

ПИТАННЯ УПРАВЛІННЯ В СКЛАДНИХ ТЕХНІЧНИХ СИСТЕМАХ

УДК 621.315.592

Н.О. Андреева, О.І. Зінгаєва, В.О. Зуєв, В.М. Муравйов

Державний університет телекомунікацій, Київ

ВПЛИВ СТАНУ ПОВЕРХНІ НА КІНЕТИКУ КРЕМНІЄВИХ ФОТОДІОДІВ

В даній роботі проведений теоретичний і експериментальний аналіз впливу поверхні фотодіоду (ФД) на кінетику процесів в n-p-переході з метою зменшення інерційності приймача інформації при його використанні в волоконно-оптичних лініях зв'язку (ВОЛС). Досліджувався вплив освітленості n-p-переходу в імпульсному режимі прийому інформації.

Ключові слова: n-p-перехід, рекомбінація носіїв, згин зон.

Вступ

Основними приймачами інформації у волоконно-оптичних системах зв'язку (ВОЛС) є фотодіоди (ФД) [1, 2]. Вони виготовляються за планарною технологією, аналогічною сучасній технології виготовлення інтегральних схем. У планарних ФД важливу роль відіграє стан освітлюваної поверхні приладу. На це зверталася увага раніше у монографії [3]. Але вплив поверхні описувався лише величиною швидкості поверхневої рекомбінації S , що є достатнім тільки у стаціонарному випадку.

Між тим, у ВОЛС використовується, в основному, імпульсний режим передачі інформації. Тому в цьому випадку необхідним є новий підхід до аналізу впливу поверхні і додаткові експериментальні дослідження, яким і присвячена дана робота.

Аналіз рекомбінаційних процесів на поверхнях

Необхідно розрізнити два випадки.

1. Характеристичний час нестаціонарних процесів $\tau_{\text{рел}}$ менше або рівний часу життя носіїв на поверхнях електронних станів (ПЕС), перед їх викиданням в зони.

При стаціонарній модуляції це означає, що частота модуляції рівна або перевищує величину, обернену часу життя носіїв g_t :

$$\tau_{\text{рел}} \leq g_t^{-1}, \quad \omega \geq g_t, \quad (1)$$

$$\text{де} \quad g_t = v(c_{pt})p_s f_{pt}^{-1} + v(c_{nt})n_s f_{nt}^{-1}. \quad (2)$$

Тут v – теплова швидкість носіїв заряду; (c_{pt}) , (c_{nt}) , – перерізи захоплення носіїв (ПЕС); p_s , n_s – концентрації електронів і дірок на поверхні.

$$f_{nt} = 1 - f_{pt} = 1 + \exp[E_t - u_b - y_s], \quad (3)$$

де E_t – енергетичне положення (ПЕС); y_s – вигин зон на поверхні; u_b – положення рівня Фермі в об'ємі напівпровідника.

Вказані величини ілюструються на рис. 1.

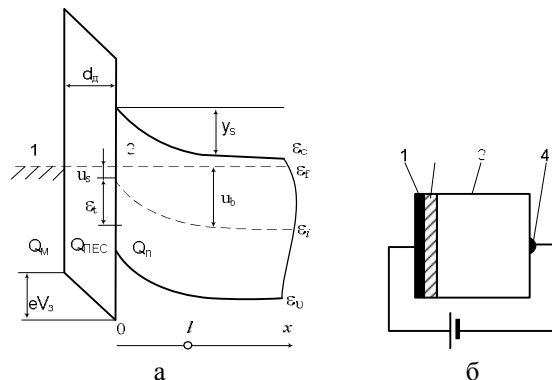


Рис. 1. Енергетична діаграма (а) і схематичне зображення структури метал-діелектрик-напівпровідник (б): 1 – металевий електрод; 2 – діелектрик; 3 – напівпровідник; 4 – металевий контакт

В цьому випадку має місце нерівність поверхневих струмів:

$$j_{ns} \neq j_{ps}. \quad (4)$$

В цьому випадку ПЕС проявляються як рівні сповільненої рекомбінації. В результаті цього замість звичайної стандартної величини S проявляється так звана кінетична величина $S_{\text{кін}}$ [4], яка визначається таким виразом:

$$S_{\text{кін}} = \tau_p e^{y_s}, \quad (5)$$

$$\text{де} \quad \tau_p = v(c_{nt})N_t f_{pt}, \quad (6)$$

N_t – концентрація ПЕС.

Відмінність $S_{\text{кін}}$ і S проілюстрована на рис. 2.

2. Характеристичний час нестаціонарних процесів $\tau_{\text{рел}}$ більше або рівний часу життя носіїв на поверхнях електронних станів (ПЕС), перед їх викиданням в зони.

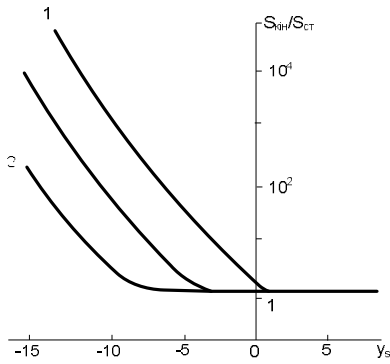


Рис. 2. Залежність співвідношення ефективних швидкостей захоплення і рекомбінація на поверхні від згину зон ($u_b=7,5$): 1) $(c_p)/(c_n)=10^4$, $\epsilon_t=3$; 2) $(c_p)/(c_n)=10^{-1}$, $\epsilon_t=-4,5$; 3) $(c_p)/(c_n)=10^{-3}$, $\epsilon_t=-4,5$

$$\tau_{\text{рел}} \gg g_t^{-1}; \quad \omega \ll g_t, \quad (7)$$

$$j_{\text{ns}} = j_{\text{ps}}. \quad (8)$$

Цю ситуацію можна назвати випадком прояву швидкої поверхневої рекомбінації. При цьому можна використовувати величину $S_{\text{стат}}$, рівну звичайно використовуваній величині S [3].

Розрахунок кінетики фотоефектів

Розглянемо δ - і Π -імпульсну модуляцію освітлення для схеми, зображеної на рис. 3.

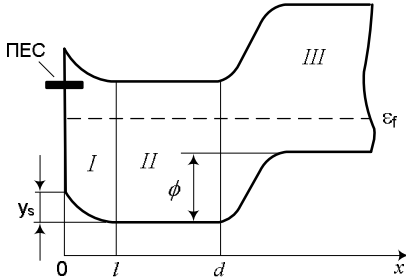


Рис. 3. Енергетична схема фотодіоду з короткою базою

Представлену на рис. 3 структуру характеризуємо наступними ознаками: 1) діод тонкобазний, тобто товщина освітленої n -області d набагато менше об'ємної довжини дифузії L_d ; 2) p -область лігвана сильніше n -області; 3) рекомбінація носіїв в n - p -переході і їх прилипання в об'ємі незначне; 4) рекомбінація на поверхні і в n -області реалізується через дискретні центри, заповнення яких визначається з статистики Шоклі-Рида. Як видно з рис. 3, структура, що розглядається, складається з таких областей: I - область приповерхневого просторового заряду; II - квазінейтральна базова область, в якій польовий струм дірок можна не враховувати і розглядати тільки дифузійний струм дірок p_n ; III - n - p -область і p -область, що не вносить вклад в фотострум.

В кінетичному режимі можна виділити два під режими, одному з яких відповідає динамічно товста база. При розгляді рис. 3 вже зверталася увага на

пропозицію щодо статично тонкої бази ($d < L_d$). Однак, оскільки при збільшенні частоти модуляції світла зменшується кінетична дифузійна довжина, то діод може стати динамічно товстим:

$$(d/L_d) \sqrt{\omega \tau_v} \gg 1. \quad (9)$$

При цьому $\text{ch}(d/L^*) = \text{sh}(d/L^*) = 0,5 \exp(d/L^*)$, а вираз для $J_{\text{кз}}$ і $\delta y_{\text{пр}}$ приймають вигляд:

$$J_{\text{кз}} = 2eI \frac{D}{L^*} \alpha_{\omega} \Delta e^{i\omega t}, \quad (10)$$

$$\delta y_{\text{пр}} = 2 \frac{I}{p_n} \alpha_{\omega} \Delta e^{i\omega t}, \quad (11)$$

де
$$\Delta = \left(\frac{D}{L^*} \alpha + R_{\omega} \right)^{-1} \exp\left(-\frac{D}{L^*} \right). \quad (12)$$

З цих виразів видно, що частотні залежності фотодіода для динамічно товстої бази мають складний характер, що викликане сильним впливом дифузійного перерозподілу фотоносіїв. Фізичні процеси більш зручніше аналізувати для другого під режиму (статично і динамічно тонка база):

$$d/L_d \ll 1, \quad (d/L_d) \sqrt{\omega \tau_v} \ll 1. \quad (13)$$

Якщо діодна структура набором часів релаксації $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$, то для кожного з цих часів повинен в цьому підрежимі виконуватися критерій

$$(d/L_d) (\tau_v/\tau_n)^{1/2} \ll 1. \quad (14)$$

Для динамічно тонкої бази гіперболічний синус і косинус можна розкласти в ряд по d/L^* , обмежившись відповідно одним і двома членами ряду. В результаті вирази для $J_{\text{кз}}$ і $\delta y_{\text{пр}}$ можна представити у вигляді розкладання на елементарні дробі:

$$J_{\text{кз}}(\omega) = \sum_{t=1}^{v_s+1} A_{Jt}(\omega) (i\omega + \tau_{Jt}^{-1}) e^{i\omega t}, \quad (15)$$

$$\delta y_{\text{пр}}(\omega) = \sum_{t=1}^{v_s+1} A_{\text{нт}}(\omega) (i\omega + \tau_{\text{нт}}^{-1}) e^{i\omega t}, \quad (16)$$

де A_t, τ_{Jt} – амплітуди і часи релаксації струму короткого замикання; $A_{\text{вт}}, \tau_{\text{вт}}$ – амплітуди і часи релаксації вентильної фото-е.р.с., при цьому кількість часів на одиницю перевищує кількість різних поверхневих станів v_s . Щоб одержати кінетику релаксації $J_{\text{фма}}$ при модуляції світла прямокутними імпульсами, скористуємось оберненим інтегральним перетворенням Фур'є:

$$J_{\text{ф}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_{\text{ф}}(\omega)}{2\pi i \omega} e^{i\omega T} (1 - e^{-i\omega T}) d\omega. \quad (17)$$

Застосування перетворення Фур'є до (15) і (16):

$$J_{\text{ф}}(t) = \sum_{j=1}^{v_s} A_j \tau_{Jj} \left[\exp\left(-\frac{t-T}{\tau_{Jj}} \right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Jj}} \right) \right], \quad (18)$$

де T – тривалість імпульсу.

З (18) легко отримати вираз для струму короткого замикання при освітленні пластини дуже короткими імпульсами світла (δ - імпульсами), тривалість яких значно менше усіх часів релаксації:

$$J_{\delta}(t) = \sum_{j=1}^{v_s+1} A_j \tau_{Jj} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Jj}}\right), \quad (19)$$

Наведемо приклади для часів і амплітуд релаксації при наявності на поверхні одного сорту поверхневих станів ($v_s=1$):

$$\tau_{J1,2} = \frac{1}{2} \left[g + (\tau_J^*)^{-1} + r_p^* + r_n^{**} \right] \pm \left\{ \frac{1}{4} \left[g + (\tau_J^*)^{-1} + r_p^* + r_n^{**} \right]^2 - \left[r_p^* r_n^{**} + r_p^* g_n \left(1 + e^{-2u_b - y_s} + \frac{g}{\tau_J^*} + \frac{r_{nJ}^{**}}{\tau_v} \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (20)$$

$$A_{1,2} = eI(1+b)\omega D_H \frac{\mu_p H}{c} \frac{1}{d^*} \frac{g - \tau_{J1,2}^{-1} + r_n^{**}}{\tau_{J2,1}^{-1} - \tau_{J1,2}^{-1}}, \quad (21)$$

де c точністю до неістотних членів

$$\begin{aligned} \tau_J^* &= dd^*/D_H \cdot (1 + e^{-2u_b - y_s})^{-1}, \\ r_n^* &= \frac{r_p e^{-y_s}}{d^*}, \quad r_n^{**} = \frac{r_n}{l^*}, \quad l^* = \frac{L_e(e^{-y_s} - 1)}{F(y_s)}, \\ r_n^{**} &= \left[\frac{d(1 + (r_p/r_n) \cdot e^{-2u_b - 2y_s}) + L_{dH} L_- (1 + f_1 + (r_p/r_n) \cdot f_2 e^{-2y_s})}{\times} \right] \times \frac{r_n^*}{d^*}, \quad (22) \\ d^* &= d(1 + e^{-2u_b - y_s}) + L_{dH} L_- (1 + f_1 + f_2 e^{-y_s}), \\ r_{nJ}^{**} &= \tau_H \cdot (D_H/dd^*) \cdot (1 + e^{-2u_b - y_s} \cdot r_p/r_n) r_n^*. \end{aligned}$$

Таким чином, в релаксації струму короткого замикання навіть при наявності одного поверхневого рівня представлені два значення часу. Це пов'язане з конкуренцією між процесами захоплення і викидання надлишкових носіїв поверхневими рівнями, а також з процесами дифузії.

Розглянемо далі випадок, коли поверхневий рівень є рівнем швидкої рекомбінації. В цієї ситуації маємо практично моноекспоненціальну релаксацію, як струму короткого замикання фотодіода з часом τ_J і амплітудою A_J , так й вентиляльної фото-е.р.с. (τ_y, A_y). Як і у попередніх главах, амплітуди запишемо для δ - імпульсної модуляції, враховуючи, що для П-імпульсу вирази для амплітуд одержуються як результат добутку $A_{J,y}$ на часи релаксації фотофектів:

$$\tau_J^{-1} = (\tau_J^*)^{-1} + 2(d_J^*)^{-1} S[1 + \exp(-2u_b - y_s)], \quad (23)$$

$$A_J = eI(D/d)(2/d_J^*), \quad (24)$$

$$\tau_y^{-1} = (\tau_y^*)^{-1} + (d_y^*)^{-1} S[1 + \exp(-2u_b - y_s)], \quad (25)$$

$$A_y = (1/p_n) \cdot (1/d_y^*), \quad (26)$$

$$\frac{1}{\tau_J} = 2 \left(\frac{D}{d^2} + \frac{S}{d} \right), \quad (27)$$

де 1-й член описує час дифузії неосновних носіїв до p-p-переходу, а 2-й - час життя неосновних носіїв.

З (27) випливає, що при збагачуючих вигинах зон дія поверхневого рівня швидкої рекомбінації і достатньо тонкої бази при помірних значеннях S , як правило легко реалізуємих в досліді ($D/(dS) \gg 1$), інерційність струму короткого замикання фотодіода визначається часом прольоту носіїв через базу. Вплив поверхні буде проявлятися лише при дуже великих швидкостях поверхневої рекомбінації ($S \gg D/d$), що дозволяють зменшити інерційність дії приладу у фотодіодному режимі. Однак при цьому вигода за рахунок покращення кінетичних характеристик фотодіода поєднано з програванням за рахунок зменшення амплітуди сигналу.

При умовах, що розглядаються, час релаксації вентиляльної фото-е.р.с. буде описуватися формулою

$$\frac{1}{\tau_y} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{S}{d}. \quad (28)$$

З (28) випливає, що у вентиляльному режимі при розімкнутому колі інерційність фотодіода визначається часом життя неосновних носіїв. Таким чином, при помірних значеннях S інерційність приладу буде меншою у фотодіодному режимі, ніж у вентиляльному. При $S \rightarrow \infty$ кінетичні характеристики двох режимів наближаються.

Розглянемо далі інверсійні згини зон, при яких необхідно виконати наступні спрощення:

$$f_2 e^{-y_s} \approx \frac{L_e}{L_d L_-} e^{-y_s}; \quad f_1 = -\frac{1}{2} \quad (29)$$

Тоді для поверхневого рівню швидкої рекомбінації отримаємо

$$\frac{1}{\tau_J} = 2 \left(\frac{D}{d} + S \right) / (d + 2L_e \exp(2u_b)), \quad (30)$$

$$\frac{1}{\tau_J} = \frac{d\tau_v^{-1} + S}{d + 2L_e \exp(2u_b)} \quad (31)$$

$$\tau_J^{-1} = 2(d_J^*)^{-1} [D/d + r_p \exp(-y_s)]. \quad (32)$$

Повний час прольоту (збирання) носіїв у бази фотодіода складається з суми часів прольоту через приповерхневий p-n-перехід ($\tau_{онз}$) і квазінейтральну область бази (τ_d).

При типових параметрах кремнієвих фотодіодів ($|u_b| \gg 5$) час прольоту крізь приповерхневий p-n-перехід суттєво перевищує час прольоту крізь

нейтральну частину бази II і практично визначає повний час збирання і неосновних нерівноважних носіїв в базі. Різке сповільнення руху неосновних нерівноважних носіїв у приповерхневої області приводить до значного збільшення струму короткого замикання фотодіода і одночасному зменшенню швидкодії фотодіода в оптоелектронних приладах.

Після розгляду поверхневого рівню швидкої рекомбінації розглянемо рівень сповільненої рекомбінації у випадку, коли на поверхневому рівні може накопичуватися значний нерівноважний заряд. При переважуючому захопленні неосновних носіїв, що для Si властиво при збагачуючих згинів зон і слабкому виснаженні, для часів релаксації фотодіода у фотодіодному і вентиляльному режимах маємо:

$$\tau_J^{-1} = (d_J^*)^{-1} \left[d\tau_v^{-1} + r_p \exp(-y_s) \right], \quad (33)$$

в цьому випадку інерційність фотодіодів суттєво зменшується, оскільки замість $S_{ст}$ проявляється $S_{кін}$.

Експериментальне дослідження сучасної ВОЛС передавання інформації шляхом представлення двоїчної 1 у вигляді наявності світлового імпульсу, а двоїчного 0 у вигляді відсутності 1-го. При цьому відсутність імпульсу не означає відсутність струму, оскільки лазерні діоди мають зміщення, тому і при логічному 0 мають невеликий струм.

Виключно важливими параметрами в цьому процесі є час наростання і час спад-зміщення.

Час наростання T_r визначає максимально допустиму для даного приладу швидкість передавання. Цей час можна оцінити за такою формулою:

$$T_r = \ln g (\tau_m + \tau_{RC} + \tau_g + \tau_{ж}), \quad (34)$$

де τ_m - максвелівський час релаксації, τ_{RC} - стала часу, еквівалентна RC-колу, τ_g - час дифузії неосновних носіїв до n-p-переходу, $\tau_{ж}$ - час життя неосновних носіїв. Проведений аналіз показує, що інерційність ФД лімітується величинами τ_{RC} , τ_g і $\tau_{ж}$. При цьому ширина полоси пропускання, що визначає швидкість передавання інформації

$$\Delta f = \left[2\pi (\tau_{RC} + \tau_g + \tau_{ж}) \right]^{-1}. \quad (35)$$

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА КИНЕТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОДИОДОВ

Н.А. Андреева, О.И. Зингаева, В.О. Зуев, В.М. Муравьев

В данной работе проведен теоретический и экспериментальный анализ влияния поверхности фотодиода (ФД) на кинетику процессов в n-p-переходе с целью уменьшения инерционности приемника информации при его использовании в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС). Исследовалось влияние освещенности n-p-перехода в импульсном режиме приема информации

Ключевые слова: n-p-переход, рекомбинация носителей, изгиб зон.

EFFECT OF SURFACE STATE ON SILICON PHOTODIODES KINETICS

N.O. Andreeva, O.I. Zinhayeva, V.A. Zuev, V.N. Muravyov

This paper considers theoretical and experimental analysis the impact of photodiode (PD) surface on the kinetics processes in n-p-junction in order to reduce the information receiver's lag when it used in fiber optic communication lines (FOCL). The impact of n-p-junction lightening in pulse mode of receiving information has been studied.

Keywords: n-p-junction, recombination carriers, zones bend.

Проведені експериментальні дослідження були направлені на зменшення T_r шляхом керування станом освітленої поверхні ФД. Як впливає з теоретичного аналізу, для цього необхідно реалізувати ситуацію уповільненої поверхневої рекомбінації (збагачуючи згини зон на поверхні або слабке виснаження). Керування згином зон можна було здійснити за допомогою методів, викладених в [4]. Між тим, вказану ситуацію вдалося реалізувати за допомогою опромінювання поверхні променем лазера. При цьому час наростання імпульсу визначався величиною $\tau_{ж}$, і склало 2 Нс. Частотна залежність фотоструму мала стандартний вигляд: область насичення з наступним спадом. Гранична частота f_p склала при цьому 2 ГГц. У випадку швидкої поверхневої рекомбінації інерційність ФД значно зростала (до 10-12 Нс).

Висновки

1. Проведено теоретичний аналіз впливу поверхні на кінетику ФД. Показано, що інерційність ФД суттєво зменшується при реалізації режиму уповільненої поверхневої рекомбінації.

2. Експериментально встановлено, що вказаний оптимальний режим реалізується при збагачуючих згинах зон або слабкому виснаженні. При цьому час наростання імпульсу не перевищує 2 Нс, а гранична частота досягає 2 ГГц.

Список літератури

1. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи / Р. Фриман. – М.: Техносфера, 2006. – 496 с.
2. Скляров О.К. Волоконно-оптические сети и системы связи / О.К. Скляров. – М. Солон-пресс. 2004. – 272 с.
3. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов / Г.Е. Пикус. – М.: Наука. 1965. – 250 с.
4. Зуев В.А. Неравновесные поверхностные процессы / В.А. Зуев, А.В. Саченко, К.Б. Толпыга. – М.: Сов. радио. 1977. – 256 с.
5. Слепов Н.Н. Современная технология цифровых оптоволоконных систем связи / Н.Н. Слепов. – М.: Радио и связь, 2003. – 468 с.

Надійшла до редколегії 23.01.2015

Рецензент: д-р техн. наук, проф. О.О. Манько, Державний університет телекомунікацій, Київ.