

В.П. КОСТИЛЬОВ, А.В. САЧЕНКО, І.О. СОКОЛОВСЬКИЙ, В.В. ЧЕРНЕНКО,
Т.В. СЛУСАР, А.В. СУШИЙ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680; e-mail: sach@isp.kiev.ua)

ВПЛИВ СИСТЕМИ ПОВЕРХНЕВИХ ЦЕНТРІВ НА ЕФЕКТИВНУ ШВИДКІСТЬ ПОВЕРХНЕВОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ ТА НА ПАРАМЕТРИ КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ

УДК 621.315.592

В роботі наведено результати дослідження впливу рекомбінаційних експоненціально розподілених поверхневих центрів на процеси поверхневої рекомбінації та на характеристики кремнієвих сонячних елементів (СЕ). При розрахунках вважалося, що система акцепторних поверхневих станів розташована в верхній половині забороненої зони кремнію, а донорних поверхневих станів – в нижній. Враховувалося також, що біля середини забороненої зони знаходиться дискретний поверхневий рівень. Показано, що у випадку, коли інтегральна концентрація неперервно розподілених центрів порівняна з концентрацією глибокого поверхневого рівня, вони впливають на характеристики кремнієвих СЕ лише завдяки рекомбінації. У другому випадку, коли їх концентрація порядку чи більша за концентрацію, яка характеризує вбудований в діелектрику заряд, вони безпосередньо впливають на величину поверхневого вигину зон та на значення фото-ерс. В результаті комп'ютерного моделювання встановлено умови, за яких швидкість рекомбінації через неперервно розподілені поверхневі центри більша за швидкість рекомбінації через глибокий дискретний рівень. Розраховано зменшення напруги розімкненого кола в кремнієвих інверсійних СЕ, пов'язане з рекомбінацією через неперервно розподілені центри. Розвинуту теорію порівняно з експериментом.

Ключові слова: система поверхневих центрів, поверхнева рекомбінація, кремнієві сонячні елементи.

1. Вступ

На сьогодні дослідники мають справу з достатньо великою кількістю напівпровідникових меж поділу, властивості яких істотно визначають поверхневі електронні стани. Зокрема, до таких об'єктів відносяться межі поділу напівпровідник–діелектрик. Зарядові характеристики таких меж поділу досліджені більш повно, ніж рекомбінаційні. В результаті вивчення їх зарядових характери-

стик було встановлено, що, як правило, поверхневі стани акцепторного типу розташовані в верхній половині забороненої зони, а стани донорного типу – в нижній. В залежності від енергії можуть реалізуватися як піки поверхневих станів, так і поверхневі стани з експоненціальною залежністю концентрації від енергії, так звані неперервно розподілені поверхневі стани. Інформація про зарядові характеристики межі поділу Si–SiO₂, зокрема, підсумована в монографії [1]. Як показано в [1], саме врахування експоненціального характеру розподілу поверхневих центрів в забороненій зоні кремнію дозволяє пояснити експериментальні ре-

© В.П. КОСТИЛЬОВ, А.В. САЧЕНКО,
І.О. СОКОЛОВСЬКИЙ, В.В. ЧЕРНЕНКО,
Т.В. СЛУСАР, А.В. СУШИЙ, 2013

зультати, отримані під час дослідження генераційних характеристик кремнієвих МДН-структур.

Що стосується механізму формування поверхневої рекомбінації, то в існуючих на сьогодні роботах припускається, що визначальний внесок в рекомбінацію дає поверхневий дискретний рівень, розташований поблизу середини забороненої зони. Це відноситься й до робіт, присвячених аналізу поверхневої рекомбінації в сонячних елементах на основі монокристалічного кремнію (див., наприклад, [2, 3]), в яких для зменшення швидкості поверхневої рекомбінації використовуються відповідні термічний двоокис кремнію та окис алюмінію.

Останнім часом активізувалися дослідження таких перспективних різновидів кремнієвих сонячних елементів, як елементи з тиловою металізацією [4–6]. В цих елементах проблема мінімізації швидкості поверхневої рекомбінації на освітленій поверхні стоїть особливо гостро.

Дана робота присвячена аналізу співвідношення внесків у поверхневу рекомбінацію поверхневих рівнів, розташованих поблизу середини забороненої зони, та віддалених від неї, залежно від положення рівня Фермі на поверхні. Показано, що за певних умов внесок в рекомбінацію віддалених поверхневих рівнів може істотно перевищувати внесок глибокого рівня. Проаналізовано вплив експоненціально розподілених поверхневих станів на напругу розімкненого кола та струм короткого замикання кремнієвих СЕ.

2. Постановка задачі

Згідно з [1] будемо вважати, що на межі поділу Si–SiO₂ у верхній половині забороненої зони кремнію знаходяться акцепторні, а в нижній половині – донорні поверхневі рівні, концентрація яких експоненціально зростає при наближенні до країв зон, а біля середини забороненої зони – дискретний поверхневий рівень. Проаналізуємо їх внески в поверхневу рекомбінацію враховуючи те, що їх перерізи і відповідно коефіцієнти захоплення для електронів та дірок з енергією змінюються у відповідності з [1]. Тобто, переріз захоплення дірок акцепторними станами зростає при віддаленні від середини забороненої зони, а електронів – зменшується, причому перерізи з енергією змінюються швидше, ніж концентрація центрів. Для донорних рівнів, розташованих у нижній половині забороненої зони, зростають перерізи захоплення електро-

нів, а дірок зменшуються. Для простоти розглянемо симетричну систему центрів. Будемо вважати, що в середині забороненої зони розташований дискретний поверхневий рівень з концентрацією N_t , а концентрації донорних та акцепторних центрів на одиничний енергетичний інтервал та коефіцієнти захоплення електронів і дірок неперервно розташованими поверхневими рівнями змінюються таким чином:

$$\begin{aligned} N_a(E) &= N_{0a} \exp(E/E_0), \\ N_d(E) &= N_{0d} \exp(-E/E_0), \\ C_{na}(E) &= C_0 \exp(-E/E_r), \\ C_{nd}(E) &= C_0 \exp(-E/E_r), \\ C_{pa}(E) &= C_0 \exp(E/E_r), \\ C_{pd}(E) &= C_0 \exp(E/E_r). \end{aligned} \quad (1)$$

Тут N_{0a} та N_{0d} – концентрації донорних та акцепторних центрів на одиничний енергетичний інтервал для середини забороненої зони, C_0 – коефіцієнт захоплення для $E = 0$, а E_0 та E_r – характеристичні енергії зміни концентрації та перерізів захоплення відповідно.

З рівняння електронейтральності системи з врахуванням перезарядження поверхневих рівнів при освітленні знаходиться безрозмірний нерівноважний вигин зон y_s . Включимо в рівняння електронейтральності і заряд, вбудований в діелектрик $N_{\text{ins}} = Q_{\text{ins}}/q$. Тоді останнє для випадку напівпровідника n -типу набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} & - \int_0^{E_g/2} N_{0a} \exp(E/E_0) f_a(E) dE - N_t f(E_t) - N_{\text{ins}} + \\ & + \int_{-E_g/2}^0 N_{0d} \exp(-E/E_0) (1 - f_d(E)) dE + \\ & + 2N_d L_D \sqrt{-y_s} + (p_0 + \Delta p) \int_0^w \exp(-y) dx = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

У цьому виразі для донорних та акцепторних центрів

$$f(E) = \frac{C_n(E)n(0) + C_p(E)n_i \exp(-E/kT)}{C_n(E)(n(0) + n_i \exp(\frac{E}{kT})) + C_p(E)(p(0) + n_i \exp(-\frac{E}{kT}))}$$

– розподіл Фермі в нерівноважному випадку для поверхневого рівня з енергією E та коефіцієнтами захоплення для електронів і дірок $C_n(E)$ і $C_p(E)$; n_0 і p_0 – рівноважні концентрації для електронів і дірок в об'ємі, а $n(0)$ і $p(0)$ – на поверхні напівпровідника. Також використано такі позначення: n_i – концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику, E_g – ширина забороненої зони напівпровідника, L_D – довжина екранування Дебая, N_d – об'ємна концентрація повністю іонізованих донорів, w – товщина області просторового заряду (ОПЗ) в напівпровіднику, k – стала Больцмана, T – температура; енергія E відраховується від середини забороненої зони на поверхні напівпровідника.

Для того щоб знайти зв'язок між поверхневими та об'ємними концентраціями нерівноважних носіїв заряду, використаємо наближення сталих квазірівнів Фермі для електронів та дірок в ОПЗ. При цьому для рівня інжекції Δp :

$$n(0) = (n_0 + \Delta p)e^{y_s}, \quad (3)$$

$$p(0) = (p_0 + \Delta p)e^{-y_s}. \quad (4)$$

На рис. 1 наведені теоретичні залежності поверхневої фото-ерс (у мВ) від рівня інжекції, отримані з використанням рівнянь (1)–(4), параметром яких є концентрація експоненціально розподілених поверхневих рівнів N_{0d} , що має розмірність $\text{см}^2/\text{eВ}$, для випадку $N_{\text{ins}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Найбільші значення фото-ерс реалізуються у випадку, коли $N_{0d} = 0$ (крива 1) або ж $\int_0^{E_g/2} N_{0d} \exp(E/E_0) dE \ll N_{\text{ins}}$ (крива 2). Якщо ж інтегральна концентрація експоненціально розподілених поверхневих центрів порівняна з N_{ins} , то величина фото-ерс зменшується, причому найбільш сильне зменшення відбувається при достатньо великих рівнях інжекції (криві 3 та 4). Це є проявом ефекту екранування зарядом поверхневих центрів вбудованого в діелектрику заряду.

Густини поверхневих рекомбінаційних потоків, тобто густини рекомбінаційних струмів, які нормовані на заряд електрона q , що протікають через дискретний поверхневий рівень, а також через акцепторні та донорні неперервно розподілені рівні, з врахуванням (3) та (4) відповідно рівні:

$$J_{rt} = \frac{C_{nt}C_{pt}N_t((n_0 + \Delta p)(p_0 + \Delta p) - n_i^2)}{C_{nt}(n(0) + n_i \exp(E_t/kT)) + C_{pt}(p(0) + n_i \exp(-E_t/kT))}, \quad (5)$$

$$J_{ra} = \int_0^{E_g/2} \frac{C_{na}(E)C_{pa}(E)N_{0a} \exp(E/E_0)((n_0 + \Delta p)(p_0 + \Delta p) - n_i^2)}{C_{na}(E)(n(0) + n_i \exp(E/kT)) + C_{pa}(E)(p(0) + n_i \exp(-E/kT))} dE, \quad (6)$$

$$J_{rd} = \int_{-E_g/2}^0 \frac{C_{nd}(E)C_{pd}(E)N_{0d} \exp(-E/E_0)((n_0 + \Delta p)(p_0 + \Delta p) - n_i^2)}{C_{nd}(E)(n(0) + n_i \exp(E/kT)) + C_{pd}(E)(p(0) + n_i \exp(-E/kT))} dE. \quad (7)$$

Поверхнева густина сумарного рекомбінаційного потоку визначається за виразом

$$J_r = J_{rt} + J_{ra} + J_{rd}. \quad (8)$$

Знаючи рекомбінаційні потоки, можна визначити ефективні швидкості поверхневої рекомбінації че-

рез відповідні рівні:

$$S_t = J_{rt}/\Delta p(U),$$

$$S_a = J_{ra}/\Delta p(U),$$

$$S_d = J_{rd}/\Delta p(U) \quad (9)$$

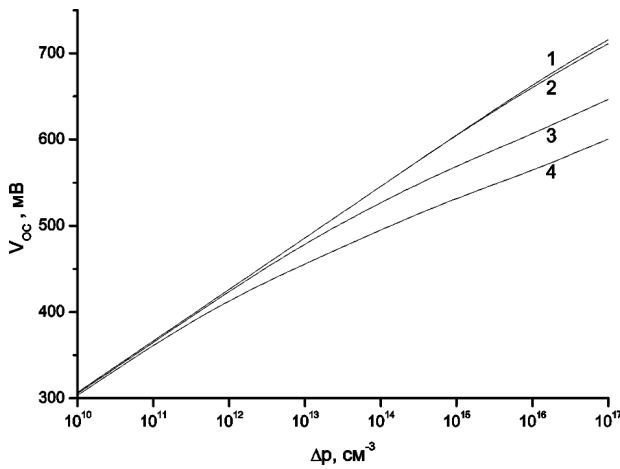


Рис. 1. Теоретичні залежності поверхневої фото-ерс від рівня інжекції. Використані при побудові рисунка параметри: $N_{\text{ins}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{0d} \cdot kT$, см^{-2} : 1 – 0; 2 – $2 \cdot 10^9$; 3 – $1,5 \cdot 10^{10}$; 4 – $2 \cdot 10^{10}$

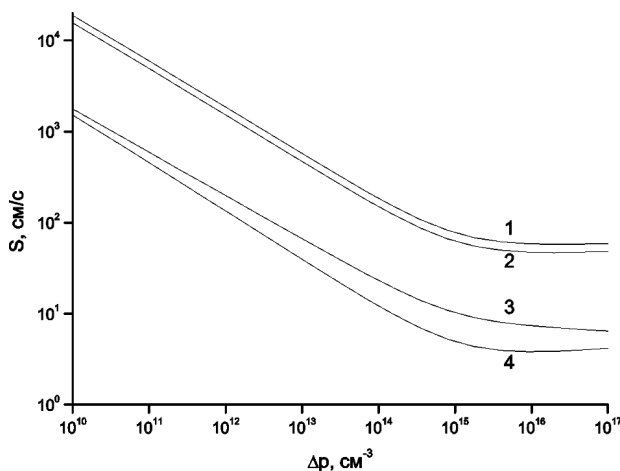


Рис. 2. Теоретичні залежності ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від рівня інжекції. Використані при побудові рисунка параметри: $N_{\text{ins}} = 0$; $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{0d} \cdot kT = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; 1 – S_s ; 2 – S_t ; 3 – S_d ; 4 – S_a

та сумарну ефективну швидкість поверхневої рекомбінації

$$S_s = S_t + S_a + S_d. \quad (10)$$

Як видно з виразів (5)–(10), ефективна швидкість поверхневої рекомбінації через глибокий дискретний рівень знаходиться стандартним чином, а для знаходження ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації для неперервно розподілених центрів треба виконати інтегрування рекомбіна-

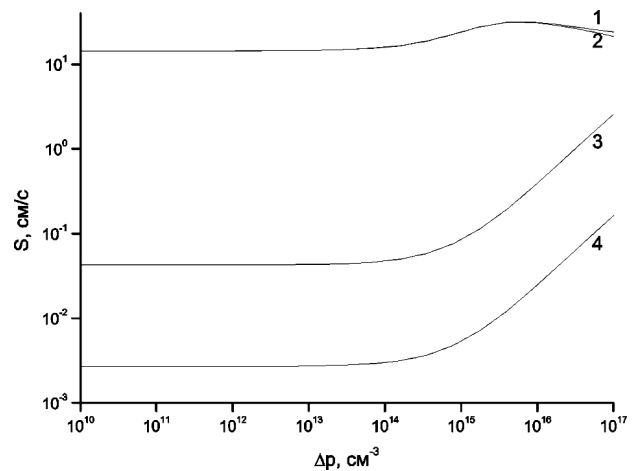


Рис. 3. Теоретичні залежності ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від рівня інжекції. Використані при побудові рисунка параметри: $N_{\text{ins}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_{0d} \cdot kT = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; 1 – S_s ; 2 – S_d ; 3 – S_t ; 4 – S_a

ційних потоків через акцепторні та донорні рівні по енергії.

3. Обговорення результатів

На рис. 2 та 3, відповідно, побудовано залежності ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від величини Δp для сумарної швидкості поверхневої рекомбінації S_s і швидкостей поверхневої рекомбінації через глибокий рівень S_t , акцепторні S_a та донорні S_d стани для випадків, коли $N_{\text{ins}} = 0$ та $N_{\text{ins}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

При побудові рисунків використані такі параметри: $N_{0a}kT = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; $N_t = 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $C_{nt} = C_{pt} = 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, $E_t = 0$; $C_0 = 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, $E_0 = 7,7kT$, $E_r = 2,25kT$, $T = 300 \text{ К}$. Відзначимо, що величини E_0 та E_r відповідають значенням, наведеним в [1].

При використаних значеннях E_0 та E_r концентрації неперервно розподілених рівнів ростуть повільніше, ніж коефіцієнти захоплення акцепторними рівнями для дірок, а донорними для електронів. Слід відзначити, що при використаних значеннях N_t та N_{ins} при $N_{0a} \cdot kT = N_{0d} \cdot kT = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ наявність поверхневих рівнів слабо впливає на величину y_s (див. криву 2 на рис. 1).

У випадку, коли $N_{\text{ins}} = 0$ (див. рис. 2), ефективні швидкості поверхневої рекомбінації через неперервно розподілені стани малі порівня-

но з ефективною швидкістю поверхневої рекомбінації через глибокий поверхневий рівень. Залежність ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від рівня інжекції в даному випадку на ділянці спаду добре апроксимується законом $\Delta p^{-0,5}$, що є типовим для залежності від рівня інжекції швидкості рекомбінації в ОПЗ [7]. Для випадку, коли концентрація неперервно розподілених рівнів з енергією зростає швидше, ніж змінюються перерізи захоплення для електронів та дірок, тобто виконано нерівність $E_0 < E_r$, при порівнянних значеннях інтегральних концентрацій неперервно розподілених рівнів з концентрацією глибокого рівня будуть домінувати S_a та S_d .

У випадку, коли $N_{\text{ins}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (див. рис. 3), внесок у швидкість поверхневої рекомбінації від неперервно розподілених донорних рівнів суттєво перевищує внесок від глибокого дискретного рівня, а величина сумарної швидкості поверхневої рекомбінації значно більша, ніж вважалось раніше, коли враховувалась лише рекомбінація через глибокий поверхневий рівень. Якщо залежності швидкостей поверхневої рекомбінації через глибокий дискретний рівень та через неперервно розподілені акцепторні рівні від рівня інжекції типові для отриманих у роботі [8] у випадку інверсійних вигинів зон, то залежність ефективної швидкості поверхневої рекомбінації через неперервно розподілені донорні рівні від рівня інжекції нетипова: спершу величина S_d не залежить від рівня інжекції, потім дещо збільшується, але надалі починає зменшуватись.

Слід відзначити, що при параметрах, використаних для побудови рис. 3, інтегральні концентрації неперервно розподілених поверхневих рівнів близькі до концентрації глибокого поверхневого рівня. Разом з тим величина ефективної швидкості поверхневої рекомбінації через донорні стани суттєво переважає швидкість рекомбінації через глибокий рівень, а швидкість рекомбінації через акцепторні стани значно менша за швидкість рекомбінації через глибокий рівень. Це пояснюється тим, що в даному випадку рівень Фермі на поверхні проходить значно нижче середини забороненої зони, завдяки чому рекомбінаційні потоки з зони провідності та валентної зони на донорні рівні достатньо близькі, в той час як для глибоко-

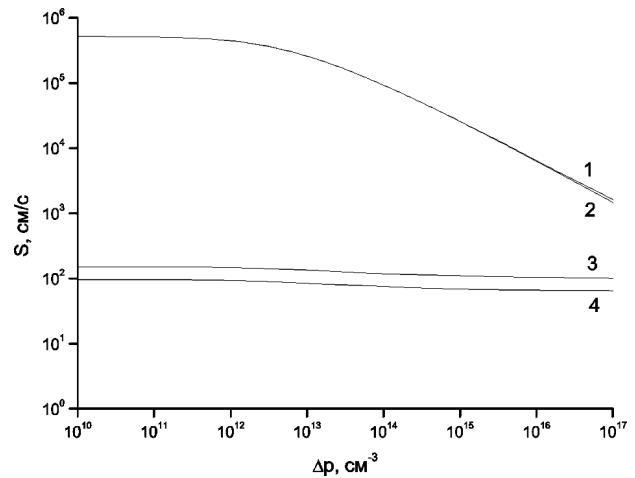


Рис. 4. Теоретичні залежності ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від рівня інжекції. Використані при побудові рисунка параметри: $N_{\text{ins}} = 0$; $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $N_{0d} \cdot kT = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$; 1 - S_s ; 2 - S_a ; 3 - S_t ; 4 - S_d

го рівня та акцепторних станів вони суттєво відрізняються.

На рис. 4 наведено теоретичні залежності для ефективних швидкостей поверхневої рекомбінації від рівня інжекції для випадку сильно легованого напівпровідника, коли об'ємна концентрація електронів становить 10^{19} см^{-3} . У даному випадку на поверхні напівпровідника реалізується дуже малий виснажуючий вигин зон ($y_s(\Delta n = 0) \approx -0,01$) та домінує швидкість рекомбінації через неперервно розподілені акцепторні рівні, яка спочатку (при малих рівнях інжекції) суттєво перевищує швидкість рекомбінації через глибокий рівень, а зі збільшенням рівня інжекції зменшується.

Таким чином, якщо неперервно розподілені поверхневі рівні безпосередньо суттєво впливають на величину поверхневого вигину зон та на значення фото-ерс у випадку, коли їх інтегральні концентрації стають порівнянними з N_{ins} , то ефективні швидкості поверхневої рекомбінації, пов'язані з ними, можуть істотно перевищувати швидкість поверхневої рекомбінації через глибокий рівень при значно менших інтегральних концентраціях, коли вони порівнянні з концентрацією глибокого рівня.

Зростання ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S_d при збільшенні N_{0d} приведе до зменшення рівня інжекції в умовах розімкненого

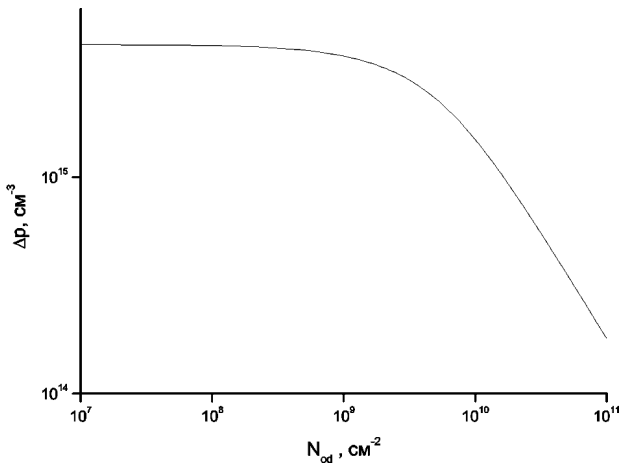


Рис. 5. Теоретична залежність рівня інжекції в умовах АМ 1,5 від величини N_{0d}

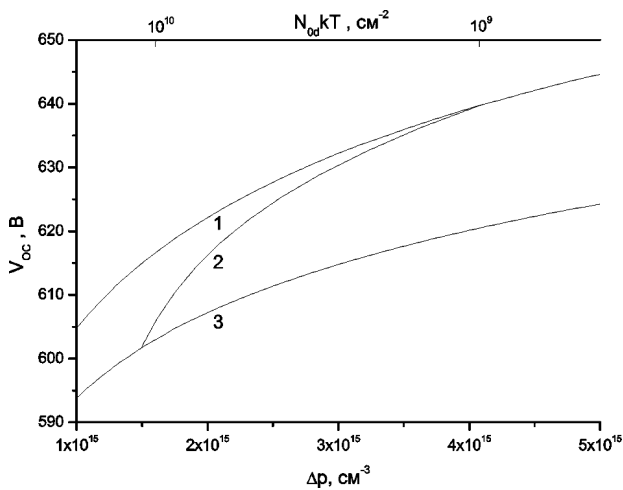


Рис. 6. Теоретичні залежності напруги розімкненого кола від величини N_{0d} (вісь абсцис вгорі) та відповідний рівень інжекції (вісь абсцис внизу) для кремнієвих СЕ інверсійного типу для умов АМ 1,5. Використані при побудові рис. 5 та 6 параметри: $S_d = 3$ см/с; $N_{ins} = 10^{12}$ см $^{-2}$; $n_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$, $d = 100$ мкм; $\tau = 10^{-3}$ с

кола, що опосередковано вплине на величину напруги розімкненого кола, зменшуючи її величину. Для того щоб визначити рівень інжекції (надлишкову концентрацію) при розімкненому колі в кремнієвих сонячних елементах з інверсійним каналом, треба розв'язати рівняння балансу генерації та рекомбінації, яке у тонких порівняно з довжиною дифузії СЕ має такий вигляд:

$$J_g = (S_0(\Delta p) + S_d(\Delta p) + d/\tau_{eff}(\Delta p))\Delta p, \quad (11)$$

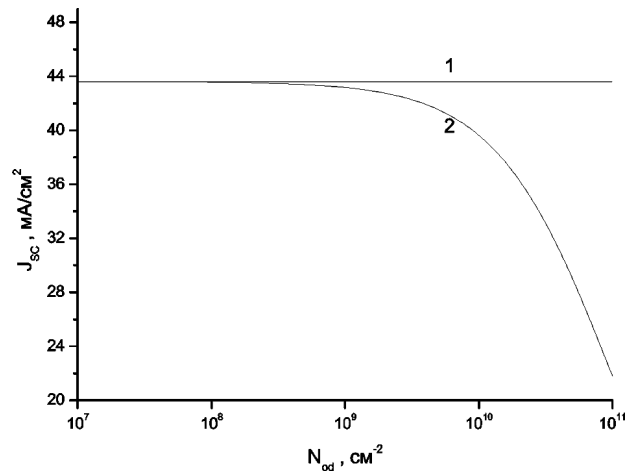


Рис. 7. Теоретична залежність густини струму короткого замикання кремнієвих СЕ з тиловою металізацією від величини N_{0d} для умов АМ 1,5. Використані при побудові рисунка параметри: $N_{ins} = 10^{12}$ см $^{-2}$; $n_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$; $d = 100$ мкм; $\tau = 10^{-3}$ с

де J_g – потік генерації, S_0 – ефективна швидкість поверхневої рекомбінації на освітленій фронтальній поверхні СЕ, S_d – її величина на тильній поверхні, d – товщина СЕ, а τ_{eff} – ефективний об'ємний рекомбінаційний час з врахуванням як лінійних, так і нелінійних механізмів об'ємної рекомбінації в кремнії [4].

На рис. 5 наведено залежності величини Δp в інверсійних кремнієвих СЕ для умов АМ 1,5, а на рис. 6 – залежності напруги розімкненого кола V_{oc} від величини концентрації неперервно розподілених поверхневих центрів N_{0d} . На осі абсцис (знизу) показано також значення рівня інжекції, що відповідає даній величині N_{0d} . Крива 1 відповідає випадку, коли значення $N_{0d} \cdot kT = 10^9$ см $^{-2}$, крива 3 – випадку, коли $N_{0d} \cdot kT = 10^{10}$ см $^{-2}$. Крива 2 побудована для $N_{0d} \cdot kT$, що змінюється від 10^9 до 10^{10} см $^{-2}$. В останньому випадку наявність експоненціально розподілених поверхневих центрів практично не впливає на величину V_{oc} . Як видно з рисунка, за умови, коли величина $N_{0d}kT$ досягає значення 10^{10} см $^{-2}$, величина Δp^* зменшується досить сильно, а значення V_{oc} зменшується приблизно на 10%.

На рис. 7 наведено залежності величини густини струму короткого замикання J_{sc} в кремнієвих СЕ з тиловою металізацією для умов АМ 1,5 від величини концентрації неперервно розподілених поверхневих центрів N_{0d} у випадку, коли на

фронтальній поверхні має місце інверсія провідності за рахунок вбудованого в діелектрику заряду. Як видно з рисунка, зменшення J_{SC} при зростанні N_d , яке пов'язане зі збільшенням ефективної швидкості поверхневої рекомбінації на фронтальній поверхні досить суттєве і може досягати 17% за умови рівності інтегральної концентрації неперервно розподілених центрів та концентрації глибокого рівня (коли $N_{0d} \cdot kT = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

Таким чином, вплив неперервно розподілених поверхневих центрів на параметри інверсійних кремнієвих СЕ як завдяки екрануванню, так і завдяки збільшенню поверхневої рекомбінації може бути достатньо значним.

Порівнюючи результати, наведені на рис. 7, для залежності густини струму короткого замикання для СЕ з тиловою металізацією, з результатами чисельного 2D моделювання, які описані в роботі [5] (див. рис. 6), можна пересвідчитись в тому, що вони узгоджуються не лише якісно, а й кількісно. Справа в тому, що зменшення ефективності фотоперетворення в СЕ з тиловою металізацією, в основному, відбувається за рахунок зростання швидкості поверхневої рекомбінації на освітленій поверхні. Якщо використати розрахункові параметри, наведені в [5], то можна перекопатись в тому, що збільшення концентрації поверхневих центрів донорного типу $N_d(E)$, розподілених експоненціально, в межах, які наведено на рис. 7, відповідає зростанню швидкості поверхневої рекомбінації в межах від 1 до $10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, наведених на рис. 6 роботи [5]. При цьому зменшення густини струму короткого замикання повністю корелює із зменшенням ефективності фотоперетворення в СЕ з тиловою металізацією як за амплітудою, так і за швидкістю зменшення.

Оцінимо далі вплив експоненціально розподілених поверхневих центрів для випадку дифузійних кремнієвих СЕ. Як показали результати, наведені на рис. 4, ефективна швидкість поверхневої рекомбінації в сильно легуваному шарі за рахунок неперервно розподілених акцепторних станів суттєво зростає. Для дифузійних СЕ цей випадок відповідає базі СЕ p -типу. У даному випадку, як показано, зокрема, в роботі [8], ефективна швидкість поверхневої рекомбінації зменшується як за рахунок більш сильного легування створеної біля фронтальної поверхні області

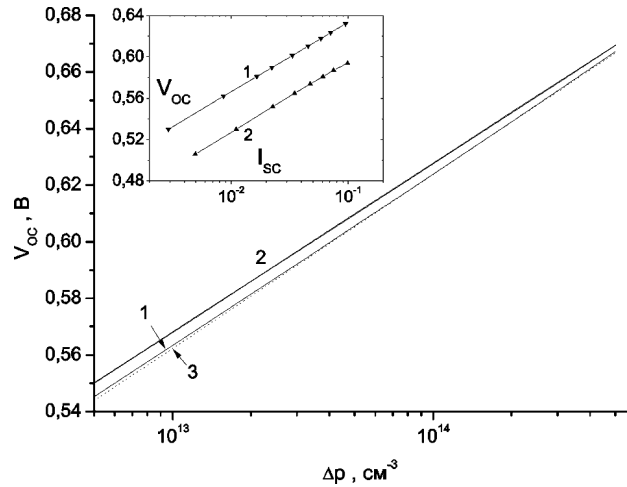


Рис. 8. Теоретичні залежності напруги розімкненого кола V_{OC} від величини струму короткого замикання, розраховані за формулами роботи [9] (криві 1 та 2), та за виразом (12) – крива 3. На вставці до рис. 8 побудовано експериментальні (точки) та теоретичні (лінії) залежності $V_{OC}(I_{SC})$ для СЕ з базою n - та p -типу

n -типу, так і внаслідок обмеження її швидкістю підведення в сильно легуваному шарі. Розрахувати залежність напруги розімкненого кола V_{OC} від рівня інжекції можна, використовуючи вирази, наведені в роботі [9]. На рис. 8 наведено вказані залежності для СЕ з базою p -типу. Крива 1 побудована з врахуванням рекомбінації через акцепторні неперервно розподілені поверхневі рівні, а крива 2 враховує лише поверхневу рекомбінацію через глибокий рівень, розташований в середині забороненої зони. Крива 3 побудована за виразом

$$V_{OC}(\Delta p) = 0,0259A \ln(\Delta p/p_0). \quad (12)$$

Тут A – чинник неідеальності ВАХ, а p_0 – рівноважна концентрація дірок в об'ємі бази. Як видно з кривих 1 та 3, вони непогано узгоджуються у випадку, коли $A = 1,12$, а $p_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$.

На вставці до рис. 8 наведено експериментальні залежності $V_{OC}(I_{SC})$ для двох зразків кремнієвих дифузійних СЕ з базою n - та p -типу. Для СЕ з базою n -типу значення $V_{OC}(I_{SC})$ більші, ніж для СЕ з базою p -типу. Коефіцієнти неідеальності ВАХ для них становлять, відповідно, 1,12 та 1,16, що видно з розрахункових залежностей вигляду

$$V_{OC}(I_{SC}) = 0,0259A \ln(I_{SC}/I_s), \quad (13)$$

де I_s – струм насичення (криві 1 та 2 відповідно). Як показала теоретична підгонка, для дифузійних СЕ з базою n -типу величина чинника неідеальності становить 1,12, а значення струму насичення – $3,4 \cdot 10^{-11}$ А. Для зразка з базою p -типу величина $A = 1,16$, а значення струму насичення – $2,4 \cdot 10^{-10}$ А. З врахуванням того, що величина струму насичення за умови, коли швидкість поверхневої рекомбінації суттєво перевищує швидкість об'ємної рекомбінації $I_s = qp_0S_s$, та при $S_s = 2,1 \cdot 10^4$ см/с та $p_0 = 10^4$ см⁻³ отримуємо $I_s \approx 3,4 \cdot 10^{-11}$ А.

Якщо вираз (12) переписати у вигляді

$$V_{OC}(I_{SC}) = 0,0259A \ln\left(\frac{q\Delta p S_s}{qp_0 S_s}\right) \equiv 0,0259A \ln\left(\frac{I_{SC}}{I_s}\right),$$

то видно, що залежності (12) та (13) для випадку, коли $A = 1,12$, а $S = 2,1 \cdot 10^4$ см/с, еквівалентні. Це означає, що теоретична залежність, яка описується кривою 2 на рис. 8, узгоджується з експериментальною залежністю $V_{OC}(I_{SC})$ для СЕ з базою n -типу.

Відзначимо, що врахування поверхневої рекомбінації через неперервно розподілені поверхневі центри не лише дозволяє узгодити теоретичні та експериментальні залежності $V_{OC}(I_{SC})$, а й пояснити відмінність чинника неідеальності ВАХ для дифузійних СЕ від одиниці при достатньо великих рівнях інжекції.

1. В.Г. Литовченко, А.П. Горбань, *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Наукова думка, Киев, 1978).
2. P.P. Altermatt, G. Heiser, X. Dai *et al.*, J. Appl. Phys. **80**, 3574 (1996).
3. G. Dingemans and W.M.M. Kessels, J. Vac. Sci. Technol. **30**, 040802 (2012).
4. А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.А. Серб, І.О. Соколовський, ФТП **41**, 1231 (2007).
5. O. Nichiporuk, A. Kaminski, M. Lemiti, A. Fave, and V. Skryshevsky, Solar Ener. Mater. Solar Cells **86**, 517 (2005).
6. O. Nichiporuk, A. Kaminski, M. Lemiti, A. Fave, S. Litvinenko, and V. Skryshevsky, Thin Solid Films **511–512**, 248 (2006).
7. C.T. Sah, R.N. Noyse, and W. Shockley, Proc. IRE **45**, 1228 (1957).
8. А.П. Горбань, В.П. Костильов, А.В. Саченко, О.А. Серб, І.О. Соколовський, УФЖ **51**, 599 2006.

9. А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.В. Саченко, Оптимизация параметров кремниевых солнечных элементов с $n^+ - p - p^+$ структурой. Теоретические соотношения ОПТ. 63. 1999.

Одержано 22.01.09

В.П. Костыльов, А.В. Саченко,
І.О. Соколовський, В.В. Черненко,
Т.В. Слусар, А.В. Сущий

ВЛИЯНИЕ СИСТЕМЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЦЕНТРОВ НА ЭФФЕКТИВНУЮ СКОРОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ И НА ПАРАМЕТРЫ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Резюме

В работе приведены результаты исследования влияния экспоненциально распределённых поверхностных рекомбинационных центров на процессы поверхностной рекомбинации и на характеристики кремниевых солнечных элементов (СЭ). В расчётах полагалось, что система акцепторных поверхностных состояний располагается в верхней половине запрещённой зоны кремния, а донорных поверхностных состояний – в нижней. Учитывалось также, что около середины запрещённой зоны расположен дискретный поверхностный уровень. Показано, что в случае, когда интегральная концентрация непрерывно распределённых центров сопоставима с концентрацией глубокого поверхностного уровня, они влияют на характеристики кремниевых СЭ только через рекомбинацию. Во втором случае, когда их концентрация порядка или больше концентрации, характеризующей заряд, встроенный в диэлектрик, они непосредственно влияют на величину поверхностного изгиба зоны и на значение фото-эдс. При помощи компьютерного моделирования определены условия, при которых скорость рекомбинации через непрерывно распределённые поверхностные центры выше скорости рекомбинации через глубокий дискретный уровень. Установлено падение напряжения разомкнутой цепи в кремниевых инверсионных СЭ, связанное с рекомбинацией через непрерывно распределённые центры. Проведено сравнение разработанной теории с экспериментом.

V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko,
I.O. Sokolovskiy, V.V. Chernenko,
T.V. Slusar, A.V. Sushyi

INFLUENCE OF SURFACE CENTERS ON THE EFFECTIVE SURFACE RECOMBINATION RATE AND THE PARAMETERS OF SILICON SOLAR CELLS

Summary

The results of our researches of the influence of exponentially distributed surface centers on the effective surface recombina-

tion rate and the parameters of silicon solar cells (SCs) are reported. In our calculations, we assumed the acceptor and donor surface states to lie in the upper and lower, respectively, parts of the bandgap. The model also supposed a discrete surface level to exist in the middle of the energy gap. In the case where the integrated concentration of continuously distributed centers is comparable with that of deep surface levels, those centers can affect the SC parameters only due to the recombination. If the concentration of continuously distributed centers is comparable or higher than the concentration characterizing

a charge built-in into the insulator, those centers directly affect the surface band bending and the photo-induced electromotive force. With the help of a computer simulation, the conditions for the rate of surface recombination through continuously distributed surface centers to exceed that through the deep discrete level are determined. A decrease of the open-circuit voltage in inverted silicon SCs associated with the recombination through continuously distributed centers is calculated. The obtained theoretical results are compared with the experimental data.