

УДК 621.315.592

С.В. Чирчик

## БЕЗКОНТАКТНИЙ СПОСІБ ВИМІРЮВАННЯ РЕКОМБІНАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

### Вступ

Проблема визначення рекомбінаційних параметрів носіїв заряду була і залишається однією з основних при покращенні властивостей напівпровідникових приладів для зменшення граничних малих розмірів її елементів тощо. Актуальними є також проблеми високотемпературних досліджень. Час життя  $\tau$  і пов'язана з ним дифузійна довжина  $L$  визначаються фундаментальними процесами рекомбінації нерівноважних носіїв заряду і значною мірою залежать від умов отримання і термообробки напівпровідників. На відміну від цього швидкість поверхневої рекомбінації  $s$  для даного напівпровідника може значно змінюватись залежно від умов обробки межі поділу. Так, для кремнію  $s$  може змінюватись від 0,4–4 [1] до  $10^6$  см/с [2]. Рекомбінаційні параметри, як відомо, можна визначати як "контактними", так і "безконтактними" способами. На сьогодні запропоновано велику кількість способів вимірювання рекомбінаційних параметрів у напівпровіднику. Огляди методик викладені, зокрема, в [3–5]. Для високотемпературних експрес-досліджень, безумовно, застосовуються безконтактні способи.

Безконтактні підходи (оптичний або надчастотний) засновані на поглинанні електромагнітної енергії вільними носіями. Оптичний спосіб був запропонований у праці [6]. Нерівноважні носії заряду (ННЗ) збуджувались імпульсом видимого світла і зондувалися променем інфрачервоного. Опис методики і результати вимірювань наведено в публікації [7], де для збудження неосновних носіїв заряду використовувався твердотільний лазер ( $\lambda = 1,064$  мкм), а для їх зондування – газовий лазер ( $\lambda = 3,39$  мкм). У [8] для збудження ННЗ застосовувалось джерело з досить малим коефіцієнтом поглинання (твердотільний лазер на  $F_2^-$ -центрах в LiF,  $\lambda = 1,17$ – $1,18$  мкм). Це дало можливість проводити вимірювання часу життя ННЗ практично в будь-якій точці об'єму злитка (ін-

фрачервона томографія). Вперше використання надвисоких частот для дослідження рекомбінаційних параметрів було запропоновано в [9]. Метод вимірювання часу життя носіїв заряду за кінетикою спаду потужності теплового випромінювання за межею власного поглинання при лазерному збудженні вперше поданий у [10].

У даній статті запропоновано новий безконтактний спосіб вимірювання рекомбінаційних параметрів у напівпровідниках, який може виступати альтернативою НВЧ-підходу при високотемпературних дослідженнях.

### Постановка задачі

В [11, 12] було запропоновано новий безконтактний спосіб визначення швидкості поверхневої рекомбінації у кремнієвих пластинах за допомогою аналізу спектральної залежності сигналу надлишкового теплового випромінювання (ТВ,  $\Delta P$ ) напівпровідників. Мета даної статті – продемонструвати можливість застосування цього підходу для визначення як швидкості поверхневої рекомбінації, так і дифузійної довжини носіїв заряду в напівпровідниках.

### Теоретичні основи

Збудження напівпровідникового зразка світлом з області фундаментального поглинання призводить до збільшення числа вільних носіїв заряду в ньому, які, як відомо, здатні поглинати інфрачервоне (ІЧ) випромінювання. Із закону Кірхгофа випливає, що збільшення поглинальної здатності напівпрозорого зразка веде до збільшення потужності його ТВ, навіть якщо його температура залишається сталою [13, 14].

Розглянемо напівпровідникову пластину. Згідно із законом Кірхгофа спектральна густина потоку ТВ пластини становить (див., наприклад, [13])  $P(T) = E P_b(T)$ , де  $P_b(T)$  – спектральна густина потоку ТВ "абсолютно чорного тіла";  $E$  – випромінювальна здатність пластини. Якщо випромінювальну здатність пластини змінити на величину  $\Delta E$  через зміну кількості вільних носіїв заряду при освітленні напівпровідника світлом з області фундаментального поглинання, то густина повного потоку ТВ пластини зміниться на величину

$$\Delta P(T) = \Delta E (P_b(T) - P_b(T_g)),$$

де  $T_g$  – температура навколишнього середовища;  $T$  – температура напівпровідника. Надлишкове ТВ напівпровідника виникає за рахунок внутрішньозонних переходів, генерованих світлом вільних електронів і дірок. Як видно з наведеної формули, умовою модуляції потужності ТВ напівпровідника є відмінність температури напівпровідника від температури фону ( $T \neq T_g$ ) [13].

Якщо нагріта ( $T > 300$  К) напівпровідникова пластина в області спектра поглинання вільними носіями “оптично тонка” ( $kd \ll 1$ , де  $k$  – коефіцієнт поглинання за межею власного поглинання) [11–13], що, як правило, спостерігається в слабологованих зразках при невисоких рівнях збудження, то потужність надлишкового ТВ пропорційна числу фотогенерованих носіїв заряду

$$\Delta P \approx \Delta E P_b(T) \approx \Delta N,$$

бо

$$\Delta E \approx (\sigma_n \Delta n + \sigma_p \Delta p) d \quad (\Delta n = \Delta p),$$

де  $\sigma_n$  і  $\sigma_p$  – відповідно перетини поглинання електронів і дірок [11], тобто потужність надлишкового ТВ при рівномірному освітленні поверхні пластини товщиною  $d$  можна подати у вигляді

$$\Delta P \approx \int_0^d \Delta n(x) dx. \quad (1)$$

Задачу з визначення повного числа носіїв заряду при фотогенерації вперше було розглянуто в статті [15] для кінцевого зразка товщиною  $d$  за умови однакової швидкості поверхневої рекомбінації на обох гранях, що пояснювало спектральні розподіли фотопровідності Ge і Si, отримані в [16, 17]. У такому випадку повне число фотогенерованих носіїв становить [15]

$$\Delta N = \frac{(1-R)\tau\beta I_0}{1-\alpha_\lambda^2 D\tau} \left[ (1-\exp(-\alpha_\lambda d)) - \frac{(\alpha_\lambda s\tau(1+\exp(-\alpha_\lambda d)) + \alpha_\lambda^2 D\tau(1-\exp(-\alpha_\lambda d)))}{1+s\sqrt{\tau/D} \coth(d/2\sqrt{D\tau})} \right], \quad (2)$$

де  $R$  – коефіцієнт відбивання;  $d$  – товщина пластини;  $\tau$  – час життя заряду;  $D$  – коефіцієнт дифузії;  $\beta$  – квантовий вихід фотоіонізації;

$I_0$  – число квантів, що падає на одиницю поверхні напівпровідників за одиницю часу.

Якщо в рівняння (1) підставити вираз для повного числа фотогенерованих носіїв заряду (2) та виконати відповідні перетворення, то отримаємо

$$\Delta P/I_0 \approx \frac{\tau}{1-\alpha_\lambda^2 D\tau} \left[ (1-\exp(-\alpha_\lambda d)) - \frac{(\alpha_\lambda s\tau(1+\exp(-\alpha_\lambda d)) + \alpha_\lambda^2 D\tau(1-\exp(-\alpha_\lambda d)))}{1+s\sqrt{\tau/D} \coth(d/2\sqrt{D\tau})} \right]. \quad (3)$$

Форма залежності потужності надлишкового ТВ від довжини хвилі збуджуючого випромінювання визначається спектральною залежністю коефіцієнта поглинання, швидкістю поверхневої рекомбінації, коефіцієнтом дифузії, дифузійною довжиною і товщиною зразка.

Збільшення коефіцієнта поглинання призводить до зростання впливу дифузії на протікання нерівноважних процесів. Характер вказаного впливу при цьому визначається поверхневою рекомбінацією і процесами дифузії. Так, у випадку відсутності поверхневої рекомбінації ( $s=0$ ) цей вплив практично не помітний, а на спектральній залежності  $\Delta P(a_\lambda)$  (див. рис. 4, крива 4) не спостерігається спадання в короткохвильову область (область великих значень  $a_\lambda$ ). При зменшенні довжини хвилі (збільшенні коефіцієнта поглинання) все більша частина збуджуючого випромінювання поглинається в приповерхневій ділянці зразка, яка характеризується вищим темпом рекомбінації (при  $s \neq 0$ , що завжди спостерігається на практиці) порівняно з об'ємом напівпровідника. Це призводить до зменшення часу життя надлишкових носіїв заряду та спадання сигналу  $\Delta P$  при зменшенні довжини хвилі збуджуючого випромінювання, причому спад тим вищий, чим вища швидкість поверхневої рекомбінації (див. рис. 3, 4, криві 1, 2, 3). Далі, коли глибина поглинання світла стає набагато меншою за дифузійну довжину, кількість надлишкових носіїв перестає залежати від довжини хвилі збуджуючого випромінювання.

В області сильного поглинання вираз (2) для повного числа фотогенерованих носіїв заряду  $\Delta N$  можна переписати в такому вигляді (якщо експоненціальними членами знехтувати):

$$\Delta N \approx (1 - R)\beta I_0 L^2 \frac{1 + \frac{s}{D} \frac{1}{\alpha_\lambda}}{D + sL \coth \frac{d}{2L}}.$$

Подібне співвідношення було отримане в [17]. Тоді для потужності надлишкового ТВ  $\Delta P$  має місце такий вираз [11, 12]:

$$\frac{\Delta P}{I_0} \approx A \left( 1 + \frac{s}{D} \frac{1}{\alpha_\lambda} \right). \quad (4)$$

При цьому умова сильного поглинання означає, що  $a_\lambda L \gg 1$ ,  $a_\lambda d \gg 1$  (де  $L$  – дифузійна довжина;  $d$  – товщина напівпровідникового зразка). Зауважимо, що  $A$  не залежить від  $a_\lambda$ .

Це дає можливість визначити  $s$  за залежністю потужності надлишкового ТВ від довжини хвилі світла, що поглинається [11, 12]. Чим менше довжина хвилі збуджуючого світла (а значить, вище коефіцієнт поглинання), тим менше товщина приповерхневого шару напівпровідника, в якому воно поглинається, а це призводить до зменшення сигналу надлишкового ТВ (який визначається інтегралом надлишкової концентрації по товщині кристала), внаслідок рекомбінації надлишкових носіїв на поверхні. Побудувавши графік лінійної в цій області залежності потужності надлишкового ТВ напівпровідникового зразка, нормовану на кількість квантів збуджуючого світла, від оберненої величини коефіцієнта поглинання збуджуючого світла, визначеного для різних довжин хвиль, якими опромінюється напівпровідник  $\Delta P(1/a_\lambda)$  (рис. 1), можна знайти  $s$  за формулою [11, 12]

$$s = -\frac{D}{a}, \quad (5)$$

де  $a$  – відрізок, що відсікається на осі  $1/a_\lambda$  продовженням лінійної в області великих  $a_\lambda$  залежності  $\Delta P(1/a_\lambda)$ .

Цікавим окремим випадком запропонованого способу є спосіб двох довжин хвиль. Якщо вибрати такі довжини хвилі збуджуючого світла  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$ , для яких  $a_\alpha L \gg 1$  і  $a_\alpha d \gg 1$ , то

за відношенням  $\frac{\Delta P_1}{\Delta P_2} = c$  на цих довжинах хвиль можна визначити  $s$ :

$$\frac{s}{D} = \frac{c - 1}{1 - c \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} \alpha_1,$$

де  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$  – коефіцієнти поглинання збуджуючого світла для  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$ , відповідно.

Величину  $L$  можна визначити за відрізком  $b$ , що відсікає пряма  $\frac{\Delta P}{I_0} = f(1/a_\alpha)$ :

$$b = \frac{BL^2}{D + sL \coth \frac{d}{2L}}, \quad (6)$$

де  $B$  – деякий коефіцієнт.

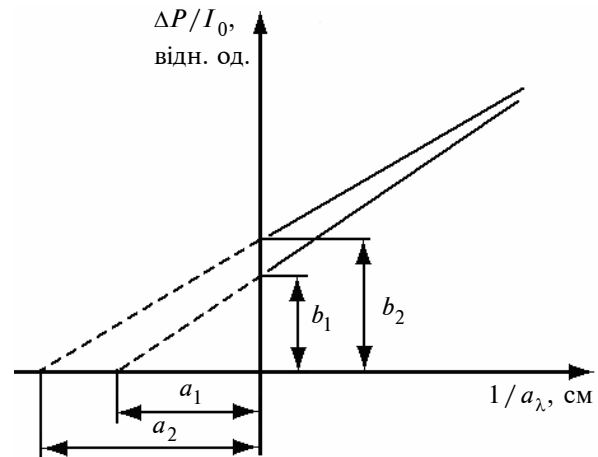


Рис. 1. Схематична залежність сигналу надлишкового ТВ від оберненої величини коефіцієнта поглинання (в області сильного поглинання)

Вимірявши спектральну залежність потужності надлишкового ТВ одного і того ж зразка при двох різних значеннях  $s$  (можна виготовити зразки однакової товщини з одного й того ж матеріалу, але з різною обробкою поверхні, що дають істотно різні значення  $s$ ) і побудувавши графіки  $\Delta P(1/a_\alpha)$ , знайдемо  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $a_1$  і  $a_2$  (див. рис. 1, експеримент – рис. 5). З (6) матимемо

$$L \coth \frac{d}{2L} = \frac{b_1 - b_2}{\frac{b_2}{a_2} - \frac{b_1}{a_1}}.$$

Звідси для товстого  $\left(\frac{d}{2L} \gg 1\right)$  і тонкого  $\left(\frac{d}{2L} \ll 1\right)$  напівпровідникових зразків отримаємо відповідно:

$$L = \frac{b_1 - b_2}{\frac{b_2}{a_2} - \frac{b_1}{a_1}} \quad \text{і} \quad L^2 = \frac{b_1 - b_2}{\frac{b_2}{a_2} - \frac{b_1}{a_1}} \frac{d}{2}.$$

Важливо підкреслити, що в наведених вище виразах, крім величини  $L$ , що визначається, не міститься жодного невідомого параметра, тобто  $L$  можна знайти з відносних, а не абсолютних вимірювань.

Для двох тонких зразків, які відрізняються тільки товщиною  $d$ , або для одного і того ж зразка до і після зменшення  $d$  отримаємо  $b_1$  і  $b_2$  і одне й те ж значення  $a$ . Тоді з (6) випливає

$$L^2 = \frac{b_1 - b_2}{2 \left( \frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_1} \right)} a.$$

Простота запропонованого підходу дає можливість його використання в умовах виробництва.

#### Виготовлення зразків і методика експерименту

Досліджувались пластини  $p$ -Si ( $\rho = 11$  кОм·см) і  $n$ -Si ( $\rho = 500$  кОм·см), вирощених методом зонної плавки. Обробка поверхонь кремнієвих зразків полягала в тому, що для одержання великих значень  $s$  грані зразка полірувалися алмазною пастою (у цьому випадку величина  $s$  досягала  $> 10^5$  см/с), а для одержання малих значень  $s$  зразки оброблялися травниками типу СР-4А або СР-8 з наступною обробкою в НФ [18]. Цими методами вдавалося отримати  $s$  порядку 400–2000 см/с. Для вимірювання фотопровідності на вузькій грані зразків наносилися омичні контакти [19].

Нами були виміряні залежності потужності надлишкового ТВ пластин Si від довжини хвилі збуджуючого світла ( $\lambda = 0,7$ – $1,4$  мкм) з частотою модуляції сигналу 40 Гц. Як джерело монохроматичного випромінювання використовувався монохроматор МДР-23 з лампою накалювання. Спектральний розподіл енергії джерела випромінювання (лампа накалювання 12 В, 150 Вт) вимірювався за допомогою неселективного піроелектричного приймача. Температура зразків задавалась у діапазоні 400–600 К. Інтегральний, модульований світлом сигнал надлишкового ТВ фіксувався охолоджуваним (77 К) CdHgTe-приймачем (в діапазоні від 2 до 12 мкм).

#### Результати досліджень

На рис. 2 наведено залежності сигналу фотопровідності (крива 1) і інтегральної потужності надлишкового ТВ (крива 2), нормовані на максимальну величину від довжини хвилі. Як бачимо, форми кривих збігаються. Це підтверджує те, що потужність ТВ кристала  $\Delta P$  є функцією числа надлишкових носіїв у ньому і не залежить від початкової енергії носія (до термалізації). Це виключає трактування зафіксованого ІЧ-випромінювання як внутрішньозонної люмінесценції або як наслідок нагріву кристала світлом.

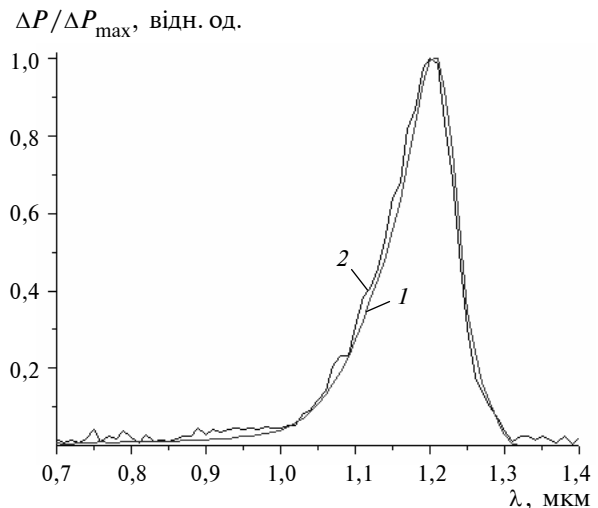


Рис. 2. Залежності сигналу фотопровідності (1) і потужності надлишкового ТВ (2), нормовані на максимальну величину, від довжини хвилі збуджуючого випромінювання для  $n$ -Si ( $\rho = 500$  кОм·см,  $d = 8$  мм) при температурі 425 К

На рис. 3 наведено виміряні залежності потужності надлишкового ТВ, нормовані на максимальне значення (криві 1–3), і коефіцієнта поглинання збуджуючого випромінювання (крива 4) для трьох зразків  $p$ -Si з різною обробкою поверхні при температурі 415 К.

Як і очікувалось, обробка поверхні призводить до значних змін форми спектральної залежності сигналу надлишкового ТВ. Спад потужності  $\Delta P$  в області сильного поглинання, а також зумовлене цим виникнення максимуму пов'язані із значною швидкістю поверхневої рекомбінації носіїв заряду ( $s > 0$  см/с). Спад сигналу надлишкового ТВ в області слабого поглинання (див. рис. 3, правіше від максимуму) пов'язаний із зменшенням числа фотогенерованих носіїв заряду, і, коли енергія кванта збуджуючого випромінювання стає меншою за ширину забороненої зони, фотогенерація припиняється.

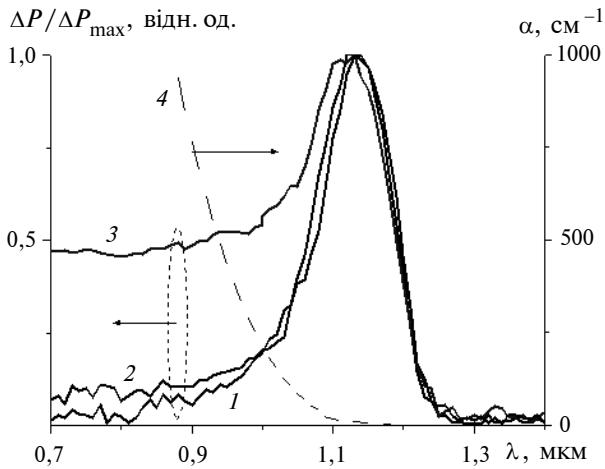


Рис. 3. Залежності потужності надлишкового ТВ, нормовані на максимум, для трьох зразків *p*-Si ( $\rho = 11$  кОм·см,  $d = 3$  мм) з різною обробкою поверхні (1–3) і коефіцієнта поглинання збуджуючого випромінювання (4) від довжини хвилі збуджуючого випромінювання при температурі 415 К: 1 – зразок, полірований алмазною пастою; 2 – зразок, травлений у СР-4А [18]; 3 – зразок, травлений у СР-8 [18] з наступною обробкою в HF

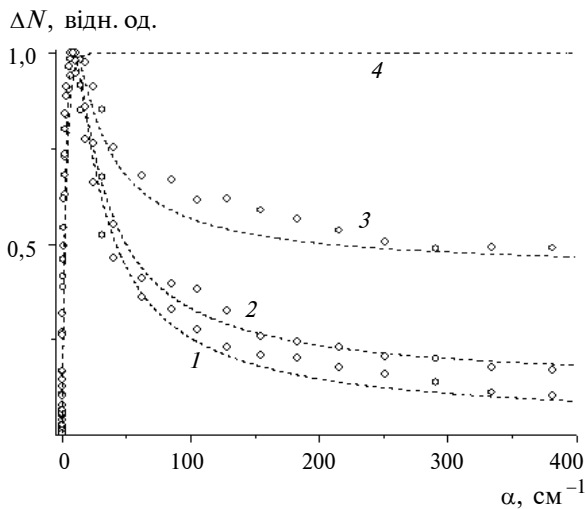


Рис. 4. Залежність повного числа фотогенерованих носіїв заряду, нормована на максимальне значення, від коефіцієнта поглинання збуджуючого світла для трьох зразків *p*-Si ( $\rho = 11$  кОм·см,  $d = 3$  мм) з різною обробкою поверхні при температурі 415 К: 1 – поліровка алмазною пастою ( $s \approx 10^5$  см/с); 2 – травлення в СР-4А [18] ( $s \approx 2 \cdot 10^4$  см/с); 3 – травлення в СР-8 [18] з наступною обробкою в HF ( $s \approx 400$  см/с); 4 – теоретичне наближення при  $s = 0$  см/с. Точки – експеримент, криві – наближення (2)

На рис. 4 зображено залежності повного числа фотогенерованих носіїв заряду  $\Delta N(a_\lambda)$ , нормовані на максимальне значення, від коефіцієнта поглинання збуджуючого світла для

трьох зразків з різною обробкою поверхні, побудовані за даними рис. 3: криві – теоретичне наближення (2), точки – експеримент. При побудові графіків коефіцієнт дифузії  $D$  було розраховано на основі даних [20], а спектральні залежності коефіцієнта поглинання  $\alpha$  – на основі праць [21, 22]. Для побудови теоретичного наближення (2) значення  $s$  було отримано на основі рис. 5, на якому зображено залежності надлишкового ТВ Si від оберненої величини коефіцієнта поглинання збуджуючого випромінювання в області сильного поглинання, побудовані на основі рис. 3. Об'ємний час життя при даній температурі було виміряно за кінетикою релаксації теплового випромінювання [10] при збудженні зразка Si коротким лазерним імпульсом (неодимовий лазер  $\lambda = 1,06$  мкм) при заданій температурі зразка і становив  $\tau \approx 0,9$  мс. Виміряна запропонованим методом дифузійна довжина дорівнювала  $\sim 1$  мм.

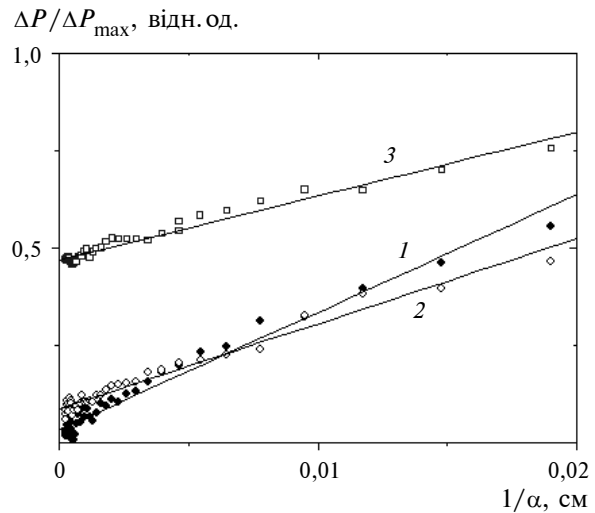


Рис. 5. Залежність сигналу надлишкового ТВ від оберненої величини коефіцієнта поглинання збуджуючого випромінювання в області спектра, де  $a_\alpha L \gg 1$  і  $a_\alpha d \gg 1$  для трьох зразків *p*-Si ( $\rho = 11$  кОм·см,  $d = 3$  мм) з різною обробкою поверхні, при температурі 415 К: 1 – поліровка алмазною пастою ( $s \approx 10^5$  см/с); 2 – травлення в СР-4А [18] ( $s \approx 2 \cdot 10^4$  см/с); 3 – травлення в СР-8 [18] з наступною обробкою в HF ( $s \approx 400$  см/с)

Вимірюючи спектральні залежності при різних температурах, можна одержати температурну залежність швидкості поверхневої рекомбінації. Так, для прикладу на рис. 6 показано температурну залежність швидкості поверхневої рекомбінації [11] – як видно, з підвищенням температури вона росте.

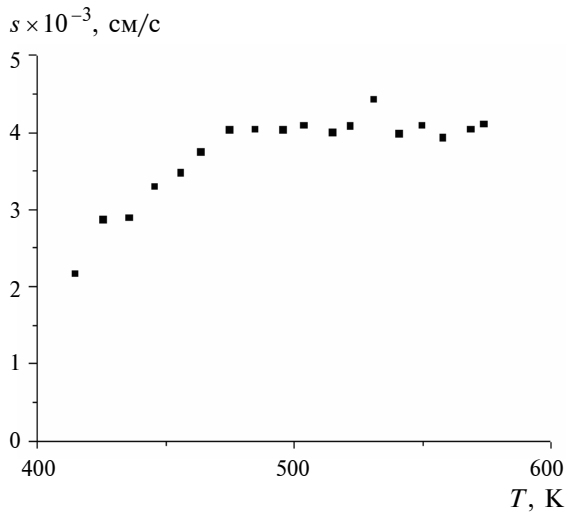


Рис. 6. Температурна залежність швидкості поверхневої рекомбінації для зразка *p*-Si ( $\rho = 11$  кОм·см,  $d = 3$  мм) [3]

Однак слід зазначити, що в області сильного поглинання криві спектрального розподілу  $\Delta P(1/a_\lambda)$  можуть спотворюватися: через залежність коефіцієнта відбивання  $R$  від  $\lambda$ , нелінійних ефектів, залежності квантового виходу від  $\lambda$  і т.п.

### Висновки

Порівняно з класичними запропонований спосіб визначення рекомбінаційних параметрів носіїв заряду в напівпровідниках, заснований

на детектуванні фотоприймачем надлишкового ТВ вільних носіїв заряду, дає можливість значно спростити реалізацію необхідних умов експериментальних досліджень, а саме забезпечити можливість безконтактного поточного контролю. Спосіб може застосовуватися для неруйнуючих експрес-досліджень широкого спектра напівпровідникових матеріалів у широкому діапазоні температур. Він є незамінним при проведенні високотемпературних досліджень (на відміну від контактних способів і НВЧ-способу). Простота підходу дає можливість використовувати його в умовах виробництва. У статті наведено дослідження швидкості поверхневої рекомбінації в зразках кремнію з різними обробками поверхні в широкому діапазоні температур. Результати досліджень порівнювались з літературними даними і із значеннями, отриманими класичними підходами, спостерігалась добра кореляція результатів, що підтверджує його працездатність.

У подальшому планується продовжити дослідження в цьому напрямі. Цей нетрадиційний спосіб може бути використаний для розробки методу поточного контролю рекомбінаційних параметрів у кремнієвих пластинах при виробництві сонячних елементів.

\* \* \*

Автор висловлює подяку співробітникам Інституту фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України за співпрацю.

С.В. Чирчик

БЕСКОНТАКТНЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Предложен бесконтактный оптический способ измерения скорости поверхностной рекомбинации ( $s$ ) и диффузной длины ( $L$ ) носителей заряда, основанный на анализе зависимости интенсивности избыточного теплового излучения (ТИ) полупроводникового образца в спектральной области поглощения свободными носителями ( $h\nu < E_g$ ) от длины волны возбуждающего света из области собственного поглощения ( $h\nu > E_g$ ). Способ тестирован на пластинах монокристаллического Si с различной обработкой поверхности, которая позволяла изменять  $s$  от

S.V. Chyrchuk

CONTACTLESS METHOD OF MEASURING CHARGE CARRIERS RECOMBINATION PARAMETERS IN SEMICONDUCTORS

The present study proposes the contactless optical method of measuring surface recombination rate ( $s$ ) and diffusion length ( $L$ ) of charge carriers. This method is based on analysis of dependence of excess thermal emission (TE) of semiconductor sample in long wavelength spectral range ( $h\nu < E_g$ ) on the wavelength of excitation light in the range of fundamental absorption ( $h\nu > E_g$ ). The procedure is tested on monocrystal silicon plate with different surface treatment that allows changing  $s$  from 400 to  $10^5$  cm/s. The measurements are taken in 400–600 K temperature range.

400 до  $> 10^5$  см/с. Измерения проводились в диапазоне температур 400–600 К, результаты хорошо коррелируются с классическим методом спектральной зависимости фотопроводимости и литературными данными. Обоснованы преимущества нового подхода в сравнении с существующими.

The results obtained correlate well with the classic method of photoconductivity spectral dependence and literary sources. The advantages of this new method are well-grounded by comparing it with existing ones.

1. Lauinger T., Schmidt J., Aberle A.G., Hezel R. Record low surface recombination velocities on 1  $\Omega$ -cm p-Si using remote plasma silicon nitride passivation // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – **68**, N 9 (1232).
2. Baek D., Rouvimov S., Kim B. et al. Surface recombination velocity of silicon wafers by photoluminescence // *Ibid.* – 2005. – **86** (112110).
3. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов / Пер. с англ.; Под ред. Трутко. – М.: Энергия, 1973. – 656 с.
4. Ковтонюк Н.Ф., Концевой Ю.А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. – М.: Металлургия, 1970. – 432 с.
5. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. – М.: Радио и связь, 1985. – 264 с.
6. Harrick N.J. Lifetime Measurements of Excess Carriers in Semiconductors // *J. Appl. Phys.* – 1956. – **27** (12), N 1439.
7. Grivickas V., Linos J., Vigelis A. et al. A study of carrier lifetime in silicon by laser-induced absorption: A perpendicular geometry measurement // *Sol. St. Electron.* – 1992. – **35**, 299.
8. Ахметов Д.В., Фатеев Н.В. Инфракрасная томография времени жизни и диффузионной длины носителей заряда в слитках полупроводникового кремния // *ФТП.* – 2001. – **35**, вып. 1. – С. 40–47.
9. Ramsa A.M., Jacobs H., Brand F.A. Microwave Techniques in Measurement of Lifetime in Germanium // *J. Appl. Phys.* – 1959. – **30** (1054).
10. Malyutenko V.K., Teslenko G.I. Determination of minority carrier lifetime by thermal emission method // *Electron technology.* – 1991. – **24**, N 3/4. – P. 97.
11. Malyutenko V., Chyrchuk S. Surface recombination velocity in Si wafers by photoinduced thermal emission // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – **89** (051909).
12. Деклараційний патент на корисну модель 15589, Україна, МПК G01N 27/00. Безконтактний спосіб визначення рекомбінаційних параметрів в напівпровідниках при підвищених температурах / В.К. Малютенко, С.В. Чирчик. – 200512129; Заяв. 16.12.2005; Опубл. 17.03.2006, Бюл. № 7. – 4 с.
13. Malyutenko V.K. Thermal emission in semiconductors. Investigation and application // *Infrared Phys.* – 1991. – **32**. – P. 291–302.
14. Malyutenko V.K., Liptuga A.I., Teslenko G.I., Botte V.A. Thermal emission of semiconductors under nonequilibrium conditions // *Ibid.* – 1989. – **29**. – P. 693–700.
15. DeVore H.B. Spectral Distribution of Photoconductivity // *Physical Review.* – 1956. – **102**. – P. 86–91.
16. Петрусевич В.А. Определение некоторых параметров полупроводников из кривой спектрального распределения фотопроводимости // *ФТТ.* – 1961. – **3**, вып. 4. – С. 1268–1271.
17. Субашиев В.К., Петрусевич В.А., Дубровский Г.Б. Определение рекомбинационных постоянных из кривой спектрального распределения фотопроводимости // Там же. – 1960. – **2**, вып. 5. – С. 1022–1024.
18. Файнштейн С.М. Обработка поверхности полупроводниковых приборов. – М.: Наука, 1966.
19. Воскобойников В.В., Сеница С.П. Омические контакты к кремнию // *ПТЭ.* – 1967. – № 4. – С. 247–248.
20. Jacoboni C., Canali C., Ottaviani G., Quaranta A.A. A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon // *Solid State Electron.* – 1977. – **20**. – P. 77–89.
21. Macfarlane G.G., McLean T.P., Quarrington J.E., Roberts V. Fine Structure in the Absorption-Edge Spectrum of Si // *Phys. Review.* – 1958. – **111**, N 5. – P. 1245–1254.
22. Rajkanan K., Singh R., Shewchun J. Absorption coefficient of silicon for solar cell // *Solid State Electron.* – 1979. – **22**, N 9. – P. 793–796.