
О.В. КОЗИНЕЦЬ, С.В. ЛИТВИНЕНКО, В.А. СКРИШЕВСЬКИЙ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Інститут високих технологій
(Просп. Академіка Глушкова, 42, Київ 03127; e-mail: alk@univ.kiev.ua)

ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КРЕМНІЄВИХ СЕНСОРНИХ СТРУКТУР З ФОТОЕЛЕКТРИЧНИМ ПРИНЦИПОМ ПЕРЕТВОРЕННЯ НА ОСНОВІ “ГЛИБОКОГО” p - n -ПЕРЕХОДУ

UDC 621.383

В роботі обґрунтовано можливість використання кремнієвого переходу для ефективних сенсорних структур. Показано, що в умовах опромінення світлом з області сильного поглинання фотострум суттєво залежить від рекомбінаційних характеристик та зарядового стану поверхні у випадку оптимальних параметрів переходу. Визначено, що товщина освітлюваної області для такої структури повинна перевищувати довжину дифузії неосновних носіїв заряду. Визначено також, що більший довший дифузії відповідають більші зміни фотоструму при адсорбції на робочій поверхні. З використанням числового моделювання проаналізовано можливість зміни області застосування переходу від фотоперетворювача до сенсорної структури при певному виборі його параметрів. Обговорено фізичні механізми, які можуть пов'язувати зміни ефективної швидкості із процесами адсорбції полярних молекул. Сенсорні властивості запропонованих структур досліджено для декількох аналітів. Експериментально продемонстровано придатність такої структури для створення хімічних сенсорів, які мають функцію селективності та підтримують концепцію електронного носу.

Key words: сонячний елемент, кремнієвий p - n -перехід, фотострум, швидкість поверхневої рекомбінації.

1. Вступ

Одним з основних підходів до створення хімічних сенсорів на основі напівпровідникових структур є використання впливу адсорбції молекул аналіту на зарядовий стан робочої поверхні [1–3]. Фізичні механізми, які визначають корисний сигнал сенсора залежать від типу напівпровідникової структури та принципу перетворення, який вона реалізує [4, 5]. Слід відзначити, що в найбільш поширених на сьогодні приладах формування корисного сигналу пов'язано із зміною провідності (імпедансу). Електричний принцип перетворення реалізовано в різноманітних приладах. На-

приклад, у структурах на основі контакту метал–напівпровідник [6] розглядають зміну роботи виходу металу внаслідок адсорбції аналіту; в структурах на основі оксидних напівпровідників [7] – зміну товщини області просторового заряду, в структурах типу польового транзистора (FET) – зміну порогової напруги інверсійного каналу [8] тощо. Фотоелектричний принцип перетворення використовують, переважно, у потенціометричних сенсорах із світловою адресацією [9] (в англомовній літературі LAPS). Механізм формування корисного сигналу в таких приладах базується на зміні товщини шару просторового заряду структури електроліт–діелектрик–напівпровідник, яка може бути зафіксована в умовах освітлення зразка. Для цього необхідно виконати допоміжні виміри змін-

© О.В. КОЗИНЕЦЬ, С.В. ЛИТВИНЕНКО,
В.А. СКРИШЕВСЬКИЙ, 2017

них сигналів, які пов'язані із процесами фотоіндукованої зарядки бар'єрної ємності в широкому діапазоні постійних напруг зміщення (від режиму акумуляції до режиму збіднення поверхневої області напівпровідника). Зауважимо, що кожна із названих структур має певну область застосування, певні властивості та недоліки. Таким чином, розробка нових типів сенсорних структур є актуальною задачею, яка потребує дослідження нових механізмів перетворення впливу адсорбції аналіту у корисний сигнал.

У роботах [10, 11] автори звернули увагу на те, що в умовах адсорбції аналіту, рекомбінаційні характеристики робочої поверхні можуть змінюватися в силу зміни зарядового її стану. На відміну від концепцій, які використовують залежність провідності приладу від впливу адсорбції, процес поверхневої рекомбінації також може бути чутливим до такого впливу. Оскільки фізичні механізми такої залежності відрізняються від тих, які лежать в основі інших перетворювачів, нові прилади матимуть принципово інші властивості. Виникає питання: як зафіксувати зміну швидкості поверхневої рекомбінації у такий спосіб, щоб задовольнити вимоги експресного вимірювання, компактності приладів, інші вимоги, які висуваються до компактних електронних сенсорів та їх масивів. У певних умовах величина фотоструму суттєво залежить від швидкості поверхневої рекомбінації. При освітленні фоточутливих напівпровідникових структур густина, розподіл генерованих світлом носіїв заряду та фотострум залежить від поглинання світла, об'ємної та поверхневої рекомбінації. У ролі структури, яка "фіксує" зміни рекомбінаційних процесів поблизу робочої поверхні, можна застосувати p - n -перехід. Використання світла, що сильно поглинається, та розташування границі переходу досить глибоко від освітлюваної поверхні збільшує вплив швидкості поверхневої рекомбінації. Таким чином, фотострум може, в певному сенсі, відображати хімічні та адсорбційні процеси на межі поділу з аналізом.

У запропонованій роботі обґрунтовано можливість використання глибокого кремнієвого p - n -переходу для створення хімічних сенсорів з фотоелектричним принципом перетворення. Модель такої сенсорної структури передбачає зв'язок між рекомбінаційними характеристиками робочої поверхні та адсорбцією молекул аналіту. Метою ро-

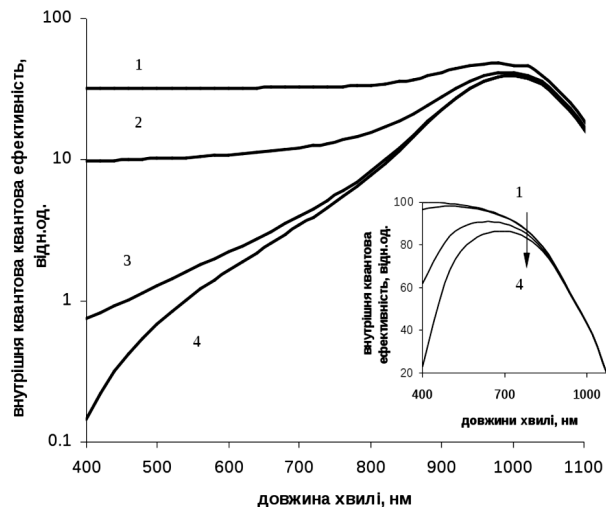


Рис. 1. Розраховані залежності внутрішньої квантової ефективності для $s = 10^2$ см/с (1), $s = 5 \cdot 10^3$ см/с (2), $s = 10^5$ см/с (3), $s = 10^6$ см/с (4) у випадку мілкового переходу $d = 1$ мкм (вставка) та у випадку глибокого переходу $d = 100$ мкм. Довжина дифузії дірок дорівнює 90 мкм в обох випадках

боти є визначення параметрів переходу, які дозволяють отримати максимальні зміни корисного сигналу (а саме зміни фотоструму через перехід) внаслідок адсорбції полярних молекул та експериментальне дослідження сенсорних властивостей таких структури.

2. Модель сенсорної структури на основі кремнієвого p - n -переходу

Розглянемо особливості формування фотоструму в кремнієвих переходах різної глибини у випадку їх освітлення світлом із області сильного поглинання. Надалі для визначеності будемо розглядати випадок, коли освітлюється поверхня n -області переходу. Будемо вважати, що рекомбінаційний потік на освітлювану поверхню визначає добуток швидкості поверхневої рекомбінації s та концентрації надлишкових дірок. Розрахункові спектральні залежності внутрішньої квантової ефективності p - n -переходу для різних величин параметра s (у випадку низького рівня інжекції) наведено на рис. 1.

Наведені залежності отримано за допомогою програми PC-1D, яка на основі числового розв'язання дифузійно-дрейфових рівнянь дозволяє проаналізувати фотоелектричні характеристики різноманітних напівпровідникових структур. Вели-

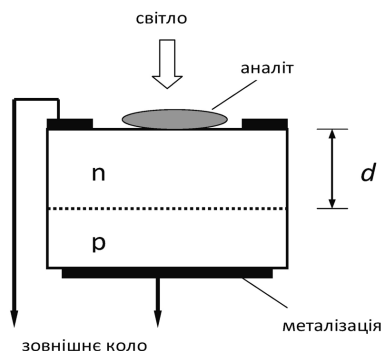


Рис. 2. Схематичне зображення сенсорної структури на основі глибокого p - n -переходу

чини змін спектральних характеристик фотоструму в короткохвильовій області спектра, відповідні змінам параметра s , суттєво відрізняються для “глибокого” ($d = 100$ мкм) та “мілкового” ($d = 1$ мкм) переходу.

Зауважимо, що довжина дифузії дірок становить 90 мкм в обох випадках, інші параметри структур ідентичні. Як випливає з аналізу кривих на рис. 1, відносні зміни фотоструму є більш суттєвими для “глибокого” переходу. Цей ефект виявляється саме для довжин хвиль із області сильного поглинання в кремнії, коли коефіцієнт поглинання $\alpha(\lambda)$ становить $10^5 - 10^3$ см $^{-1}$, а глибина проникнення світла 0,1–10 мкм. Параметри p -області бази практично не впливають на формування фотоструму переходу, оскільки основна фотогенерація відбувається у верхньому шарі. Наприклад, для довжини хвилі $\lambda = 500$ нм величина $i(s_1)/i(s_2)$ ($s_1 = 10^2$ см/с, $s_2 = 10^5$ см/с) більша у 10 разів, для $\lambda = 400$ нм у 16. Отриманий результат можна пояснити тим, що для “глибокого” переходу область поглинання світла та область сильного електричного поля розділені просторово, а більша частина носіїв генерується поблизу освітлюваної поверхні. Фотострум, який колектує p - n -перехід, як відомо, пропорційний градієнту концентрації нерівноважних дірок в площині, яка відповідає границі квазінейтральної області з областю просторового заряду, причому концентрація дірок в цій площині близька до нуля внаслідок дії електричного поля області просторового заряду. Стационарний розподіл фотогенерованих дірок формується внаслідок дії двох протилежно направлених дифузійних потоків: до освітлюваної поверхні

та до області просторового заряду. Саме параметр швидкості поверхневої рекомбінації визначає особливості розподілу концентрації фотогенерованих дірок в такій ситуації. Тому й величина фотоструму суттєво залежить від рекомбінаційних властивостей поверхні у випадку “глибокого” переходу.

На рис. 2 наведено схематичне зображення сенсорної структури на основі глибокого переходу p - n -переходу. Як вже відзначалося у вступній частині, сигналом такого сенсора є фотострум, який залежить від концентрації молекул аналіту через зміни рекомбінаційних параметрів поверхні. Експериментально показано, що зміни швидкості поверхневої рекомбінації внаслідок адсорбції полярних молекул на поверхні германію можуть становити 1–2 порядки [12, 13]. Тому в подальших міркуваннях розглядатимемо саме такі діапазони змін швидкості рекомбінації $s_1 - s_2$ (початкове значення s_1 можна прийняти на рівні $10^2 - 10^3$ см/с). Запропонована сенсорна структури повинна забезпечувати максимальні зміни фотоструму внаслідок зміни швидкості поверхневої рекомбінації, а тому необхідно визначити оптимальні параметри p - n -переходу (глибину d , довжину дифузії дірок, профіль легування) та оптимальні умови освітлення (довжину хвилі). З міркувань зручності, доцільно оцінювати відносну зміну фотоструму $i(s_1)/i(s_2)$, до і після адсорбції молекул аналіту.

Розрахуємо відношення фотострумів як функцію глибини переходу $i(s_1)/i(s_2) = f(d)$. У випадку рівномірного розподілу домішок в освітлюваній області, фотострум можна визначити на основі точних розв’язків дифузійно-дрейфових рівнянь. Вираз для фотоструму, який виникає в n -області переходу запишемо у вигляді [14]:

$$i(s) \simeq \frac{e F \alpha l}{\alpha^2 l^2 - 1} \times \left(\frac{\left(\frac{s l}{D}\right) + \alpha l - \exp(-\alpha d) \left[\left(\frac{s l}{D}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d}{l}\right) + \operatorname{sh}\left(\frac{d}{l}\right) \right]}{\left(\frac{s l}{D}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d}{l}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{d}{l}\right)} - \alpha l \exp(-\alpha d) \right), \quad (1)$$

де D – коефіцієнт дифузії дірок, F – спектральна густина потоку квантів. У випадку сильного поглинання $\alpha(\lambda)l \gg 1$, $\alpha(\lambda)d \gg 1$, величина фотоструму визначається виключно поглинанням у приповерхневому шарі, тому з формули (1)

отримуємо

$$i(s) \simeq \frac{1 + \frac{S}{\alpha(\lambda)D}}{s \frac{l}{D} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{l}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{d}{l}\right)}, \quad (2)$$

отже для відношення фотострумів маємо вираз:

$$\frac{i(s_1)}{i(s_2)} = \frac{1 + \frac{s_1}{\alpha(\lambda)D}}{s_1 \frac{l}{D} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{l}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{d}{l}\right)} \cdot \frac{s_2 \frac{l}{D} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{l}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{d}{l}\right)}{1 + \frac{s_2}{\alpha(\lambda)D}}. \quad (3)$$

На рис. 3 наведено залежності відношень $i(s_1)/i(s_2)$ від глибини переходу, коли величини поверхневої рекомбінації становлять $s_1 = 10^3$ см/с та $s_2 = 10^5$ см/с. Параметрами цих кривих є довжина хвилі ($\lambda = 620$ нм, 500 нм, 400 нм) та довжина дифузії дірок ($l = 150$ мкм, 90 мкм, 50 мкм).

З отриманих даних випливає, що оптимальна, з точки зору сенсорного застосування, товщина n -області визначається довжиною дифузії. Для фіксованої довжини хвилі, більший дифузійний довжині відповідає більше відношення фотострумів. У випадку, коли товщина n -області перевищує дифузійну довжину, спостерігаємо насичення залежностей $i(s_1)/i(s_2) = f(d)$. Водночас, із збільшенням коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ (із зменшенням довжини хвилі), збільшується локалізація фотогенерованих носіїв поблизу освітлюваної поверхні, що веде до зростання корисного сигналу сенсорної структури.

Проаналізуємо випадки рівномірного та нерівномірного легування в освітлюваній області. Для нерівномірного профілю легування розрахунок фотострумів ускладнюється, оскільки необхідно взяти до уваги залежність від координати коефіцієнта дифузії та рухливості неосновних носіїв. На рис. 4 проілюстровано залежності відношень $i(s_1)/i(s_2)$ від глибини переходу $i(s_1)/i(s_2) = f(d)$, отримані за допомогою числового моделювання. Криві 1, 2, 3 та 5, 6, 7 на цьому рисунку відповідають рівномірному профілю легування (довжина дифузії, визначена за допомогою PC-1D, становила, відповідно, 100 мкм, 75 мкм та 40 мкм), а криві 4 та 8 нерівномірному. Збільшення глибини переходу, в усіх випадках, веде до поступового зростання відношення фотострумів із насиченням. Максимальне значення $i(s_1)/i(s_2)$ можна отримати у випадку найнижчого рівномірного легування (криві 1 та 5), що відповідає найбільшій довжині дифузії дірок. У випадку нерівномірного експоненційного розподілу (криві 4 та 8), величина $i(s_1)/i(s_2)$ зростає

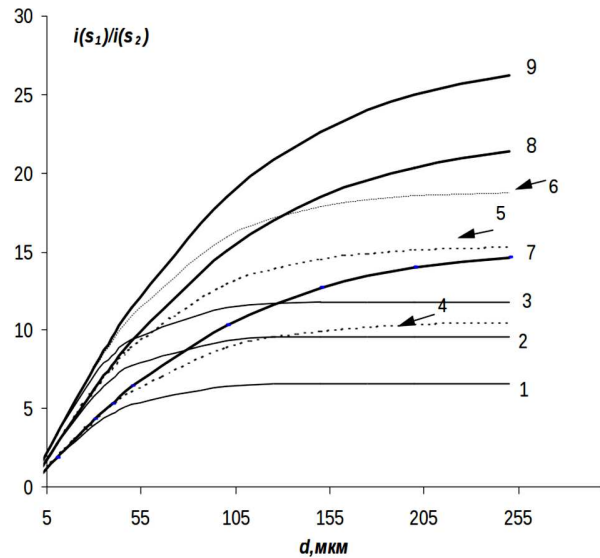


Рис. 3. Відношення фотострумів $i(s_1)/i(s_2)$ як функція глибини переходу d для довжини хвилі $\lambda = 620$ нм – 1, 4, 7; $\lambda = 520$ нм – 2, 5, 8; $\lambda = 400$ нм – 3, 6, 9; криві 1, 2, 3 довжина дифузії – 150 мкм, криві 4, 5, 6 довжина дифузії – 90 мкм, криві 7, 8, 9 довжина дифузії – 50 мкм; $s_1 = 10^3$ см/с $s_2 = 10^5$ см/с

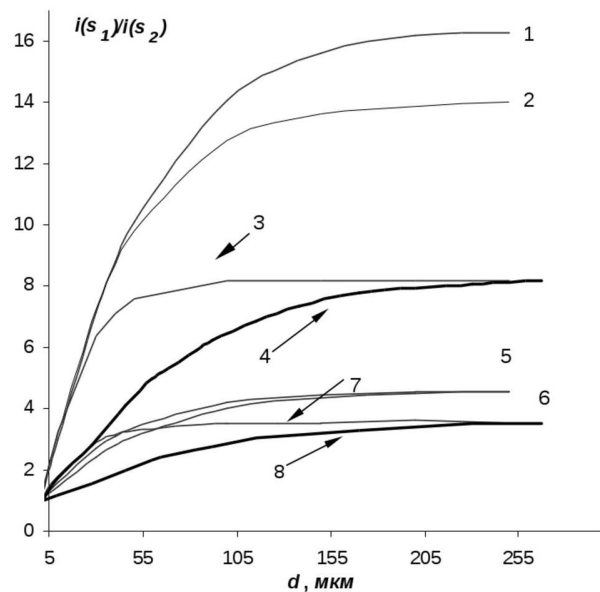


Рис. 4. Відношення фотострумів $i(s_1)/i(s_2)$ для довжини хвилі $\lambda = 620$ нм: 1, 5 – рівень легування n -області 10^{16} см $^{-3}$; 2, 6 – 10^{17} см $^{-3}$; 3, 7 – 10^{18} см $^{-3}$; 4, 8 – експоненційний профіль з максимальним значенням 10^{18} см $^{-3}$ поблизу освітлюваної поверхні; $s_1 = 10^3$ см/с $s_2 = 10^4$ см/с для 1, 2, 3, 4; $s_1 = 10^2$ см/с $s_2 = 10^3$ см/с для 5, 6, 7, 8

більш повільно, внаслідок існування вбудованого електричного поля, яке “відштовхує” неосновні носії від поверхні та зменшує вплив рекомбінаційних процесів. Так, у порівнянні з випадком рівномірного розподілу (криві 3 та 7) та за умови рівних концентрацій домішок, близьку за значенням величину $i(s_1)/i(s_2)$ можна отримати тільки для суттєвих товщин освітлюваної області – 200–250 мкм. Використання переходів такої глибини для сенсорних структур не є оптимальним, оскільки абсолютна величина фотоструму суттєво зменшується і реєстрація фотоструму утруднюється. Зауважимо, що глибину переходу для кремнієвих фотоперетворювачів вибирають з міркувань повнішого використання спектра сонячного світла в короткохвильовій області спектра та оптимізації послідовного опору емітерного шару. Типові значення цього параметра для сонячних елементів, як відомо, дорівнюють 0,3–0,5 мкм. Фактор нерівномірного легування в такому випадку дозволяє зменшити вплив поверхневої рекомбінації.

З наведеного розгляду випливає, що для отримання максимальної зміни фотоструму внаслідок зміни швидкості поверхневої рекомбінації в сенсорній структурі необхідно вибирати глибокий перехід із великою дифузійною довжиною пластини та рівномірним профілем легування в освітлюваній області. Оптимальна глибина p - n -переходу близька до дифузійної довжини. Наведені міркування показують принципову можливість зміни області застосування кремнієвого переходу від фотоперетворювача до сенсорної структури.

Розглянемо механізми, які пов'язують процеси адсорбції із змінами швидкості поверхневої рекомбінації на робочій поверхні кремнієвої сенсорної структури. Адсорбція полярних молекул, як відомо, відбувається із виникненням та закріпленням своєрідних електричних диполів на поверхні [12, 13]. Відповідно, локальний вплив електричного поля в приповерхневій області може викликати зміни енергетичного положення рекомбінаційних рівнів, зміни їх концентрації, перерізів захоплення та зміни приповерхневого вигину зон. Додатковим фактором зміни вигину зон може бути захоплення або інжекція електронів з об'єму напівпровідника у випадку хімічної адсорбції. Модельні уявлення про зв'язок поверхневої рекомбінації із вигином зон розвинуті в теорії Стівенсона-Кейса та її ускладнених модифікаціях, які вра-

ховують випадки багатозарядних центрів рекомбінації, центрів із неперервним розподілом енергій в забороненій зоні, випадок високого рівня інжекції та ін. [15–17]. В рамках таких теорій зазвичай розглядають ефективну швидкість поверхневої рекомбінації, віднесену до площини, яка відповідає межі поверхнева область просторового заряду – квазінейтральна область. Залежність швидкості поверхневої рекомбінації від вигину $s(Ys)$ зон має чіткий максимум у випадку близьких величин приповерхневих концентрацій та області різкого спадання для вигинів зон, які відповідають режимам акумуляції або збіднення [18]. Основним критерієм коректного застосування поняття ефективної швидкості поверхневої рекомбінації є наближення рівноваги між поверхнею та квазінейтральним об'ємом напівпровідника або так зване наближення “безградієнтних квазірівнів Фермі” (на практиці це означає, що довжина дифузії повинна значно перевищувати розміри приповерхневої області просторового заряду). Ця умова виконується для кремнію в широкому діапазоні параметрів [15, 16]. Підсумовуючи, можна виділити такі основні випадки: 1) внаслідок адсорбції відбувається зміна початкового вигину зон, яка викликає перехід в режим акумуляції або збіднення; ефективна рекомбінація при цьому зменшується внаслідок дефіциту носіїв відповідного знака (або, навпаки, зміна початкового вигину зон викликає перехід від режиму акумуляції або збіднення до режиму близьких приповерхневих концентрацій носіїв; ефективна рекомбінація при цьому збільшується); 2) внаслідок адсорбції відбувається зміна концентрації центрів рекомбінації, що змінює швидкість рекомбінації у максимумі кривої $s(Ys)$; 3) внаслідок адсорбції відбувається зміна перерізів захоплення рекомбінаційних центрів та відповідний зсув максимуму відносно попередніх значень Ys . Очевидно, що для реальної поверхні сенсорної структури можлива одночасна або вибіркова реалізація таких впливів.

3. Експериментальні результати дослідження чутливості сенсорних структур на основі “глибокого” кремнієвого p - n -переходу

На рис. 5 наведено функції поверхневого (2D) розподілу фотоструму глибоких p - n -переходів в

умовах контакту з деякими полярними речовинами. Значення функції 2D розподілу в кожній точці поверхні було представлено як відношення наведеного фотоструму в умовах контакту з певною речовиною та фотоструму в умовах контакту з повітрям (вільна поверхня). Такий підхід дозволяє порівнювати зміни сенсорного сигналу з урахуванням неоднорідного розподілу вигину зон на поверхні. Освітлювана поверхня була вільною від металізації. Частина її була вкрита тонкими (до 100 нм) смужками плівки SiN_x для дослідження селективності сенсорного відгуку в умовах штучно створеної неоднорідності, рис. 5 (вставка) [19, 20]. Контакт з аналітом, таким чином, мав місце з поверхнею кремнію та із смужками SiN_x . Поверхня структури опромінювалася світлом з довжиною хвилі $\lambda = 532$ нм із використанням напівпровідникового лазера з акустoeлектричною системою позиціонування [21].

В нашому випадку було використано монокристалічні кремнієві пластини, призначені для виготовлення промислових сонячних елементів. На відміну від сонячного елемента, у випадку реалізації сенсорної схеми, освітлювати структуру слід зі сторони бази (легування базової області помірного, що зумовлює питомий опір близько 1 Ом·см). Глибина переходу становила 250 мкм, довжина дифузії неосновних носіїв близько 200 мкм, профіль легування рівномірний. Відповідно до теоретичного розгляду, фотострум суттєво залежить від величини ефективної швидкості рекомбінації в таких структурах. З іншого боку, зміни рекомбінаційних параметрів поверхні (як то вигин зон, спектр електронних станів, перерізи, захоплення та ін.) впливають на фотострум в тій мірі, в якій вони визначають зміни швидкості поверхневої рекомбінації. Неоднорідність функцій розподілу на рис. 5, очевидно, пов'язана з неоднорідним розподілом дефектів на поверхні пластини.

Як впливає з аналізу експериментальних даних, фотострум для кожної з трьох полярних речовин змінюється по-різному у порівнянні з випадком опромінювання вільної від аналізу поверхні. Очевидно, що такі зміни фотоструму можна пояснити лише змінами рекомбінаційних характеристик освітлюваної поверхні в умовах адсорбції (об'ємні параметри переходу очевидно не змінюються). Можна припустити, що контакт з

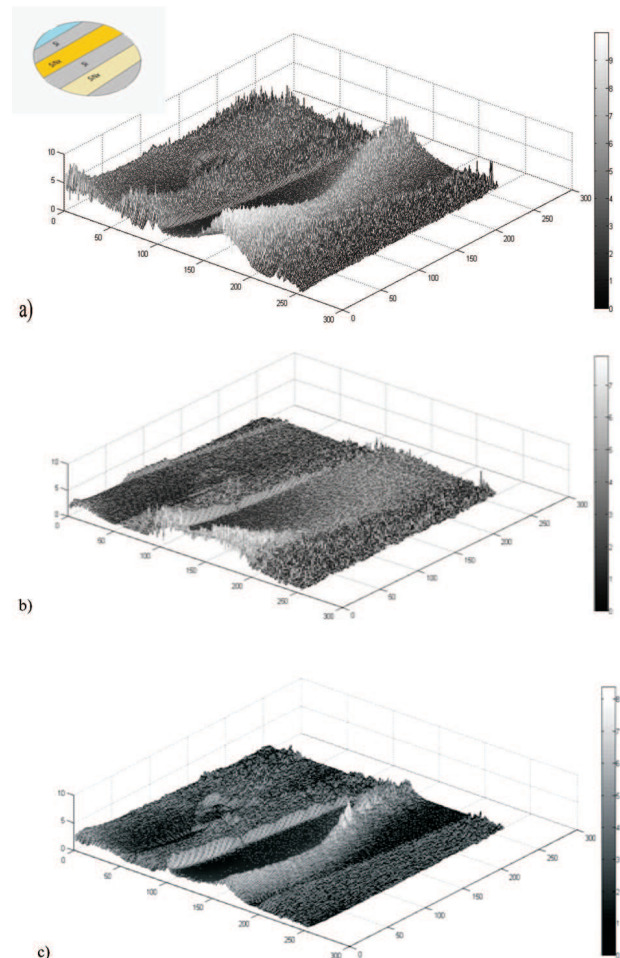


Рис. 5. Функції (2D) розподілу фотоструму глибоких p - n -переходів в умовах контакту поверхні з деякими полярними речовинами: *a* – етанол; *b* – ізопропіловий спирт; *c* – вода. На вставці подано зображення поверхні глибокого p - n -переходу з тонкими плівками SiN_x

кожною з трьох досліджуваних речовин приводить до різних змін при поверхневого вигину зон U_s (у порівнянні з вільною від аналізу поверхнею). Зв'язок між змінами фотоструму та адсорбцією аналіту на робочій поверхні слід, таким чином, розглядати в рамках зміни ефективної швидкості поверхневої рекомбінації s . Зауважимо, що для областей поверхні, вкритих плівкою SiN_x , спостерігається певне збільшення сенсорного сигналу. Детальний аналіз причин цього ефекту може бути предметом подальших досліджень. Можна лише припустити, що у випадку високої концентрації поверхневих станів на крем-

нієвій поверхні відбувається своєрідна “фіксація” рівня Фермі поблизу поверхні і вплив адсорбції не призводить до значних змін початкового вигину зон. Плівка SiN_x частково пасивує ці поверхневі стани на кремнієвій поверхні, що і забезпечує збільшення чутливості. Іншою імовірною причиною може бути вплив мікрорельєфу поверхні плівки SiN_x .

Як впливає з експерименту, характер поверхневого розподілу сенсорного сигналу різний для кожної з досліджуваних речовин. Як вже відзначалося, ці розподіли фотоструму одержано шляхом ділення розподілу у присутності певної речовини на відповідний розподіл в атмосфері повітря. Той факт, що представлені розподіли різні, говорить саме про те, що сенсорна структура проявляє селективність. Це дозволяє припустити, що запропоновані структури придатні для створення складних сенсорних систем типу електронний ніс або електронний язик [19]. Зауважимо, що для даних речовин у циклі з п'яти вимірів спостерігається хороша відтворюваність результатів.

Фотоелектричний принцип перетворення, як вже відзначалося, використовують у потенціометричних сенсорах із світловою адресацією, однак у випадку запропонованих структур його застосування має певні особливості і переваги. По-перше, означена структура дозволяє виконувати виміри сенсорного сигналу без прикладання зовнішньої напруги (або за таких напруг, коли поблизу поверхні виникає область акумуляції та безпосередньо в газових середовищах). По-друге, відпадає необхідність використання тільного освітлення, основного та референтного електрода. Інформація, що одержана за допомогою запропонованої сенсорної структури, базується на принципово інших фізичних засадах у порівнянні з відомими сенсорними структурами (FET, LAPS). Це покращує можливість розпізнавання речовин у випадку використання сенсора в системі електронного носу. Крім того, запропонована сенсорна структура може з часом знайти і свої особливі області застосування. Відзначимо, що адсорбційну ефективність запропонованої сенсорної структури можна збільшити, створюючи на поверхні переходу тонкі шари із розвинутою поверхнею (наприклад, шари поруватого кремнію або шари інших нанокристалічних матеріалів).

4. Висновки

Проаналізовано можливість використання глибокого кремнієвого p - n -переходу для створення ефективної сенсорної структури. На основі числових розрахунків показано, що в умовах опромінення світлом з області сильного поглинання фотострум глибокого кремнієвого переходу суттєво залежить від рекомбінаційних характеристик та зарядового стану поверхні у випадку оптимальних параметрів переходу. **Визначено, що більший довжині дифузії в освітлюваній області відповідають більші зміни фотоструму при адсорбції на робочій поверхні.** Оптимальна глибина переходу для сенсорної структури повинна бути близькою до довжини дифузії або перевищувати її, профіль легування доцільно вибирати рівномірним. Запропоновано фізичні механізми, які можуть пов'язувати зміни ефективної швидкості рекомбінації із процесами адсорбції полярних молекул. Експериментально показано, що зміни фотоструму означених сенсорних структур пов'язані із зміною рекомбінаційних характеристик поверхні структури внаслідок її контакту з різними аналітами. Продемонстровано придатність такої структури для створення хімічних сенсорів із функцією селективності.

1. P. Bergveld. The impact of MOSFET-based sensors. *Sensors and Actuators* **8** (2), 109 (1985) [DOI: 10.1016/0250-6874(85)87009-8].
2. S.M. Sze. *Semiconductor Sensors* (Wiley, 1996) [ISBN: 978-0471546092].
3. L. Ristic. *Sensor Technology and Devices* (Artech House, 1994) [ISBN: 0-89006-532-2].
4. V.G. Litovchenko, T.I. Gorbanyuk, V.S. Solntsev, A.A. Evtukh. Mechanism of hydrogen, oxygen and humidity sensing by Cu/Pd-porous silicon-silicon structures. *Appl. Surf. Sci.* **234**, 262 (2004) [DOI: 10.1016/j.apsusc.2004.05.146].
5. V.G. Litovchenko, T.I. Gorbanyuk, A.A. Efremov, A.A. Evtukh, D. Schipanski. Investigation of MIS gas sensitive structures with Pd and Pd/Cu metal layers. *Sensors and Actuators A* **74**, 233 (1999) [DOI: 10.1016/S0924-4247(98)00314-8].
6. G.J. Li, X.H. Zhang, S. Kawi. Relationships between sensitivity, catalytic activity, and surface areas of SnO_2 gas sensors. *Sensors and Actuators B* **60**, 64 (1999) [DOI: 10.1016/S0925-4005(99)00245-2].
7. S. Pitcher, J.A. Thiele, H. Ren, J.F. Vetelino. Current/voltage characteristics of a semiconductor metal oxide gas sensor. *Sensors and Actuators B* **93**, 454 (2003) [DOI: 10.1016/S0925-4005(03)00166-7].

8. P. Feng, F. Shao, Y. Shi, Q. Wan. Gas sensors based on semiconducting nanowire field-effect transistors. *Sensors* **14**, 17406 (2014) [DOI: 10.3390/s140917406].
9. T. Wagner, M.J. Schoning. Chapter 5. Light-addressable potentiometric sensors (LAPS): Recent trends and applications. *Electrochemical Sensor Analysis* **49**, 87 (2007) [DOI: 10.1016/S0166-526X(06)49005-X].
10. S.V. Litvinenko, A.V. Kozinetz, V.A. Skryshevsky. Concept of photovoltaic transducer on a base of modified $p-n$ junction solar cell. *Sensor and Actuators A* **224**, 30 (2015) [DOI: 10.1016/j.sna.2015.01.014].
11. O.V. Kozynets, S.V. Litvinenko. Physical properties of sensor structures on the basis of silicon $p-n$ junction with interdigitated back contacts. *Ukr. J. Phys.* **57**, 1234 (2012).
12. Ю.В. Новотницький, М.И. Синюков. *Поверхностные свойства полупроводников* (Издательство Академии наук, 1962), с. 69.
13. И.Г. Неизвестный. *Поверхностные свойства полупроводников* (Издательство Академии наук, 1962), с. 78.
14. С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (Мир, 1984).
15. A.P. Gorban, V.P. Kostylov, A.V. Sachenko, A.A. Serba, I.O. Sokolovsky. Impact of excess charge carrier concentration on effective surface recombination velocity in silicon photovoltaic structures. *Ukr. J. Phys.* **51**, 598 (2006).
16. А.В. Саченко, О.В. Снитко. *Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников* (Наукова думка, 1984).
17. А.В. Ржанов. *Электронные свойства поверхности полупроводников* (Наука, 1971).
18. Г.П. Пека. *Физические явления на поверхности полупроводников* (Вища школа, 1984).
19. S.V. Litvinenko, D. Bielobrov, V. Lysenko, T. Nychporuk, V.A. Skryshevsky. Might silicon surface be used for electronic tongue application? *ACS Appl. Mater. Interfaces* **6**, 18440 (2014) [DOI: 10.1021/am5058162].
20. S.V. Litvinenko, D. Bielobrov, V. Lysenko, V.A. Skryshevsky. Optical addressing electronic tongue based on low selective photovoltaic transducer with nanoporous silicon layer. *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 374 (2016) [DOI: 10.1186/s11671-016-1589-0].
21. S. Litvinenko, L. Ilchenko, A. Kaminski, S. Kolenov, A. Laugier, E. Smirnov, V. Strikha, V. Skryshevsky. Investigation of the solar cell emitter quality by LBIC-like image techniques. *Mat. Sci. Eng. B* **71**, 238 (2000) [DOI: 10.1016/S0921-5107(99)00382-7].

Одержано 27.11.16

A.V. Kozinetz, S.V. Litvinenko, V.A. Skryshevsky

PHYSICAL PROPERTIES OF SILICON
SENSOR STRUCTURES WITH PHOTOELECTRIC
TRANSFORMATION ON THE BASIS
OF “DEEP” $p-n$ -JUNCTION

S u m m a r y

A capability to produce effective sensor structures on the basis of “deep” silicon junction has been substantiated. If the incident light is strongly absorbed by this junction, the photocurrent through it is shown to substantially depend on the recombination characteristics and the charge state of the illuminated surface, provided that the junction parameters are optimal. The depth of the illuminated region is demonstrated to exceed the diffusion length of minority charge carriers. It is found that the larger diffusion length of minority charge carriers corresponds to stronger changes of the photocurrent generated by the illuminated surface area. A possibility to transform the junction from a photodetector into an effective chemical sensor is verified by numerical calculations. The physical mechanisms relating the changes in the effective surface recombination rate and the absorption of polar molecules are discussed. The sensor properties of suggested silicon junctions are analyzed for a number of analytes. Their suitability for the creation of selective chemical sensors (electronic noses) is demonstrated experimentally.