

ВПЛИВ ПЛАВАЮЧИХ $p - n$ -ПЕРЕХОДІВ НА ЕФЕКТИВНІСТЬ КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ІЗ ТИЛОВИМИ КОНТАКТАМИ

А.П. ГОРБАНЬ, В.П. КОСТИЛЬОВ, А.В. САЧЕНКО, О.А. СЕРБА,
І.О. СОКОЛОВСЬКИЙ, В.В. ЧЕРНЕНКО

УДК 621.315
© 2010

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Проп. Науки, 41, Київ 03028)

Проведено теоретичний аналіз та експериментальні дослідження характеристик кремнієвих сонячних елементів із тиловою металізацією (СЕТМ) в умовах низької освітленості при наявності плаваючого $p^+ - n$ -переходу на фронтальній поверхні. Встановлено, що у даних умовах величини струму короткого замикання та напруги розімкненого кола, а також внутрішній квантовий вихід фотоструму можуть істотно зменшуватись завдяки впливу рекомбінації у приповерхневій області просторового заряду (ОПЗ). Досліджено межі зміни енергетичної освітленості, в яких вказане зменшення достатньо суттєве. Показано, зокрема, що для напруги розімкненого кола V_{OC} діапазон енергетичної освітленості, в якому відбувається зменшення V_{OC} , значно ширший, ніж для струму короткого замикання J_{SC} . Експериментальні результати узгоджуються з виконаними розрахунками. З отриманих результатів зроблено висновок про те, що плаваючі $p^+ - n$ -переходи на фронтальній поверхні кремнієвих СЕТМ доцільно використовувати лише за умови, коли енергетична освітленість становить ≥ 1000 Вт/м².

1. Вступ

Комерційні зразки сучасних кремнієвих сонячних елементів із базою n -типу і тиловою контактною металізацією (СЕТМ) та модулів на їх основі мають найбільшу на даний час ефективність фотоелектричного перетворення енергії η , яка становить 22,4% для елементів і 20,1 % для модулів [1]. У таких СЕТМ товщина квазінейтральної базової області, як правило, істотно менша за довжину дифузії неосновних носіїв заряду, а ефективна швидкість поверхневої рекомбінації S_{ef} на фронтальній (неметалізованій) поверхні, віднесена до внутрішньої межі приповерхневої області просторового заряду (ОПЗ), мінімізована до рівня, що практично не впливає на величину η .

Детальний теоретичний аналіз чинників, що визначають величину ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S_{ef} у сонячних елементах на основі кремнію при домінуванні механізму рекомбіна-

ції нерівноважних електронно-діркових пар через поверхневі рекомбінаційні центри, проведено у роботі [2]. З використанням самоузгодженого підходу в цій роботі показано, що залежно від зарядового стану приповерхневої ОПЗ, а також від концентрації легуючих домішок в емітері і в базовій області ефективна швидкість поверхневої рекомбінації S_{ef} може як збільшуватись, так і зменшуватись зі збільшенням концентрації нерівноважних носіїв заряду Δn у квазінейтральному об'ємі, причому при достатньо великих рівнях ін'єкції величина S_{ef} виходить на насичення і визначається виключно параметрами поверхневих рекомбінаційних центрів.

Найбільш ефективним способом усунення поверхневих рекомбінаційних втрат у СЕТМ, як відомо, є створення на їх фронтальній поверхні ізотипних $n^+ - n$ - або $p^+ - p$ -переходів, що обмежують підведення нерівноважних неосновних носіїв заряду до поверхневих рекомбінаційних центрів [3, 4]. За наявності таких переходів ефективна швидкість поверхневої рекомбінації S_{ef} мінімізується внаслідок зменшення істинної швидкості рекомбінації нерівноважних носіїв заряду через поверхневі рекомбінаційні центри [2], хоча при великих рівнях легування приповерхневого шару може відбуватись і зростання величини S_{ef} внаслідок збільшення швидкості оже-рекомбінації в цьому шарі [3].

У низці робіт [5, 6] було запропоновано інший метод мінімізації негативного впливу поверхневих рекомбінаційних втрат на ефективність СЕТМ η , а саме: формування на їх фронтальній поверхні плаваючих $p^+ - n$ - або $n^+ - p$ -переходів, що обмежують підведення нерівноважних основних носіїв заряду до поверхневих рекомбінаційних центрів. Проте проведені в роботі [6] експериментальні дослідження показали, що хоча в результаті формування плаваючого $n^+ - p$ -переходу ефективність СЕТМ η у

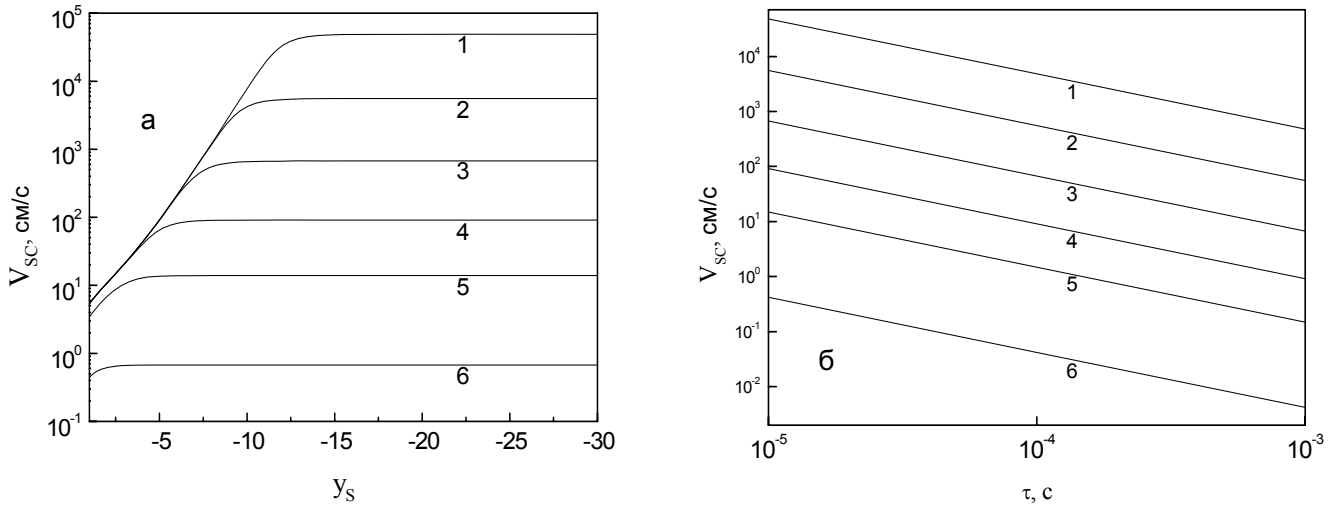


Рис. 1. Залежності ефективної швидкості рекомбінації в ОПЗ V_{SC} від безрозмірного вигину зон біля освітленої поверхні y_s (а) та від об'ємного часу життя τ (б): $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $p_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, $\Delta p = 0$ (1), 10^7 (2), 10^9 (3), 10^{11} (4), 10^{13} (5) і 10^{15} см^{-3} (6)

стандартних спектральних умовах АМ1,5 при енергетичній освітленості $P_L = 1000 \text{ Вт/м}^2$ дійсно зростає, але одночасно спостерігається значне (в десятки разів) збільшення ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S_{ef} . Такий аномальний характер залежності $\eta(S_{ef})$ не отримав логічного пояснення в межах запропонованої в роботі [6] фізичної моделі СЕТМ.

У даній роботі показано, що при наявності плаваючого $p^+ - n$ - або $n^+ - p$ -переходу на фронтальній (освітлюваній) поверхні домінуючим рекомбінаційним механізмом у СЕТМ при малих інтенсивностях світла стає рекомбінація в області просторового заряду (ОПЗ) плаваючого переходу. У кремнієвих сонячних елементах звичайного типу цей рекомбінаційний механізм, як відомо, практично не впливає на величину струму короткого замикання, оскільки фотогенерація і збирання нерівноважних електронно-діркових пар відбувається в них переважно в межах ОПЗ колекторного переходу, де сильне електричне поле розводить нерівноважні електрони і дірки без рекомбінації. Водночас у СЕТМ, де області фотогенерації і збирання нерівноважних електронно-діркових пар просторово розділені квазінейтральною базовою областю, рекомбінація в ОПЗ плаваючого $p^+ - n$ - або $n^+ - p$ -переходу повинна істотно впливати як на величину струму короткого замикання, так і на форму спектральних залежностей цього струму, які вимірюються при малих світлових потоках із використанням монохроматора.

2. Теоретичний аналіз механізмів впливу рекомбінації в ОПЗ на фотоенергетичні параметри СЕТМ

Для обчислення ефективної швидкості рекомбінації в ОПЗ та її залежностей від величини безрозмірного потенціалу на освітленій поверхні СЕТМ y_s , об'ємного рекомбінаційного часу життя τ та надлишкової концентрації пар на межі ОПЗ та квазінейтрального об'єму Δp використаємо модель одного глибокого рекомбінаційного центра, розміщеного біля середини забороненої зони. Будемо вважати, що рекомбінацію в ОПЗ забезпечує той же рекомбінаційний центр, який відповідає і за об'ємну рекомбінацію. Тоді у випадку напівпровідника n -типу можна записати

$$V_{SC}(\Delta p) = \frac{L_D}{\tau} \int_{y_s}^0 (n_0) / \left(\left[n_0 e^y + \frac{C_p}{C_n} (p_0 + \Delta p) e^{-y} \right] \times \sqrt{-y + (e^y - 1) + \frac{(p_0 + \Delta p)}{n_0} e^{-y}} \right) dy, \quad (1)$$

де V_{SC} – ефективна швидкість рекомбінації в ОПЗ, $L_D = (\varepsilon_0 \varepsilon_s k T / 2 q^2 n_0)^{0,5}$ – довжина Дебая, τ – об'ємний рекомбінаційний час, n_0 та p_0 – рівноважні концентрації електронів та дірок, C_n та C_p – коефіцієнти захоплення електронів та дірок.

На рис. 1, а побудовано теоретичні залежності ефективної швидкості рекомбінації в ОПЗ V_{SC} від величини безрозмірного потенціалу на освітленій поверхні СЕТМ y_s для випадку, коли $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$,

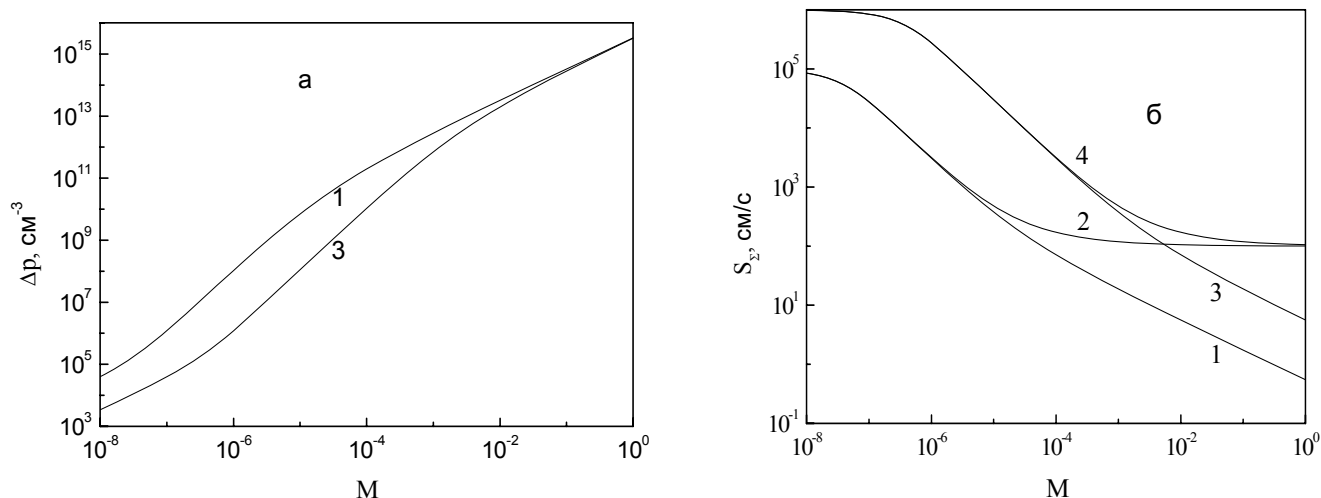


Рис. 2. Залежності Δp (а) та сумарної ефективно швидкості поверхневої рекомбінації $S_{\Sigma} = (S_{ef} + V_{SC}(M) + d/2\tau)$ (б) від ступеня концентрації сонячного випромінювання M : $n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $p_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $S_{ef} + d/2\tau = 10^2 \text{ cm/c}$, $V_{SC}(0) = 10^5$ (1, 2) і 10^6 (3, 4) cm/c

$p_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $\tau = 10^{-5} \text{ c}$, а $C_n = C_p$. Параметром кривих є надлишкова концентрація дірок Δp на межі ОПЗ і квазінейтральної області. Як видно, при збільшенні вигину зон y_s величина V_{SC} зростає, насичуючись при $-y_s > (1/2) \ln(n_0/(p_0 + \Delta p))$. Зі збільшенням Δp величина V_{SC} в області насичення зменшується, а сама область насичення розширюється. Як видно з рисунка, при $\Delta p \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, що є типовим для умов АМ0 чи АМ1,5, величина V_{SC} зменшується на п'ять порядків порівняно з випадком, коли фотогенерація відсутня. У випадку СЕТМ важливо мінімізувати сумарну швидкість рекомбінації через поверхневі центри та рекомбінації в ОПЗ до рівня $\leq 1 \text{ cm/c}$, коли поверхневі рекомбінаційні втрати стануть на порядок меншими за об'ємні.

На рис. 1,б наведено залежності величини V_{SC} від об'ємного рекомбінаційного часу життя τ , розраховані для випадку $y_s = -15$. Як видно, при $\Delta p = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ і $\tau \geq 10^{-5} \text{ c}$ рекомбінацією в ОПЗ дійсно можна знехтувати у порівнянні з об'ємною рекомбінацією, бо її (рекомбінації в ОПЗ) швидкість при $\tau = 10^{-5} \text{ c}$ становить близько 1 cm/c . Таким чином, рекомбінація в ОПЗ може впливати на струм короткого замикання СЕТМ та на його спектральні залежності лише в умовах, коли інтенсивність оптичної генерації I стане значно меншою за інтенсивність цієї генерації у стандартних умовах АМ0 I_{AM0} , яка у випадку кремнію відповідає значенню $3,37 \cdot 10^{17} \text{ квант/cm}^2\text{c}$.

Проведемо самоузгоджений аналіз залежності надлишкової концентрації дірок Δp від $I = MI_{AM0}$, де M – чисельний коефіцієнт, який характеризує ступінь ослаблення потоку сонячного випромінювання і може змінюватись у межах від 0 до 1. В області малих I при $\Delta p \leq n_0$ як поверхнева, так і об'ємна рекомбінації припиняють залежати від інтенсивності оптичної генерації. Тому рівняння генераційно-рекомбінаційного балансу в СЕТМ може бути записане у вигляді

$$\left(S_{ef} + V_{SC}(\Delta p) + \frac{d}{2\tau} \right) \Delta p = MI_{AM0}. \quad (2)$$

Перший доданок у круглій дужці виразу (2) описує внесок у сумарний рекомбінаційний потік швидкості рекомбінації через поверхневі центри S_{ef} , другий – внесок швидкості рекомбінації в ОПЗ, а третій – внесок швидкості об'ємної рекомбінації.

На рис. 2,а наведено залежності $\Delta p(M)$, а на рис. 2,б – залежності $V_{SC}(M)$ (криві 1, 3) та $S_{\Sigma}M = S_{ef} + V_{SC}(M) + d/2\tau$ (криві 2 та 4), отримані в результаті самоузгодженого розв'язку системи рівнянь (1) і (2) при двох значеннях $V_{SC}(0)$. З рисунка 2,а видно, що на залежностях $\Delta p(M)$ існують три ділянки, які відповідають різним рекомбінаційним механізмам: лінійна – при $\Delta p < p_0$, надлінійна – при $\Delta p > p_0$ і $V_{SC} > S_{ef} + d/2\tau$ і знову лінійна при $\Delta p > p_0$ і $V_{SC} < S_{ef} + d/2\tau$. Слід очікувати, що і струм короткого замикання СЕТМ на надлінійній ділянці залежності $\Delta p(M)$ також зростатиме надлінійно, причому величина M , при якій відбувається зміна домінуючого

рекомбінаційного механізму, залежить від початкового значення швидкості рекомбінації в ОПЗ $V_{SC}(0)$ (рис. 2, б).

Внутрішній квантовий вихід Q у кремнієвих СЕТМ у випадку монохроматичного освітлення можна знайти з розв'язку рівняння дифузії з такими граничними умовами:

$$j(x=0) = -(S_{ef} + V_{SC}(M))\Delta p(x=0), \quad (3)$$

$$\Delta p(x=d) = 0. \quad (4)$$

У результаті для внутрішнього квантового виходу Q маємо

$$Q = \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \times \left\{ \frac{-\left[\frac{S^* L}{D} (1 - e^{-\alpha d - d/L}) + \alpha L + e^{-\alpha d - d/L}\right]}{\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S^* L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)} + (1 + \alpha L) e^{-\alpha d} \right\}, \quad (5)$$

де $L = (D\tau)^{1/2}$ – довжина дифузії дірок, D – їх коефіцієнт дифузії, α – коефіцієнт поглинання світла у кремнії при $T = 300$ К [7], а $S^* = S_{ef} + V_{SC}(M)$.

На рис. 3 побудовано спектральні залежності внутрішнього квантового виходу Q в СЕТМ для двох випадків: коли $M = 10^{-7}$ (криві 1, 2) та $M = 10^{-2}$ (криві 3, 4). З рисунка видно, що форма цих кривих суттєво відрізняється, причому криві 1 і 2 на рис. 3 є типовими для сонячних елементів з великими значеннями ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S_{ef} . Згідно з рис. 2, б основний внесок в величину S^* забезпечує в даному випадку рекомбінація в ОПЗ. В іншому випадку, продемонстрованому за допомогою кривих 3, 4, спектральні залежності внутрішнього квантового виходу є типовими для сонячних елементів з порівняно невеликими значеннями ефективної швидкості поверхневої рекомбінації S^* . Це відповідає порівняно великим рівням енергетичної освітленості на рис. 2, б ($M \geq 10^{-2}$), коли домінуючим рекомбінаційним механізмом стає рекомбінація через поверхневі рекомбінаційні центри.

Якщо позначити усереднений по всьому спектру коефіцієнт відбиття світла від поверхні СЕТМ через r_s , то, помноживши (5) на $(1 - r_s)I$, отримаємо

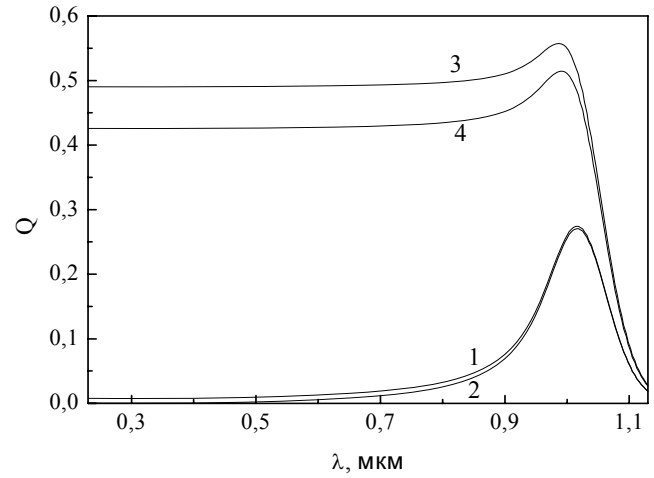


Рис. 3. Спектральні залежності внутрішнього квантового виходу в СЕТМ при $M = 10^{-7}$ (1, 2) і $M = 10^{-2}$ (3, 4): $n_0 = 10^{15}$ см $^{-3}$, $p_0 = 10^5$ см $^{-3}$, $S_{ef} + d/2\tau = 10^2$ см/с, $L = 4 \cdot 10^{-2}$ см, $d = 4 \cdot 10^{-2}$ см; $V_{SC}(0) = 10^5$ (1, 3) і 10^6 (2, 4) см/с

спектральну залежність струму короткого замикання при інтенсивності оптичної генерації I . У даному випадку залежність густини струму короткого замикання кремнієвих СЕТМ одиничної площі (в мА/см 2) від величини M для спектральних умов АМ0 можна отримати з виразу

$$J_{SC}(M) = (1 - r_s) \int_0^{1,13} \frac{654,7MQ}{\lambda^4 [\exp(\frac{2,5}{\lambda}) - 1]} d\lambda, \quad (6)$$

де довжина хвилі освітлення λ визначається в мікрометрах.

Під час отримання виразу (6) спектр випромінювання Сонця в умовах АМ0 вважався спектром випромінювання абсолютно чорного тіла з температурою 5800 К.

На рис. 4, а побудовано залежності густини струму короткого замикання J_{SC} від величини M , нормовані на значення густини струму при $M = 1$. Як видно, найбільші відхилення від лінійності (крива 1), спостерігаються в діапазоні зміни величини M від 10^{-8} до 10^{-5} при $V_{SC}(M=0) = 10^6$ см/с (крива 4), і дещо менші – при $V_{SC}(M=0) = 10^5$ см/с (крива 3). Якщо ж величина $V_{SC}(M=0) = 10^3$ см/с (що відповідає значенню $\tau \approx 10^{-3}$ с), то залежність $J_{SC}(M)$ виявляється практично лінійною при $M > 10^{-5}$ (крива 2). Суттєво, що за параметрів, використаних під час розрахунків, залежності $J_{SC}(M)$ виявляються лінійними при $M \geq 10^{-2}$.

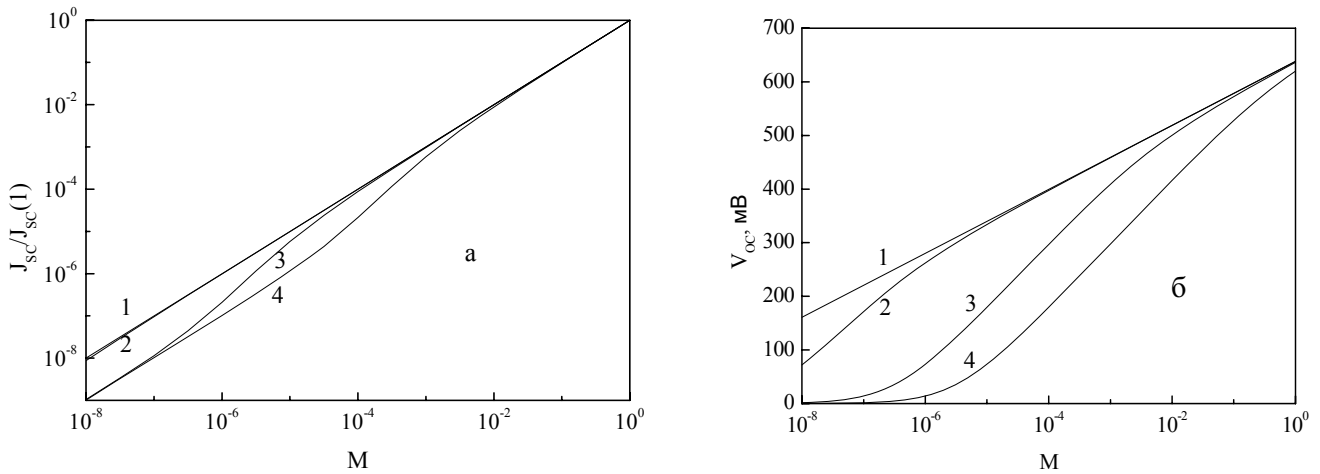


Рис. 4. Залежності J_{SC} (а) і V_{OC} (б) від ступеня концентрації M : а – $V_{SC}(0) = 0$ (1), 10^3 (2), 10^5 (3) і 10^6 (4) см/с; б – $J_{ds} = 2 \cdot 10^{-13}$ А/см², $J_{rs} = 0$ (1), $3,2 \cdot 10^{-11}$ (2), $3,2 \cdot 10^{-9}$ (3), $3,2 \cdot 10^{-8}$ (4) А/см². Набір параметрів такий самий, як на рис. 3

Необхідно відзначити, що рекомбінація в ОПЗ, для якої характерна величина чинника ідеальності ВАХ $\beta = 2$, може суттєво впливати на величину напруги розімкненого кола V_{OC} як у звичайних сонячних елементах, так і в СЕТМ. У загальному випадку, коли враховуються як рекомбінаційний, так і дифузійний механізми проходження струму, при розрахунках величини V_{OC} , як правило, використовується вираз

$$J_{ds} \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}}{kT} \right) - 1 \right) + J_{rs} \left(\exp \left(\frac{qV_{OC}}{2kT} \right) - 1 \right) = qMI_{AM0} \tag{7}$$

Аналіз показує, що між величиною ефективної швидкості рекомбінації в ОПЗ та густиною рекомбінаційного струму насичення існує зв'язок, який визначається таким виразом:

$$V_{SC}(\Delta p) = \frac{J_{rs}}{q} \left(\left(\frac{\Delta p}{p_0} + 1 \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right) \Delta p^{-1}, \tag{8}$$

де q – заряд електрона, k – стала Больцмана, T – температура, J_{ds} та J_{rs} – густини дифузійного та рекомбінаційного струмів насичення. Із виразу (8) можна знайти співвідношення між величинами $V_{SC}(\Delta p = 0)$ та J_{rs} . Так, при $V_{SC}(\Delta p = 0) = 10^6$ см/с маємо $J_{rs} = 3,2 \cdot 10^{-8}$ А/см², а при $V_{SC}(\Delta p = 0) = 10^5$ см/с величина J_{rs} становить $3,2 \cdot 10^{-9}$ А/см².

На рис. 4,б побудовано залежності $V_{OC}(M)$, розраховані з використанням виразу (7). При проведенні розрахунків використано значення густини дифузійного струму насичення $J_{ds} = 2 \cdot 10^{-13}$ А/см², яке

відповідає значенню швидкості рекомбінації в об'ємі ≈ 10 см/с при $\tau = 10^{-3}$ с. Крива 1 відповідає випадку, коли рекомбінація в ОПЗ вважається відсутньою. Криву 2 побудовано з використанням значення $J_{rs} = 3,2 \cdot 10^{-11}$ А/см², яка дорівнює величині $V_{SC}(\Delta p = 0)$, рівній 10^3 см/с. Під час побудови кривої 3 використано значення J_{rs} , що дорівнює $3,2 \cdot 10^{-9}$, а при побудові кривої 4 – $3,2 \cdot 10^{-8}$ А/см². З рис. 4,б видно, що при збільшенні швидкості рекомбінації в ОПЗ $V_{SC}(\Delta p = 0)$ напруга розімкненого кола СЕТМ V_{OC} в області малих інтенсивностей світла зменшується, а вплив рекомбінації в ОПЗ на величину V_{OC} розпочинається при більших значеннях M . Порівнюючи рис. 4,а і 4,б також бачимо, що рекомбінація в ОПЗ впливає на напругу розімкненого кола сильніше, ніж на струм короткого замикання. Так, якщо при $V_{SC}(\Delta p = 0) = 10^3$ см/с вплив рекомбінації в ОПЗ на струм короткого замикання при $M > 10^{-5}$ практично відсутній, то на напругу розімкненого кола вона впливає навіть при $M \approx 1$.

Для оцінки впливу рекомбінації в ОПЗ на ефективність фотоелектричного перетворення енергії в СЕТМ розглянемо відношення добутку струму короткого замикання на напругу розімкненого кола за наявності і при відсутності рекомбінації в ОПЗ. Позначимо це відношення через K і запишемо вираз для нього у вигляді

$$K(M) = \frac{J_{SC}V_{OC}}{J_{SC}^0V_{OC}^0}, \tag{9}$$

де індекс "0" означає, що рекомбінація в ОПЗ вважається відсутньою.

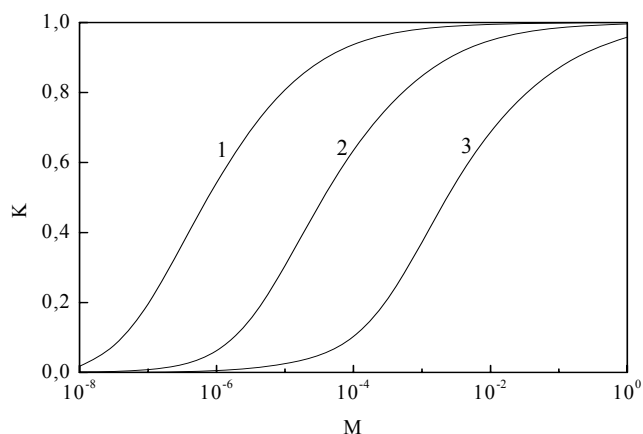


Рис. 5. Залежності $K(M)$, побудовані з використанням параметрів, наведених на рис. 3: $V_{SC}(0) = 10^4$ (1), 10^5 (2) і 10^6 (3) см/с

На рис. 5 наведено залежності $K(M)$, розраховані для різних значень параметра $V_{SC}(\Delta p = 0)$. Як видно, при достатньо малих рівнях енергетичної освітленості рекомбінація в ОПЗ істотно впливає на ефективність фотоелектричного перетворення енергії, якщо $V_{SC}(\Delta p = 0) \geq 10^4$ см/с.

Таким чином, із результатів проведеного в роботі теоретичного аналізу можна зробити висновок, що використання плаваючих $p^+ - n$ або $n^+ - p$ -переходів у ролі антирекомбінаційних бар'єрів на фронтальній (освітлюваній) поверхні кремнієвих сонячних елементів з тиловою контактною металізацією може бути ефективним засобом зменшення поверхневих рекомбінаційних втрат лише за умови їх використання при великих значеннях енергетичної освітленості поверхні, коли її величина $P_L \geq 1000$ Вт/м². У протилежному випадку їх використовувати недоцільно, оскільки це може спричинити істотне зменшення ефективності фотоелектричного перетворення енергії.

3. Експериментальні результати і їх обговорення

Порівняльні експериментальні дослідження антирекомбінаційних властивостей ізотипних і плаваючих переходів було проведено на зразках СЕТМ з базою n -типу, виготовлених на основі кремнієвих пластин зонної плавки марки КБЭ-2 з питомим опором близько 2 Ом·см. Зазначені СЕТМ виготовляли по одному і тому ж технологічному маршруту за винятком високотемпературних операцій, пов'язаних зі створенням легованих фосфором ізотипних $n^+ - n$ - або легованих

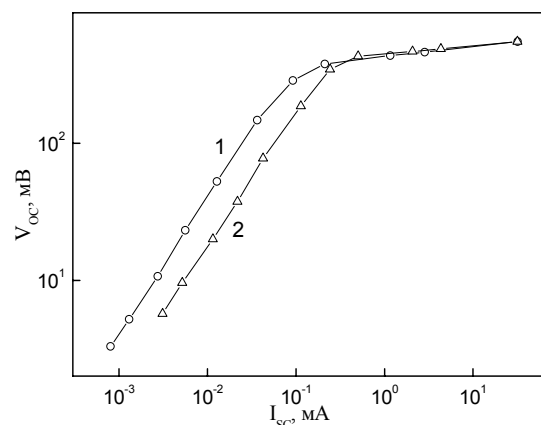


Рис. 6. Залежності напруги розімкненого кола V_{OC} від струму короткого замикання I_{SC} на зразках СЕТМ з ізотипним (крива 1) і плаваючим (крива 2) переходами на фронтальній поверхні

бором плаваючих $p^+ - n$ -переходів на фронтальній поверхні. Для зменшення оптичних втрат на фронтальній поверхні легованих шарів термічним окисленням формували при температурі 900 °С плівку SiO_2 товщиною 110 нм. Алюмінієві омичні контакти на тилувій поверхні СЕТМ утворювались шляхом вакуумного напилення Al на поверхню легованих n^+ - і p^+ -областей через вікна у плівці SiO_2 , створені методами фотолітографії. Для зменшення опору контактів зразки СЕТМ після проведення фотолітографії прогрівали в вакуумі при температурі 400 °С.

Вимірювання фототехнічних і спектральних характеристик СЕТМ здійснювали на атестованому органами Держспоживстандарту контрольно-вимірювальному устаткуванні Центру випробувань фотоперетворювачів та батарей фотоелектричних Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України. У процесі вимірювань спектральних залежностей струму короткого замикання використовували режим автоматичного підтримання постійного рівня потужності світлового потоку, а виміри фототехнічних параметрів СЕТМ (струму короткого замикання, напруги розімкненого кола) здійснювали у спектральних умовах АМ1,5 при сонячному освітленні. Енергетична освітленість поверхні СЕТМ у процесі вимірів змінювалась в широких межах за допомогою нейтральних фільтрів.

На рис. 6 наведено експериментальні залежності напруги розімкненого кола V_{OC} від струму короткого замикання I_{SC} , отримані на СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ (крива 1) і з плаваючим $p^+ - n$ (крива 2) переходами на фронтальній поверхні при різних інтенсивностях натурального сонячного випромінювання. Як пра-

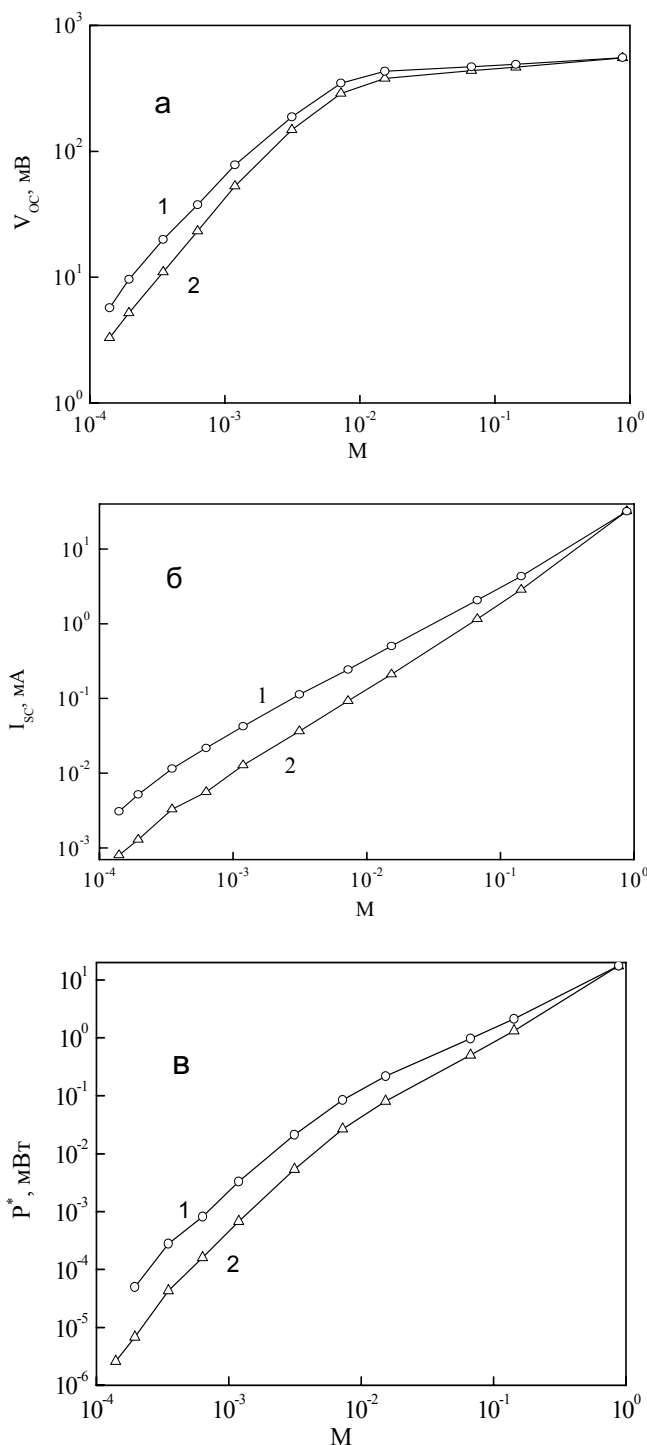


Рис. 7. Залежності V_{OC} (а), I_{SC} (б) і $P^* = I_{SC}V_{OC}$ (в) від ступеня концентрації M наземного сонячного випромінювання у спектральних умовах AM1,5 ($P_L = 1000 \text{ Вт/м}^2$), отримані на зразках СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ (криві 1) і плаваючим $p^+ - n$ (криві 2) переходами на фронтальній поверхні

вило, форма цих залежностей визначається густиною зворотного струму насичення і чинником ідеальності колекторного $p^+ - n$ -переходів, розміщених у даному випадку на тильовій поверхні СЕТМ. Як видно з рисунка, при достатньо великих рівнях енергетичної освітленості $P_L (M \geq 10^{-2})$ ці залежності збігаються, а при малих – ідуть паралельно, причому на залежностях $V_{OC}(I_{SC})$ спостерігаються дві ділянки з різними нахилами, яким відповідають чинники ідеальності ВАХ $\beta \approx 1$ в інтервалі великих рівнів енергетичної освітленості фронтальної поверхні СЕТМ P_L і $\beta \approx 2$ в області малих P_L . Оскільки нерівноважні електронно-діркові пари у випадку СЕТМ дифундують до колекторного переходу від фронтальної поверхні, то згідно з формулою (2) це означає, що поверхневі рекомбінаційні втрати в колекторному $p^+ - n$ -переході на тильовій поверхні за великих значень V_{OC} практично відсутні, а основними рекомбінаційними механізмами є об'ємна рекомбінація за великих рівнів ін'єкції. Водночас розходження залежностей $V_{OC}(I_{SC})$ в області малих значень V_{OC} згідно з (7) пояснюється тим, що в СЕТМ із плаваючим $p^+ - n$ -переходом мають місце більш високі значення J_{rs} , ніж в СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ -переходом.

На рис. 7, а, б, в наведено залежності V_{OC} , I_{SC} , і $P^* = I_{SC}V_{OC}$ від величини M , отримані на тих же зразках, що і на рис. 6. Можна бачити, що при зменшенні величини M на зразку СЕТМ з плаваючим $p^+ - n$ -переходом спостерігається більш різке падіння струму короткого замикання, напруги розімкненого кола і вихідної електричної потужності, ніж на зразку з ізотипним $n^+ - n$ -переходом. Відповідно до результатів проведеного теоретичного аналізу (формули (7), (8), рис. 4) саме таких закономірностей слід очікувати у випадку СЕТМ із плаваючим $p^+ - n$ -переходом, коли домінуючим рекомбінаційним механізмом при малих рівнях енергетичної освітленості його фронтальної поверхні стає рекомбінація в ОПЗ, тоді як у СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ -переходом цей рекомбінаційний механізм відсутній.

Важливість внеску рекомбінації в ОПЗ плаваючого $p^+ - n$ -переходу в узагальнену ефективну швидкість поверхневої рекомбінації на фронтальній поверхні СЕТМ при малих рівнях ін'єкції підтверджується і результатами вимірів спектральних залежностей струму короткого замикання на зразках з ізотипним та плаваючим переходами, наведеними на рис. 8. Дійсно, залежності $I_{SC}(\lambda)$ у цих двох випадках, які вимірювали при малих рівнях енергетичної освітленості, суттєво відрізняються одна від одної (криві 1 і 2), а наявність різкого максимуму в довгохвильо-

вій області у випадку СЕТМ із плаваючим $p^+ - n$ -переходом (крива 2) свідчить про велику ($> 10^4$ см/с) ефективну швидкість поверхневої рекомбінації на його фронтальній поверхні. Якщо основним рекомбінаційним механізмом, відповідальним за поверхневі рекомбінаційні втрати на фронтальній поверхні такого СЕТМ, є рекомбінація в ОПЗ плаваючого $p^+ - n$ -переходу, то її швидкість, як було показано в попередньому розділі, повинна зменшуватись на багато порядків при збільшенні рівня ін'єкції нерівноважних електронних пар у приповерхневій області. При цьому повинна істотно змінюватись і форма спектральних залежностей внутрішнього квантового виходу у спосіб, показаний на рис. 3. І дійсно, стаціонарне освітлення фронтальної поверхні СЕТМ білим світлом невеликої інтенсивності у процесі вимірювання спектральних залежностей струму короткого замикання привело до значного збільшення внутрішнього квантового виходу в діапазоні $\lambda \leq 900$ нм (криві 3 і 4, рис. 8), спричиненого істотним зменшенням ефективної швидкості поверхневої рекомбінації на цій поверхні. Водночас на форму спектральної характеристики $I_{SC}(\lambda)$ в СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ -переходом (крива 1, рис. 8), яка є типовою для зразків з відносно невеликим рівнем рекомбінаційних втрат нерівноважних електронно-діркових пар через поверхневі рекомбінаційно-активні центри, стаціонарне освітлення фронтальної поверхні не впливало. Зазначимо, що невеликі значення квантового виходу Q в інтервалі $\lambda \leq 600$ нм свідчать про наявність ожерекомбінації в сильно легованих p^+ - і n^+ -областях сонячних елементів обох типів, що потребує оптимізації при розробці вискоелективних СЕТМ на основі кремнію.

4. Висновки

На основі результатів теоретичних і експериментальних досліджень показано, що використання плаваючих $p^+ - n$ - або $n^+ - p$ -переходів у ролі антирекомбінаційних бар'єрів на освітлюваній поверхні кремнієвих сонячних елементів з тиловою контактною металізацією ефективно лише за умови їх роботи при достатньо великих рівнях ін'єкції нерівноважних електронно-діркових пар, коли вигини енергетичних зон у плаваючому переході суттєво зменшуються під дією світла. При малих рівнях ін'єкції в таких елементах різко збільшується швидкість рекомбінації в області просторового заряду плаваючого переходу, що приводить до істотного падіння струму короткого замикання і напруги розімкненого кола у

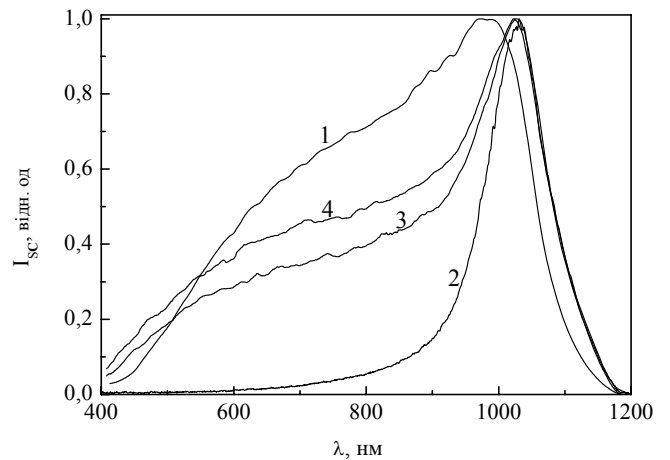


Рис. 8. Нормовані на значення в максимумі спектральні залежності струму короткого замикання I_{SC} , отримані при малих рівнях ін'єкції ($\Delta p \ll n_0$) на зразках СЕТМ з ізотипним $n^+ - n$ (крива 1) і плаваючим $p^+ - n$ (криві 2, 3, 4) переходами на фронтальній поверхні. Енергетична освітленість стаціонарного підсвічування поверхні СЕТМ під час проведення вимірів становила $P_{L0} = 0$ (1, 2), 6,0 (3) та 13,5 (4) Вт/м²

порівнянні з сонячними елементами, в яких мінімізація поверхневих рекомбінаційних втрат на освітлюваній поверхні здійснюється шляхом формування ізотипного $p^+ - p$ - або $n^+ - n$ -переходу. Внаслідок цього використання плаваючих $p^+ - n$ - або $n^+ - p$ -переходів у ролі антирекомбінаційних бар'єрів у кремнієвих фотоелектричних приладах (сонячних елементах, фотоприймачах, фотосенсорах), призначених для роботи при малих рівнях енергетичної освітленості їх фотоприймальної поверхні, недоцільне.

1. D. De Ceuster, P. Cousins, D. Rose, D. Visente, P. Tipples, and W. Mulligan, in *Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Milan, 2007), p. 816.
2. А.П. Горбань, В.П. Костильов, А.В. Саченко, О.А. Серб, І.О. Соколовський, УФЖ **51**, 599 (2006).
3. M.I. Yernaux, C. Battocchio, P. Verlinden, and F. Van De Wiele, *Solar Sells* **13**, 83 (1984).
4. W.P. Mulligan, D.H. Rose, M.J. Cudzinovic, D.M. De Ceuster, K.R. McIntosh, D.D. Smith, and R.M. Swanson, in *Proceedings of the 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Paris, 2004), p. 387.
5. J. Dicker, J.O. Schumacher, S.W. Glunz, and W. Warta, in *Proceedings of the 2nd World Conference on Photovoltaic Solar Energy Conversion* (Vienna, 1998), p. 95.

6. Nagashima, K. Hokoï, K. Okumura, and M. Yamaguchi, in *Proceedings of the 20th European Photovoltaic Solar Energy Conference* (Barcelona, 2005), p.163.

7. А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский, *ФТП* **40**, 909 (2006).

Одержано 02.02.10

ВЛИЯНИЕ ПЛАВАЮЩИХ $n - p$ -ПЕРЕХОДОВ
НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ КРЕМНИЕВЫХ
СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
С ТЫЛОВЫМИ КОНТАКТАМИ

*А.П. Горбань, В.П. Костыльов, А.В. Саченко, А.А. Серба,
И.О. Соколовский, В.В. Черненко*

Резюме

Выполнены теоретический анализ и экспериментальные исследования характеристик кремниевых солнечных элементов с тыловой металлизацией (СЭТМ) в условиях низкой освещенности при наличии плавающего $p^+ - n$ -перехода на фронтальной поверхности. Установлено, что в данных условиях величины тока короткого замыкания и напряжения разомкнутой цепи, а также внутренний квантовый выход фототока могут существенно уменьшаться благодаря влиянию рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ). Исследованы пределы энергетической освещенности, в которых указанное уменьшение достаточно существенно. Показано, в частности, что для напряжения разомкнутой цепи V_{OC} диапазон энергетической освещенности, в котором происходит уменьшение V_{OC} , значительно шире, чем для тока короткого замыкания J_{SC} . Экспериментальные результаты согласуются с выполненными расчетами. Из полученных результатов сделан вывод о том, что пла-

вающие $p^+ - n$ -переходы на фронтальной поверхности кремниевых СЭТМ целесообразно использовать только при условии, когда энергетическая освещенность составляет ≥ 1000 Вт/м².

EFFECT OF FLOATING $p - n$ JUNCTIONS
ON THE EFFICIENCY OF SILICON BACK
SIDE CONTACT SOLAR CELLS

*A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, O.A. Serba,
I.O. Sokolovskyi, V.V. Chernenko*

V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(41, Nauky Ave., Kyiv 03028, Ukraine)

Summary

Characteristics of silicon back side contact solar cells are investigated theoretically and experimentally at low illumination levels in the presence of a floating $p^+ - n$ junction on the front surface. It is established that, under these conditions, the short-circuit current, open-circuit voltage, and internal quantum efficiency of photocurrent can significantly decrease due to the influence of recombination in the near-surface space charge region. The interval of irradiances, in which these reductions are essential enough, is determined. In particular, it is shown that the interval of light intensities corresponding to a decrease of the open-circuit voltage V_{OC} is significantly wider than that corresponding to a reduction of the short-circuit current J_{SC} . The experimental results agree with those of calculations. The obtained results allow us to conclude that the floating $p^+ - n$ junctions on the front surface of silicon back side contact solar cells are appropriate for the use only at significantly large levels of illumination intensities (≥ 1000 W/m²).