

Г.О. Сукач

Управління рекомбінаційними потоками носіїв заряду шляхом варіації стану поверхні напівпровідника та рівня оптичного збудження

*Національний університет біоресурсів і природокористування України,
03041, Київ-41, Героїв Оборони, 15*

Розроблено методичні та теоретико-методологічні аспекти проблеми поглинання інфрачервоного випромінювання нерівноважними носіями заряду, генерованими лазером. Визначені швидкості поверхневої рекомбінації для реальної поверхні, систем Si-SiO₂, Si-SiO₂-Si₃N₄ та інших обробок в широкому діапазоні рівнів оптичного збудження. Розраховані швидкості поверхневих рекомбінацій при різних рівнях оптичного збудження. Визначені механізми рекомбінації при різних рівнях збудження.

Стаття поступила до редакції 07.03.2009; прийнята до друку 15.12.2009.

Вступ

Фізичні принципи використання параметрів світлового потоку (амплітуди, фази, частоти тощо) для оптичної обробки інформаційних сигналів перспективні при створенні оптоелектронних приладів нового покоління, зокрема, елементів інтегральної оптики, з покращеними показниками якості, в основу яких покладено процеси управління рекомбінаційними потоками носіїв заряду в напівпровідниках. Особливо важливі при цьому лазерні (потужні) потоки оптичного випромінювання, що мають короткі тривалості імпульсів і, отож, дозволяють використовувати кінетичні методи контролю рекомбінаційних параметрів напівпровідникових матеріалів та приладів, зокрема, час життя носіїв заряду [1-3].

Час життя носіїв заряду в напівпровідниках - важливий параметр у технології виробництва напівпровідникових матеріалів і електронних приладів на їхній основі. По-перше, він служить чутливим інструментом для оцінки якості вихідного напівпровідникового матеріалу. По-друге, - впливає на ефективність роботи багатьох напівпровідникових приладів, наприклад, на швидкодію та потужність біполярних гомо- та гетеротранзисторів, багат шарових оптоелектронних приладів: лазерів, світлодіодів та фотодетекторів.

Важливо мати на увазі, що час життя носіїв заряду залежить не тільки від об'ємних властивостей напівпровідника (типу та концентрації легуючих домішок, їхніх статистичних та енергетичних параметрів тощо), але й від рівня інжекції -

концентрації інжекттованих (генерованих) носіїв заряду [2]. Особливо важливим фактором є також стан поверхні напівпровідника та, зокрема, меж розділу різних шарів електронного приладу [3]. При експлуатації оптоелектронного приладу необхідно враховувати також той факт, що в різних діапазонах рівнів збуджень електронної підсистеми домінують різні механізми рекомбінації. При високих рівнях збуджень ($\Delta n \gg n_0$, де Δn - концентрація нерівноважних носіїв заряду, n_0 - концентрація основних носіїв заряду) системи та у сильнолегованих матеріалах превалює міжзонна оже-рекомбінація носіїв заряду, у той час як при більш низьких рівнях інжекції (генерації) рекомбінація Шоклі-Ріда-Саа (домішкова рекомбінація). Тут потрібно розрізняти час життя неосновних носіїв заряду й час життя носіїв заряду при високих рівнях збуджень, що виникають при концентраціях носіїв заряду нижче й вище концентрації основних носіїв заряду в матеріалі відповідно. Крім того, у напівпровідниковому матеріалі існує випромінювальна рекомбінація, домішкова оже-рекомбінація та багато інших механізмів рекомбінації. Отже, при вимірюваннях часу життя носіїв заряду необхідно проаналізувати такі фактори, як концентрація основних носіїв заряду (рівень легування), умови генерації (інжекції), домінуючий механізм рекомбінації тощо.

Тому контроль часу життя носіїв заряду в напівпровідниках і в потужних електронних приладах задача безумовно актуальна та своєчасна. Важливість цього фактору підсилюється для сильно легованих напівпровідників, які широко

використовуються в напівпровідниковому приладобудуванні, а також для приладів, робота яких здійснюється в умовах високих рівнів інжекції та потужних рівнів оптичного збудження.

Особливо важливим аспектом цієї проблеми є поверхнева рекомбінація, яка може радикально впливати на обмірваний час життя носіїв заряду [3-6]. Зокрема, потрібно створити поверхню напівпровідника з мінімально можливими втратами в умовах високих (лазерних) рівнів збудження системи. Ця обставина вказує на доцільність детального вивчення процесів поверхневої рекомбінації при високих рівнях оптичного (чи електронного) збудження приладової структури.

Мета роботи – розробка методики та теоретико-методологічних аспектів проблеми поглинання інфрачервоного випромінювання нерівноважними носіями заряду, генерованими лазером, вивчення фізико-технічних основ керування в часі та просторі параметрами генерації-рекомбінації нерівноважних носіїв заряду в напівпровідниках (на прикладі кремнію), особливо, у приповерхневій області.

I. Методика і принцип вимірювання

Відомо, що при опроміненні напівпровідникової пластини випромінюванням довжина хвилі якого менша, а енергія кванту більша енергії ширини забороненої зони матеріалу, тобто опроміненням, що помірно або сильно поглинається матеріалом напівпровідникової пластини (така ситуація призводить до зміни уявної частини діелектричної проникності матеріалу), у напівпровідниковому матеріалі генеруються за час $t_i > \tau_{\max}$ (t_i – час збудження, τ_{\max} – найбільше із часів життя τ носіїв заряду) нерівноважні електронно-діркові пари загальної кількості $\Delta N = \Delta P - G(x, t)$, концентрація яких пропорційна інтенсивності лазерного опромінення (збудження) системи і, в принципі, може досягати величини $\Delta n_{\max} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Для кремнієвих зразків для об'ємного збудження використовується лазер на основі ітрію –алюмінієвого гранату (YAG або неодимовий лазер), що генерує випромінювання на основній довжині хвилі $\lambda = 1,06$ мкм потужністю P до $5 \cdot 10^{25}$ квант/см²·с, яке по енергії фотона майже збігається із шириною забороненої зони Si (1,12 eV); для поверхневого збудження – рубіновий лазер ($\lambda = 0,69$ мкм потужністю P до $5 \cdot 10^{25}$ квант/см²·с). Неодимовий лазер забезпечує відносно низький коефіцієнт поглинання світла ($\alpha \sim 10 \text{ см}^{-1}$), даючи гомогенне збудження по глибині зразка для нормальної товщини пластини ($d \sim 200-400$ мкм). Напрямок падіння збуджуючого лазерного променя до поверхні довільний – найкраще приблизно під кутом 45° до поверхневої нормалі. Пляма променя на зразку повинна бути більшою в порівнянні з лазерним пучком, що забезпечує гомогенне об'ємне збудження зразка. Загальна кількість генерованих носіїв заряду як функція глибини, x , усередині зразка задається

наступним співвідношенням:

$$G(x, t) = G_0(t) \cdot \frac{\alpha_{36}(1-R)^2 \cdot \exp(-\alpha_{36} \cdot x)}{1 - R^2 \cdot \exp(-2\alpha_{36} \cdot x)} \quad (1)$$

де $G_0(t)$ – густина потоку падаючих на зразок фотонів (генеруючий фактор), R – коефіцієнт відбиття світла (покладається однаковим для освітленої й неосвітленої поверхонь), α_{36} – коефіцієнт поглинання світла, що генерується лазером.

Якщо на зразок напівпровідника направити більш довгохвильове випромінювання, енергія квантів якого менша ширини забороненої зони матеріалу [наприклад, інфрачервоного ($\lambda = 3,39$ мкм) He-Ne лазера потужністю $P \leq 10$ мВт], то, при відсутності згенерованих неодимовим (чи рубіновим) лазером носіїв заряду ($\Delta N = \Delta P = 0$), усі його кванти безперешкодно пройдуть крізь товщу зразка, створюючи на виході (фотоприймачі) відповідний сигнал максимальної величини. Якщо ж має місце генерація нерівноважних носіїв заряду потужним лазерним опроміненням ($\Delta N = \Delta P \neq 0$), то в стаціонарних умовах у залежності від стану об'єму та поверхні напівпровідника (величин τ) через пластину буде проходити різна [зменшена на кількість інфрачервоних квантів світла He-Ne лазера, поглинутих на нерівноважних носіях заряду ($\Delta N = \Delta P \neq 0$), що згенеровані лазером] кількість квантів довгохвильового (менш енергетичного) випромінювання. Тобто при цьому в напівпровіднику здійснюється модуляція одного (більш довгохвильового) випромінювання на іншому – потужнішому та більш короткохвильовому.

При цьому горизонтально поляризований промінь інфрачервоного світла ($\lambda = 3,39$ мкм) направляється на пластину Si під кутом близьким до кута Брюстера ($\sim 16,4^\circ$), вважаючи коефіцієнт заломлення для Si $\sim 3,4$. Це важливо для усунення вкладу багаторазової інтерференції світла всередині зразка на результати дослідження кінетики поглинання на вільних носіях заряду (у результаті модуляції коефіцієнта заломлення плазмою надлишкових носіїв заряду). Якщо втрати на відбиття нехтівно малі (кут Брюстера), інтенсивність інфрачервоного променя всередині зразка зменшується через поглинання на вільних носіях заряду у відповідності з законом Бугера-Ламберта:

$$I(t) = I_0 \cdot \exp[-\alpha_{\text{досл}}(t) \cdot d], \quad (2)$$

де

$$\alpha_{\text{досл}}(t) = \alpha_0 + \alpha_{\text{внз}}(t). \quad (3)$$

У формулах (2) та (3) I_0 – інтенсивність інфрачервоного променя ($\lambda = 3,39$ мкм), що падає на зразок, d – товщина зразка, α_0 – постійний коефіцієнт поглинання інфрачервоного випромінювання, обумовлений власними носіями заряду, наприклад, тими, що виникли при легуванні, $\alpha_{\text{внз}}(t)$ – коефіцієнт поглинання інфрачервоного випромінювання, обумовлений згенерованими неодимовим (чи рубіновим) лазером надлишковими носіями заряду всередині зразка. Якщо за нульовий рівень відліку взяти рівень, коли зразок не збуджується лазером, то формулу (3) можна

переписати у вигляді

$$\alpha_{\text{досл}}(t) = \alpha_{\text{внз}}(t). \quad (4)$$

Отже, має місце лінійна залежність між $\alpha_{\text{внз}}(t)$ та $\Delta n(t)$:

$$\alpha_{\text{внз}}(t) = \sigma_{\text{внз}} \cdot \Delta n(t), \quad (5)$$

де $\Delta n(t)$ – концентрація надлишкових носіїв заряду ($\Delta n = \Delta p$), константа $\sigma_{\text{внз}}$ – поперечний переріз захоплення носіїв заряду.

Таким чином, між числом нерівноважних електронно-діркових пар, що генеруються в напівпровідниковій пластині лазером, і кількістю квантів інфрачервоного випромінювання, що поглинаються ними, існує прямо пропорційна залежність, яка виконується в досить широких межах зміни інтенсивностей випромінювання обох лазерів.

Для пластин кремнію із високим коефіцієнтом поглинання (рубіновий та більш короткохвильові лазери) немає необхідності в жорсткій конфігурації з кутом Брюстера. Для дослідження просторового розподілу часів життя нерівноважних носіїв заряду зразок сканується в покрововому режимі в напрямках X і Y при фіксованій геометрії оптичного променя.

Отже, знаючи загальне число квантів довгохвильового (інфрачервоного) випромінювання, що падають на визначену (в просторі) частину напівпровідникової пластини, і число цих квантів, що поглинаються згенерованими більш короткохвильовим потужним лазерним випромінюванням електронно-дірковими парами, можна однозначно визначити час життя τ носіїв заряду в напівпровіднику, а також реалізувати найбільш загальний та ефективний спосіб зовнішньої модуляції (та управління її глибиною шляхом варіації фізичних властивостей напівпровідникової пластини) оптично керованих просторово-часових модуляторів світла з високими показниками глибини модуляції, точності та малими оптичними втратами.

Більш детально методика кінетичних вимірювань та експериментальна схема установки описані в роботі [6].

II. Теоретико-методологічні аспекти проблеми

При лазерних рівнях збудження вплив поверхні на рекомбінаційні процеси (характеристики) у напівпровідниках можливо описати одним параметром рекомбінації – швидкістю поверхневої рекомбінації S , оскільки в умовах, коли $\Delta n \gg n_0$, ефекти поверхневого прилипання та локалізації біполярної фотопровідності в області об'ємного просторового заряду стають несуттєвими, а дифузійне розтікання легко врахувати, виходячи з уже розроблених теорій Рузбрека, Рашби та інших (див., наприклад, [7]).

Процедура розрахунку S наступна.

1. Визначають коефіцієнт поглинання світла k для встановлення характеру поглинання світла (об'ємне чи поверхневе).

2. Установлюють співвідношення між товщиною

зразка d і стаціонарною $L_D = \sqrt{D \cdot \tau_v}$ або кінетичною $L_k = \sqrt{D \cdot \tau_{\text{рел}}}$ довжиною дифузії, а також глибиною поглинання світла k^{-1} .

3. Визначають режим досліджень (співвідношення між тривалістю імпульсу t_i та часом релаксації τ): стаціонарний $t_i > \tau$ чи кінетичний $t_i < \tau$.

4. Визначають співвідношення швидкостей поверхневої S , об'ємної $v_{\text{об}} = \frac{L_D}{\tau_v} = \sqrt{\frac{D}{\tau_v}}$ рекомбінацій, а також швидкості дифузії нерівноважних електронно-діркових пар ($v_{\text{диф}} = \sqrt{\frac{D}{t_i}}$).

У залежності від співвідношень параметрів, що приведені в пунктах 1-4, можна вимірювати як час життя носіїв заряду в об'ємі матеріалу τ_v , так і швидкість поверхневої рекомбінації S (див. нижче), і коефіцієнт дифузії носіїв заряду D .

Взагалі-то кажучи, при лазерних збудженнях часто реалізується ситуація товстого ($d > L_D = \sqrt{D \cdot \tau_v}$), або кінетично товстого ($d > L_k = \sqrt{D \cdot \tau_{\text{рел}}}$) зразка. Для цього випадку залежність загальної (по зразку) концентрації нерівноважних носіїв заряду Δn від часу спостережень теоретично отримана в роботі [8]

$$\Delta n(t) = \frac{L}{1 - \frac{kD}{S}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) \left\{ \omega(k\sqrt{Dt}) - \frac{kD}{S} \omega\left(S\sqrt{\frac{t}{D}}\right) \right\}, \quad (6)$$

де $\omega(x) = \frac{2}{\pi} \exp(x^2) \int_x^\infty \exp(-x^2) dx$ таблична функція.

При часах спостереження $t^* = (0,7-1,5) \cdot \text{Ошибки! Залядка не определена.}$ із (6) слідує, що кінетика спаду концентрації апроксимується експонентою

$$\Delta n(t) \sim \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{рел}}}\right). \quad (7)$$

При цьому для різних випадків, описаних вище в пп.1-4, величина $\tau_{\text{рел}}$ має різний сенс.

1. Зокрема, $\tau_{\text{рел}} = \tau_v$ у двох випадках. 1) При будь-яких S , якщо коефіцієнт поглинання потужного лазерного випромінювання k достатньо малий, так що $(k\sqrt{Dt^*} \ll 1)$; фізично це означає, що нерівноважні носії заряду не встигли продифундувати із об'єму (де вони в основному генеруються) до поверхні. 2) При достатньо малих величинах S відносно дифузійної швидкості $\sqrt{\frac{D}{t^*}}$ і великих довжинах дифузійного розтікання $\sqrt{Dt^*}$ відносно товщини генерації k^{-1} , тобто при виконанні умов $S\sqrt{\frac{t^*}{D}} \ll 1$ та $(k\sqrt{Dt^*} \gg 1)$. Таким чином, для вимірювання об'ємного часу життя носіїв заряду потрібно використовувати лазер з об'ємним поглинанням світла (типу неодимового лазера для збудження кремнію).

2. У випадку достатньо великих значень S ($S\sqrt{\frac{t^*}{D}} \geq 1$ та $S < kD$) і об'ємній генерації ($k\sqrt{Dt^*} \ll 1$) при обов'язковому виконанні умови «тонкого зразка» ($d < L_D$) маємо звичайне співвідношення для визначення швидкості поверхневої рекомбінації S :

$$\frac{1}{\tau_{rel}} = \frac{2S}{d} + \frac{1}{\tau_v} \cong \frac{2S}{d}. \quad (8)$$

3. У випадку достатньо великих значень S ($S\sqrt{\frac{t^*}{D}} \geq 1$) і при поверхневому збудженні носіїв заряду ($k\sqrt{Dt^*} \gg 1$) для будь-яких товщин зразка маємо:

$$\frac{1}{\tau_{rel}} \cong \frac{1}{\tau_s} = \frac{S^2}{D}. \quad (9)$$

Для реалізації цього випадку в кремнії необхідно використовувати лазер на рубіні.

Зазвичай для розрахунку S ми використовували формулу, яка випливає зі співвідношень (8) та (9):

$$\frac{1}{\tau_{rel}^s} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{S}{L_s}, \quad (10)$$

де величина L_s – найменша із трьох характеристичних довжин: напівтовщини зразка $d/2$,

кінетичної довжини дифузії $L_k = \sqrt{D \cdot \tau_{rel}^s}$.

4. У випадку вкрай великих значень S ($\frac{S}{kD} > 1$,

та $S\sqrt{\frac{t^*}{D}} \gg 1$) процес релаксації фотоелектрів при лазерному збудженні системи визначається дифузійним розтіканням нерівноважних носіїв заряду та об'ємною рекомбінацією

$$\frac{1}{\tau_{rel}} = \frac{1}{\tau_D} = k^2 D + \frac{1}{\tau_v} \cong k^2 D. \quad (11)$$

Останній випадок відповідає дифузійному обмеженню τ_{rel} і дозволяє визначити коефіцієнт амбіполярної дифузії носіїв заряду D .

Така ж ситуація для визначення τ_{rel} має місце і при об'ємній генерації, помірних S та $d \ll L_D$, коли τ_{rel} обмежується дифузійним притоком носіїв заряду від поверхні, де здійснюється їх рекомбінаційний стік.

III. Результати вимірювань та їх обговорення

Дослідження були проведені в температурному інтервалі 77-300 К на зразках кремнію ($\rho = 10^{-2}-2 \cdot 10^4$

Таблиця
Вплив поверхневих обробок зразків кремнію на часи життя носіїв заряду на поверхні та відповідні швидкості поверхневої рекомбінації

№ п/п	Обробка поверхні та характеристики зразків	τ_1 , мкс	τ_2 , мкс	S_1 , см/с	S_2 , см/с
1	Травлення n - та p -Si ($\rho = 7,5; 100; 2000; 25000$ Ом·см)	2,5	0,3	$1,5 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^3$
2	Полірування n - та p -Si ($\rho = 7,5; 100; 2000; 25000$ Ом·см)	2,0	0,25	$1,9 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$
3	Дифузія бору в p -Si ($\rho = 10^{-2}$ Ом·см)	0,45	0,45	$4,7 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^3$
4	Термічне окислення p -Si в присутності парів C_2HCl_3 ($\rho = 500$ Ом·см)	5,2	0,57	$1,0 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^3$
5	Термічне окислення n - та p -Si у вологому та сухому кисні ($\rho = 7,5; 100; 2000; 25000$ Ом·см)	0,1-0,4	0,1-0,4	$6,0 \cdot 10^3$ - $1,0 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^3$ - $1,0 \cdot 10^4$
6	Термічне окислення n - та p -Si у вологому кисні ($\rho = 7,5; 100; 2000; 25000$ Ом·см) і термообробка в аргоні	0,1	0,1	$10 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$
7	Легування золотом n - та p -Si із травника (10^{-2} % ваг.) ($\rho = 25000$ Ом·см)	2,0	0,3	$2,2 \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^3$
8	Нанесення термічного окислу SiO_2 + хлоридний Si_3N_4 на n - Si ($\rho = 7,5$ Ом·см)	4,7	0,35	$1,4 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$
9	Бомбардування p -Si ($\rho = 10$ Ом·см) іонами гелію, $E = 10$ кеВ	0,4	0,4	$5,0 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$
10	Бомбардування термічно окисленого Si ($\rho = 7,5$ Ом·см) іонами гелію, $E = 10$ кеВ	0,1	0,1-0,15	$8,0 \cdot 10^3$ - $1,0 \cdot 10^4$	$8,0 \cdot 10^3$ - $1,0 \cdot 10^4$
11	γ -опромінення n -Si ($\rho = 7,5$ Ом·см), 10^7 рад	0,5	0,15	$4,5 \cdot 10^3$	$5,8 \cdot 10^3$
12	Термообробка у сухому азоті ($T = 400^\circ C$) системи Si-SiO ₂ , виготовленої по хлоридній технології	16	0,7	$0,8 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$

стаціонарної довжини дифузії $L_D = \sqrt{D \cdot \tau_v}$ та Ом·см) при різних станах поверхні: механічна

поліровка, травлення в CP-7, легування атомами золота, нанесення різних діелектричних покриттів (SiO_2 , Si_3N_4 тощо), низькодозове ($\leq 10^7$ рад) γ -опромінення, бомбардування іонами гелію, а також низькотемпературні прогріви системи «діелектрик-напівпровідник» в сухому азоті та у вакуумі.

Нерівноважні носії заряду генерувалися імпульсами тривалістю $t_i = 30$ нс неодимового (об'ємне збудження) та рубінового (поверхневе збудження) лазерів. Дані щодо рекомбінаційних властивостей об'єму, поверхні та меж розділу були отримані шляхом дослідження кінетики поглинання інфрачервоного випромінювання нерівноважними носіями заряду, що генерувалися вказаними лазерами. У зразках, що досліджувалися, часи життя електронів і дірок співпадали ($\tau_n = \tau_p$), тобто процеси рекомбінації нерівноважних носіїв заряду протікали в умовах біполярної фотопровідності.

Часи релаксації визначались об'ємним τ_v або поверхневим τ_s часами життя. Перше реалізувалося на товстих зразках при «квазірівномірному» поглинанні світла ($k_v^{-1} \gg \sqrt{D \cdot \tau_v}$) при будь-яких величинах S . У випадку ж поверхневого поглинання ($k_s^{-1} \ll \sqrt{D \cdot \tau_v}$) - при достатньо малих ефективних швидкостях поверхневої рекомбінації S ($S \ll \sqrt{D \cdot \tau_v}$). Величина $\tau_{\text{рел}}$, що вимірювалася при цьому, не залежала від обробки поверхні. Друге реалізувалося при поверхневому поглинанні світла (лазер на рубіні), як правило, на «тонких» зразках.

У таблиці представлені експериментально виміряні релаксаційні характеристики ($\tau_{\text{рел}}$) та розраховані з використанням формул (8)-(10) швидкості поверхневої рекомбінації S зразків Si з різними станами поверхні.

Дискримінація поверхневих каналів рекомбінації при поверхневому збудженні Si (рубіновий лазер) здійснювалася шляхом дослідження товщинної залежності, а також впливу різних обробок поверхні на величину поверхневого релаксаційного часу τ_s .

Аналіз результатів вимірювань та розрахунків (див. таблицю) свідчить про наступні закономірності.

В усьому діапазоні інтенсивностей збудження об'ємні часи життя τ_v переважали значення τ_s . При поверхневому збудженні тонких зразків кремнію звертають на себе увагу наступні фактори. При малих та помірних інтенсивностях лазерного збудження $L < L_1$ ($L_1 = 10^{22}$ квант/см²·с) характер релаксації близький до моноекспоненціального (тобто кінетика спаду описується однією експонентою) із часом τ_{s1} . При більших інтенсивностях $L > L_1$ релаксація поглинання стає більш складною. При цьому вона може бути описана двома експонентами: на початковій ділянці спостерігається більш коротка компонента із часом $\tau_{s2} < \tau_{s1}$, яка включається стрибком при інтенсивностях збудження $L = L_1$, на кінцевому – більш довгочасова компонента з часом τ_{s1} . Така ситуація обумовлена зсувом квазірівнів Фермі до країв дозволених зон енергії («світлове легування»)

при виконанні умови $\Delta n > n_0$. При цьому мілкі центри, що при низьких рівнях збудження були центрами прилипання, при високих рівнях збудження стають ефективними центрами рекомбінації [6]. Відношення поперечних перерізів захоплення електронів σ_n і дірок σ_p для мілких центрів (у верхній половині забороненої зони для поверхневих центрів це відношення $\sigma_p/\sigma_n < 1$) протилежне такому ж відношенню для глибоких центрів (у верхній половині забороненої зони відношення стає $\sigma_p/\sigma_n > 1$). При цьому з ростом $L > L_1$ спостерігається збільшення вкладу короткочасової компоненти; амплітуда довгочасової компоненти насичується. Указаному кінетичному режиму вимірювань відповідає лінійна залежність амплітуди поглинання від L .

Представлені у таблиці результати свідчать про те, що поверхневі обробки суттєво впливають на величину довгочасової релаксації τ_{s1} . У той же час короткочасова компонента релаксації τ_{s2} (а отже, і величина S_2) змінювалася значно слабше. Фізично це пов'язано з тим, що мілкі поверхневі центри пов'язані із простими структурними дефектами, концентрація яких на вихідній поверхні достатньо велика й слабо змінюється при деструктуючих обробках; у той час як глибокі поверхневі центри – більш складні комплекси концентрацією яких управляти значно легше [3, 6].

Із таблиці слідує практична незалежність величин S_1 та S_2 від рівня легування кремнію, що свідчить про проявлення при цьому «кінетичних» значень S . При цьому залежність S від ρ проявляється тільки зміною рівня оптичної накачки (інжекції) «робочого рівня», через який здійснюється рекомбінація на поверхні. Видно також, що в більшості випадків додаткові обробки хімічно травленої поверхні приводять до зростання величин S (за виключенням обробок 4, 8, 12).

Висновки

Розроблено методичні та теоретико-методологічні аспекти проблеми поглинання інфрачервоного випромінювання нерівноважними носіями заряду, генерованими лазером. Проведено експериментальні дослідження і феноменологічний аналіз процесів поверхневої рекомбінації Шоклі-Ріда-Саа в кремнії з різними поверхневими обробками та у широкому діапазоні рівнів збудження. На основі аналізу кінетики релаксації поглинання інфрачервоного випромінювання нерівноважними носіями заряду встановлено, що при малих та помірних інтенсивностях збудження $L < L_1$ ($L_1 = 10^{22}$ квант/см²·с) характер релаксації близький до моноекспоненціального (тобто кінетика спаду описується однією експонентою) із часом τ_{s1} . При більших інтенсивностях $L > L_1$ релаксація поглинання стає більш складною; про цьому вона може бути описана двома експонентами: на початковій ділянці спостерігається більш коротка компонента із часом $\tau_{s2} < \tau_{s1}$, на кінцевому – більш довгочасова

компонента із часом τ_{s1} . При цьому з ростом $L > L_1$ спостерігається збільшення вкладу короткочасової компоненти; амплітуда довгочасової компоненти насичується.

Показано, що при високих рівнях збудження поверхневі обробки ведуть в основному до підвищення величин S_1 і S_2 . Знайдені також обробки поверхні, що обумовлюють зменшення величин S_1 і S_2 . Це - термічне окислення p -Si в присутності парів C_2HCl_3 , нанесення термічного окислу SiO_2 + хлоридний Si_3N_4 на n - Si та термообробка в сухому азоті ($T = 400^\circ C$) системи Si-SiO₂, виготовленої по

хлоридній технології.

Установлено, що швидкість поверхневої рекомбінації через мілкі поверхневі центри S_2 слабо залежить від обробки поверхні. Фізично це пов'язано з тим, що мілкі поверхневі центри пов'язані із простими структурними дефектами, концентрація яких на вихідній поверхні достатньо велика й слабо змінюється при деструктуючих обробках; у той час як глибокі поверхневі центри – більш складні комплекси концентрацією яких управляти значно легше.

- [1] В.С. Вавилов, А.Е. Кив, О.Р. Ниязова. *Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках*. Наука, М. 306 с. (1981).
- [2] Л.М. Блинов, В.С. Вавилов, Г.Н. Галкин. Изменение оптических свойств и концентрации носителей заряда в Si и GaAs при интенсивном возбуждении рубиновым ОКГ // *Физика и техника полупроводников*, **1**(9), сс. 1351-1357 (1967).
- [3] В.А. Зуев, В.Г. Литовченко, Г.А. Сукач, Д.В. Корбутяк. Применение лазеров для исследования неравновесных процессов в полупроводниках // *Квантовая электроника*, (8), сс.43-51 (1974).
- [4] Поверхностная рекомбинация в кремнии при различных состояниях поверхности/ Ю.А.Алексеев, П.И.Диденко, В.А.Зуев, В.Г.Литовченко, В.Г.Попов, Г.А.Сукач // *Украинский физический журнал*, **21**(5), сс. 755-762 (1976).
- [5] В.А. Зуев, А.В. Саченко, К.Б. Толпыго. *Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах*. Сов. Радио, М. 256с. (1977).
- [6] Процессы рекомбинации носителей тока на поверхности Ge и Si при лазерном возбуждении/ В.А.Зуев, В.Г. Литовченко, К.Д. Глинчук, Н.М. Литовченко, Г.А. Сукач, Л.Ф. Линник // *Физика и техника полупроводников*. **6**(10), сс. 1936-1944 (1972).
- [7] *Электронные явления на поверхности полупроводников* / В.И. Ляшенко, В.Г. Литовченко, И.И. Степко, В.И. Стриха, Л.В. Ляшенко. Киев, Наукова Думка, 352с. (1968).
- [8] В.Е. Лашкарев, Э.И. Рашба, В.А. Романов, З.А. Демиденко. Кинетика некоторых электронных процессов в полупроводниках // *Журнал теоретической физики*, **28**(9), сс. 1851-1862 (1958).

G.A. Sukach

Management of Recombination Losses of Charge Carrier by Means of Variation of Semiconductor Surface State and Level of Optical Excitation

National University of Life and Environmental Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

There were developed the methodological and theoretic-methodological aspects of absorption of infra-red emission by uneven/irregular charge carriers, generated by laser. Effective velocity S of surface recombination for the "real" surface of silicon and Si-SiO₂ and Si-SiO₂-Si₃N₄ systems and its other different treatments are investigated within a wide range of optical excitation levels. The conclusions are made concerning the possibility of controlling S at different levels of optical excitation. Dominating mechanisms of recombination are considered for different excitation levels.