTRONICS – 98”, Kaunas, 1998. - P. 15-20.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн.2. –М.: Мир, 1984. –455с.
- [9] Коболд Р. Теория и применение полевых транзисторов. –Л.: Энергия, 1975. – 169 с.
- [10] Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. –М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
- [11] Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975. –580 с.
- Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. –М.: Наука, 1981. –718 с.
- [12] Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. –К.: Выща школа, 1987. –155 с.
- [13] Осадчук В.С., Носалюк В.Н., Яремчук В.Ф. и др. Кинетика электронных процессов в полупроводниках и полупроводниковых приборах. –Кишинёв: Штыинца, 1987. -С.51-64.
- [14] Jain F.C. Observation of an active photoinductive component in high intensity solar cells // J. Appl. Phys., v.5, N5, 1980. –P.2685-2692.