

ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА ДИНАМІЧНУ АКУСТОДЕФЕКТНУ ВЗАЄМОДІЮ У КРЕМНІЄВИХ СОНЯЧНИХ ЕЛЕМЕНТАХ

О.Я. ОЛІХ

УДК 534.29
© 2010

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601)

У роботі експериментально досліджено вплив ультразвуку на довжину дифузії електронів та струм короткого замикання кремнієвих сонячних елементів у динамічному режимі. Проаналізовано зміни особливостей акустоіндукованого впливу після модифікації напівпровідникових структур шляхом нейтронного опромінення. Показано, що причинами ефектів, які спостерігаються, може бути оборотна перебудова дефектних комплексів в ультразвуковому полі.

1. Вступ

Як відомо, ультразвук (УЗ) активно взаємодіє з дефектами кристалічної ґратки за рахунок пов'язаних з ними пружних та електричних полів [1–6]. Внаслідок цього результатом впливу акустичних хвиль може бути поява нових (чи суттєва модифікація існуючих) властивостей у напівпровідникових кристалах, структурах чи приладах. Тобто УЗ може використовуватися як активний інструмент так званої інженерії дефектів – фізико-технологічного напрямку, який активно розвивається останнім часом [7]. Зокрема, досить перспективним є створення за рахунок контрольованого та динамічного формування активних центрів та нанокластерів елементної бази електроніки нового покоління.

Водночас питання акустодефектної взаємодії у напівпровідниках типу кремнію та германію вивчено недостатньо: не існує не тільки повної теорії цього явища, але й достатньої кількості експериментальних даних, які дозволяли б точно передбачити ха-

рактер акустоіндукованих змін властивостей матеріалу. З іншого боку, зрозуміло, що визначальними для подібних явищ будуть, поряд із параметрами УЗ хвиль, властивості дефектної підсистеми кристала. Одним із добре вивчених інструментів впливу на цю підсистему є радіаційне опромінення матеріалу. Тому для отримання нової інформації, яка б дозволила підвищити розуміння процесів, що відбуваються у напівпровідникових кристалах під час поширення УЗ, видається слушним порівняти особливості акустоіндукованих явищ у структурах, дефектний склад яких відрізняється завдяки радіаційному опроміненню, зокрема нейтронному.

Дану роботу присвячено експериментальному вивченню впливу УЗ на параметри (струм короткого замикання, довжину дифузії електронів) кремнієвих сонячних елементів до і після їх модифікації шляхом нейтронного опромінення. На відміну від переважної більшості присвячених акустоіндукованим явищам у напівпровідниках робіт, де розглядаються незворотні (статичні) зміни властивостей кристалів чи структур внаслідок УЗ-обробки, об'єктом нашого дослідження були динамічні (оборотні) ефекти, які виникали лише під час УЗ-навантаження (УЗН) і зникали після його припинення. Тобто фактично досліджено можливість динамічного акустокерування роботою фотоелектричного перетворювача. Також у роботі проведено аналіз можливих механізмів акустоіндукованих явищ у неопромінених та нейтронно-опромінених структурах.

2. Зразки та методика досліджень

2.1. Зразки

Сонячні елементи (СЕ) складалися з підкладки Cz-*p*-Si, легованої бором ($p = 1,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), товщиною $d_p = 300 \text{ мкм}$, на поверхні якої шляхом імплантації іонів фосфору створено шар товщиною $d_n \approx 0,5 \text{ мкм}$ з електронною провідністю ($n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$). На поверхнях СЕ було нанесено алюмінієві контакти: суцільний на *p*-області та контактна сітка на *n*-області. Площа зразків S дорівнювала приблизно 1 см^2 .

Частину структур опромінено реакторними нейтронами з широким енергетичним спектром (Інститут ядерних досліджень НАН України), загальний флюенс становив $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для позначення неопромінених сонячних елементів у роботі використовуватимуть літеросполучення SCO, опромінених – SCN.

2.2. Методика вимірювань

Під час досліджень структури розміщували у камері (рис. 1) і проводили вимірювання їх вольт-амперних характеристик (ВАХ). Для цього використовували спеціальну комп'ютерно-керовану установку на основі аналого-цифрового перетворювача ADA-1282, яка дозволяла вимірювати прямі та зворотні гілки ВАХ у діапазоні зміни постійного струму від $3 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-3} А з кроком напруги $0,01 \text{ В}$. Вимірювання проводили в таких умовах:

а) при монохроматичному освітленні зразків із боку *n*-шару. Для цього використовували світло, отримане за допомогою монохроматора УМ-2, з довжиною хвилі λ , що дорівнює 900 або 950 нм . Залежно від умов дослідження інтенсивність освітлення зразка W_{ph} змінювалась у 20 разів. Попереднє калібрування величини W_{ph} здійснено за допомогою германієвого фотодіода 9Э111А;

б) в умовах акустичного навантаження зразків. Для УЗН використовували LiNbO₃ п'єзоелектричні перетворювачі, які дозволяли збуджувати поздовжні хвилі з частотою f_{US} , яка дорівнює $8,0$ або $26,1 \text{ МГц}$. Інтенсивність акустичних хвиль у зразку W_{US} залежить від амплітуди височастотної напруги U_{RF} , яку подавали на п'єзоперетворювач; її величина оцінена за допомогою співвідношення [8] $W_{US} = 4k^2 C_p f_{US} Z_p U_{RF}^2 / Z_{Si} S_p M_0$ (k – коефіцієнт електро-механічного зв'язку, C_p та S_p – ємність та площа п'єзоперетворювача відповідно, Z_p та Z_{Si} – акустичні імпеданси ніобату літію та кремнію, M_0 – коефіцієнт, який визначається частотами резонансу та антирезонансу перетворювача). При оцінюванні інтенсивності

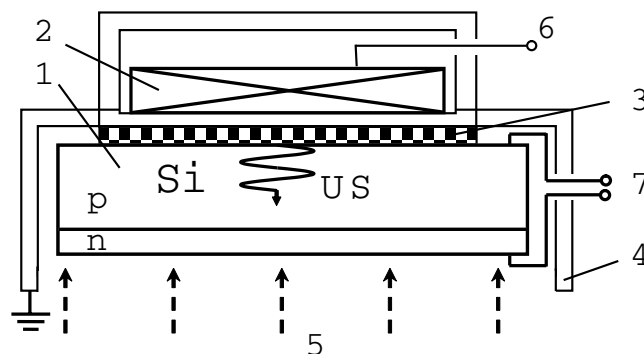


Рис. 1. Схема експериментальної комірки: 1 – СЕ, 2 – п'єзоперетворювач, 3 – діелектричний шар, 4 – екран, 5 – монохроматичне світло, 6 – контакт для подачі височастотної напруги для збудження УЗ, 7 – контакти для виміру ВАХ

враховували, що товщина екрануючого та діелектричного шарів набагато менша за чверть довжини хвилі. У роботі використовували акустичні хвилі з W_{US} до $0,8 \text{ Вт/см}^2$, що відповідає механічному напруженню в УЗ-полі $\sigma_{US} = \sqrt{2W_{US}\rho_{Si}v_{US}} = 5,4 \cdot 10^5 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-2}$ (ρ_{Si} – густина кремнію, v_{US} – швидкість звуку в ньому). Як видно з рис. 1, конструкція камери передбачала екранування п'єзоперетворювача, що забезпечувало електричну незалежність процесів виміру ВАХ та збудження УЗ.

Під час дослідів температуру зразків контролювали за допомогою мідь-константанової терморпари. Нагрів зразків відбувався як під час УЗН, так і за допомогою спеціальних резистивних нагрівачів, не показаних на рис. 1. У другому випадку температура зразків змінювалась у діапазоні $290\text{--}330 \text{ К}$.

2.3. Методика визначення параметрів

На основі вимірювань ВАХ у роботі визначено струм короткого замикання (СКЗ) I_{SC} та довжину дифузії електронів у *p*-області L_n для SCO та SCN в умовах УЗН та при відсутності звуку. СКЗ визначали за стандартною методикою – за перетином ВАХ із віссю струмів. Що ж до L_n , то в цьому випадку використовували процедуру, яка ґрунтується на такому.

У випадку, коли освітлення сонячного елемента здійснюється монохроматичним світлом з боку *n*-шару, а його поглинання відбувається в основному у глибині бази діода (в *p*-області), величина СКЗ описується виразом [9]:

$$I_{SC} = \frac{W_{ph}(1-R)q\beta S\lambda}{hc} \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}, \quad (1)$$

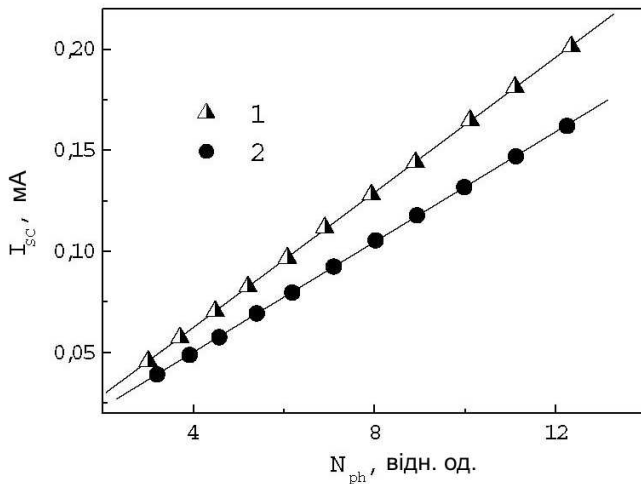


Рис. 2. Залежність струму короткого замикання SCO від кількості фотонів, які падають на одиницю його поверхні за одиницю часу. Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація, λ , нм: 1 – 900, 2 – 950. $T = 290$ К

де R – коефіцієнт відбиття від поверхні зразка, q – елементарний заряд, β – коефіцієнт квантового виходу, h – стала Планка, c – швидкість світла у вакуумі, α – коефіцієнт поглинання світла. Тобто I_{SC} лінійно залежить від кількості фотонів $N_{ph} = W_{ph}\lambda/hc$, які падають на поверхню за одиницю часу

$$I_{SC} = KN_{ph}, \tag{2}$$

де коефіцієнт пропорційності $K = \frac{(1-R)q\beta S\alpha L_n}{1+\alpha L_n}$. Знаючи коефіцієнти K_1 та K_2 для двох близьких довжин хвиль λ_1 і λ_2 , можна визначити величину L_n :

$$L_n = \frac{(K_1\alpha_2)/(K_2\alpha_1) - 1}{\alpha_2(1 - K_1/K_2)}, \tag{3}$$

де α_1 та α_2 – коефіцієнти поглинання для світла з довжиною хвилі λ_1 та λ_2 відповідно; при отриманні виразу (3) вважають, що R та β є однаковими для обох довжин.

У Si при $T = 300$ К для світла з довжиною 900 нм $\alpha_1 \approx 3,06 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$, а для 950 нм $\alpha_2 \approx 1,57 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ [10]. Дані цієї роботи відносяться до власного кремнію, проте враховуючи, що при таких енергіях фотонів наявні міжзонні переходи, а рівень легування недостатній для виродженості напівпровідника, видається виправданим застосовувати ці значення і в нашому випадку. Отже, для обох довжин ефективна глибина поглинання набагато більша як за d_n , так і за ширину p - n -переходу d_{pn} , яка для досліджуваних структур приблизно становить 0,9 мкм. Крім того,

експериментально визначені залежності $I_{SC} = f(N_{ph})$ дійсно є лінійними (див. рис. 2). Таким чином, у нашому випадку використання формули (1) є цілком виправданим. Для даного спектрального діапазону коефіцієнт відбиття досить слабо залежить від довжини хвилі [10, 11], $\beta = 1$ [12]. Це все дає підстави для практичного використання формули (3), і тому в роботі визначення довжини дифузії проводили на основі експериментально виміряних залежностей $I_{SC} = f(N_{ph})$ для довжин хвиль освітлення 900 нм та 950 нм.

Як відомо, при непрямих переходах коефіцієнт власного поглинання залежить від температури; його температурна залежність може бути описана виразом [13]:

$$\alpha \sim \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} C_i A_j \left(\frac{(hc/\lambda - E_{gj}(T) + E_{pi})^2}{\exp(E_{pi}/kT) - 1} + \frac{(hc/\lambda - E_{gj}(T) - E_{pi})^2}{1 - \exp(-E_{pi}/kT)} \right), \tag{4}$$

де $E_{p1} = 1,827 \cdot 10^{-2}$ еВ, $E_{p2} = 5,773 \cdot 10^{-2}$ еВ – частоти Дебая поперечних оптичних та акустичних фотонів відповідно, константи $C_1 = 5,5$; $C_2 = 4,0$; $A_1 = 3,231 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}\text{еВ}^{-2}$, $A_2 = 7,237 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}\text{еВ}^{-2}$; температурну залежність величин $E_{g1}(T)$ та $E_{g2}(T)$ описано виразом

$$E_{gj}(T) = E_{gj}(0) - \frac{\gamma T^2}{T + \beta}, \tag{5}$$

де $E_{g1}(0) = 1,1557$ еВ, $E_{g2}(0) = 2,5$ еВ, $\beta = 1108$ К, $\gamma = 7,021 \cdot 10^{-4} \text{ еВ}\cdot\text{К}^{-2}$ [13]. Розрахунки, проведені з використанням виразу (4), показали, що в діапазоні температур від 290 до 340 К α_1 має змінюватись від $2,99 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ до $3,32 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$, а α_2 – від $1,54 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ до $1,71 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.

3. Отримані результати

Проведені дослідження показали, що при “беззвуківому” нагріванні СЕ (як опромінених, так і неопромінених) спостерігається незначне зростання величини I_{SC} , причому у досліджуваному температурному інтервалі ця залежність лінійна:

$$I_{SC}(T) = I_{SC,0}[1 + \eta(T - T_0)], \tag{6}$$

де $I_{SC,0}$ – СКЗ при температурі $T_0 = 290$ К, η – температурний коефіцієнт; для SCO $I_{SC,0} = 0,16$ мА,

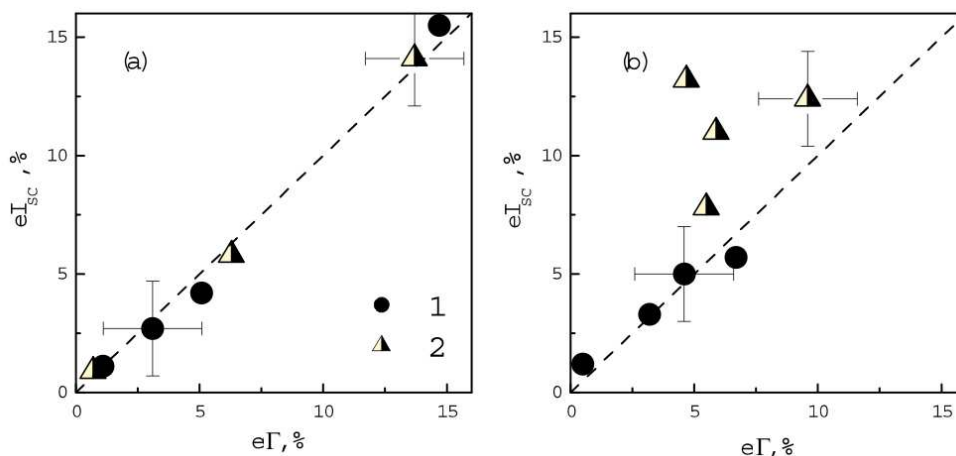


Рис. 3. Діаграми відносних змін струму короткого замикання у порівнянні зі змінами довжини дифузії неосновних носіїв заряду при беззвуковому нагріві (а) та в умовах УЗН (б) у неопромінених (1) та опромінених (2) структурах. I_{SC} визначали для освітлення з $\lambda = 900$ нм

$\eta = 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, для SCN $I_{SC,0} = 0,17$ мА, $\eta = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Зазначимо, що загалом після опромінення величина СКЗ зменшувалась, і тому для підвищення відносної точності її визначення при дослідженні SCN використовували освітлення приблизно вдвічі більше за інтенсивністю, ніж для SCO за однакових усіх інших умов.

У літературі [9] таке зростання СКЗ пов'язують зі збільшенням L_n при підвищенні температури. Для перевірки даної гіпотези в роботі було проведено визначення довжини дифузії у досліджуваному температурному інтервалі. Дійсно, виявилось, що при підвищенні температури величина L_n зростає і збільшення I_{SC} можна практично повністю пояснити саме цим процесом (див. рис. 3,а). На цьому рисунку наведено діаграму, на якій по вертикалі відкладено зміни СКЗ при різних температурах, а по горизонталі – зміни коефіцієнта $\Gamma = \alpha L_n / (1 + \alpha L_n)$, розраховані з використанням значень L_n , визначених для тих самих температур, при яких проводили вимірювання I_{SC} , та з урахуванням температурної залежності коефіцієнта поглинання (4). На рисунку наведено відносні зміни I_{SC} та Γ порівняно зі значеннями цих величин при T_0 . Згідно з (1), якщо R та β слабо залежать від температури, то зміна СКЗ має визначатися саме коефіцієнтом Γ . Дійсно, як для опромінених, так і неопромінених структур зміни I_{SC} та Γ практично однакові – на рис. 3,а точки розташовані дуже близько до діагоналі.

Перед тим, як перейти до розгляду впливу УЗ на величини, які визначались у роботі, підкреслимо, що всі виявлені акустоіндуковані (АІ) зміни параметрів

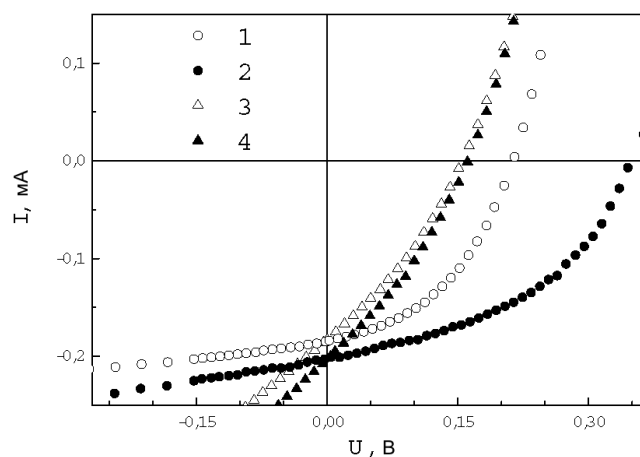


Рис. 4. ВАХ неопромінених (1, 2) та опромінених (3, 4) СЕ в умовах УЗН (2, 4) та без нього (1, 3). T , К: 319 (1, 2), 305 (3, 4); f_{US} , МГц: 8 (2), 26 (4); σ_{US} , $10^5 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-2}$: 5,4 (2), 1,7 (4). $\lambda = 900$ нм, W_{ph} для SCN та SCO різні

були оборотними, тобто після припинення УЗН за час порядку десяти хвилин параметри СЕ поверталися до вихідних значень. Детально дослідити перехідні процеси не вдалося, оскільки час вимірювання ВАХ був співрозмірний з часом релаксації.

В умовах УЗН відбувалася зміна ВАХ як для SCO, так і для SCN-зразків (рис. 4). Зокрема при УЗН спостерігається зростання СКЗ (див. рис. 5). Оскільки при УЗН відбувається певний нагрів зразків, а величина I_{SC} залежить від температури, то як показник АІ впливу розглянуто величину відносної зміни СКЗ $\varepsilon I_{SC} = (I_{SC}^{US} - I_{SC}^T) / I_{SC}^T$, де I_{SC}^{US} – величина СКЗ, ви-

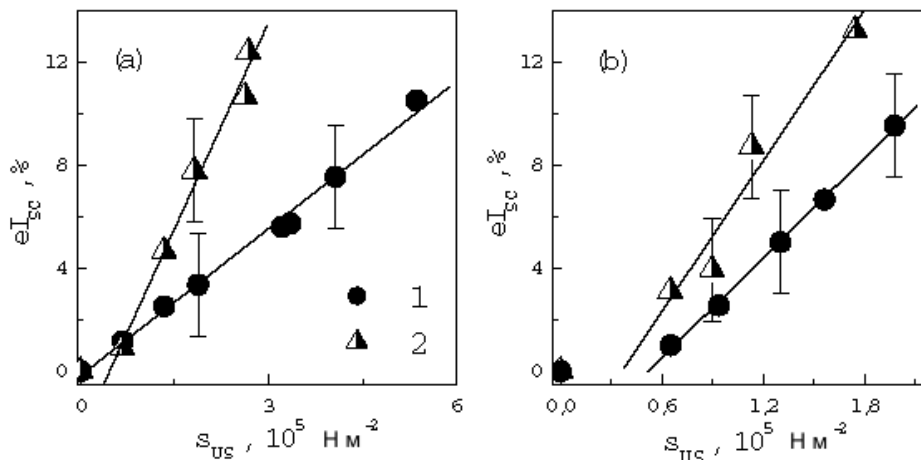


Рис. 5. Залежність акустоіндукованих змін СКЗ від напруги в ультразвуковій хвилі в неопромінених (1) та опромінених (2) структурах. f_{US} , МГц: 8 (а), 26 (б). I_{SC} визначали для освітлення з $\lambda = 900$ нм

міряна під час акустичного навантаження структури приблизно через 40 хв після його початку в усталеному температурному режимі; I_{SC}^T — величина СКЗ за відсутності УЗ в СЕ, коли його температура така ж, як під час УЗН. Спираючись на наведені результати можна виділити такі особливості акустичного впливу на СКЗ: 1) ϵI_{SC} практично лінійно зростає зі збільшенням σ_{US} ; 2) при використанні УЗ більшої частоти спостерігається більш ефективний вплив на СКЗ; 3) в опромінених зразках величина АІ ефекту більша.

Одна з можливих причин АІ збільшення СКЗ — зростання L_n в акустичному полі. Для перевірки цього припущення було проведено виміри довжини дифузії в умовах УЗН. Виявилось, що дійсно під час поширення акустичних хвиль величина L_n більша, ніж при тих самих температурах за відсутності УЗН. АІ зростання довжини дифузії становить величину порядку 100 мкм при найбільших з використовуваних значень σ_{US} і спостерігається як для зразків SCO, так і SCN. До речі, ефекти АІ динамічного збільшення L_n в p-Si спостерігалися і раніше [14].

Як показали оцінки, для неопромінених зразків зростання СКЗ можна практично повністю пов'язати з АІ впливом на довжину дифузії (див. рис. 3, б). Механізм цього явища може бути таким. Відомо, що одним з основних рекомбінаційних центрів, які визначають довжину дифузії неосновних зарядів у Cz-Si:В (матеріалу підкладки СЕ) є домішковий комплекс $V_S O_{2i}$ [15, 16]. Для цього дефекту характерна зарядово-залежна конфігураційна бістабільність: він може знаходитися або в конфігурації $V_S O_{2i}^{sq}$ (більш ймовірній для однократно додатного зарядженого

стану) або в $V_S O_{2i}^{st}$ (яка є більш ймовірною для нейтрального стану комплексу). У роботі [4] показано, що: 1) у структурах, подібних за складом до використаних у даній роботі, присутні саме комплекси $V_S O_{2i}$; 2) в умовах УЗН відбувається зміна рекомбінаційної активності точкових дефектів, зокрема розглянута можливість акустоіндукованої перебудови центра $V_S O_{2i}^{sq}$. На наш погляд, у випадку, який розглядається, під час УЗН відбувається саме така перебудова $V_S O_{2i}^{sq} \rightarrow V_S O_{2i}^{st}$ частини комплексів і яка в подальшому спричинює їх перехід у нейтральний стан; унаслідок цього рекомбінаційна активність $V_S O_{2i}$ зменшується, а L_n та I_{SC} зростають. Як видно з наведених залежностей (рис. 5), ефективність подібної перебудови лінійно залежить від механічного напруження в УЗ хвилі. Збільшення ефективності АІ змін зі зростанням частоти УЗ, яке спостерігається в експериментах, може бути пов'язане з наближенням f_{US} до власних частот коливань домішкового комплексу, тобто відомим резонансним характером акустодфектної взаємодії [5]. Певним аргументом на користь того, що саме перебудова дефектів є причиною АІ змін, показаних на рис. 5, є і досить повільне (протягом десятка хвилин) повернення параметрів до своїх вихідних значень після припинення УЗН.

Водночас дослідження показали, що для нейтронно-опромінених зразків величина зміни СКЗ в умовах УЗН більша, ніж зміни коефіцієнта Γ , пов'язані з АІ зростанням L_n (рис. 3, б). Це свідчить про існування додаткових механізмів впливу УЗ на СКЗ у таких зразках. Як видно з виразу (1), однією з причин

цього може бути зменшення коефіцієнта відбиття від поверхні зразка.

У роботі [6] наведено результати, які свідчать про зменшення R у результаті УЗ обробки кремнію для спектрального діапазону, який використовували в наших дослідках. Проте мусимо зазначити, що цей ефект мав залишковий характер, і автори [6] пов'язували його зі зменшенням концентрації легуючої домішки у приповерхневому шарі напівпровідника внаслідок акустостимульованої дифузії вглиб кристала. У наших експериментах використовували акустичні хвилі значно меншої потужності, ніж в [6] (0,8 та 5 Вт/см² відповідно), і тому акустостимульованої дифузії фосфору не відбувалося, в SCO зразках СКЗ зростає лише за рахунок впливу на довжину дифузії носіїв внаслідок АІ перебудови $V_S O_{2i}$.

Відомо (див., наприклад, [17]), що дефектний склад приповерхневого шару суттєво впливає на процеси відбиття світла. На нашу думку, утворені в результаті нейтронного опромінення дефекти (насамперед вакансії та комплекси, що містять вакансії) є акустоактивними, тобто здатними змінювати свій стан при взаємодії з пружними коливаннями. Зокрема в [1] показано, що в УЗ полі в Cz-Si відбувається динамічна модифікація комплексу вакансія-кисень. Подібна АІ перебудова або зміна заселеності рівнів комплексів під час УЗН і спричиняє зменшення коефіцієнта відбиття і появу додаткового механізму зростання СКЗ. До речі, такі процеси, а саме зменшення до 8% R за рахунок зміни заселеності рівнів у процесі акустичного навантаження спостерігалися раніше в епітаксійних плівках GaAs [18]. Іншою причиною зменшення R може бути певне текстурування поверхні нейтронно-опромінених структур в умовах УЗН.

Таким чином, у результаті нейтронного опромінення може відбуватися зміна просторового розташування області ефективної акустодефектної взаємодії, і дані процеси починають ефективно відбуватися також у приповерхневому шарі напівпровідника.

4. Висновки

У роботі проведено експериментальне дослідження впливу УЗ в динамічному режимі на струм короткого замикання та довжину дифузії неосновних носіїв заряду в неопромінених та нейтронно-опромінених кремнієвих сонячних елементах. Виявлено акустоіндуковане оборотне зростання цих параметрів, дослі-

джено характеру їх залежностей від частоти УЗ та механічного напруження в акустичній хвилі.

Показано, що у неопромінених структурах переважним механізмом зростання СКЗ є збільшення довжини дифузії носіїв заряду, яке, в свою чергу, може відбуватися завдяки перебудові домішкових комплексів $V_S O_{2i}$. У нейтронно-опромінених структурах має місце додатковий механізм акустоіндукованого впливу на СКЗ, який може бути пов'язаний зі зменшенням коефіцієнта відбиття світла від поверхні елемента за рахунок, наприклад, модифікації вакансійних комплексів.

Автор вдячний професору А.В. Саченку за корисні обговорення та зауваження.

1. Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко, А.П. Долголенко, Письма в ЖТФ **32**, 67 (2006).
2. A. Romanyuk, V. Spassov, and V. Melnik, J. Appl. Phys. **99**, 034314 (2006).
3. A. Davletova and S.Zh. Karazhanov, J. Phys. D: Appl. Phys **41**, 165107 (2008).
4. О.Я. Олих, ФТП **43**, 774 (2009).
5. Я.М. Олих, Ю.Н. Шавлюк, ФТТ **38**, 3365 (1996).
6. Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, О.М. Турсункулов, Письма в ЖТФ **28**, 1 (2002).
7. Л.С. Смирнов, ФТП **35**, 1029 (2001).
8. Э. Дьелесан, Д. Руайе *Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов* (Наука, Москва, 1982).
9. А. Фаренбрух, Р. Бьюб *Солнечные элементы. Теория и эксперимент* (Энергоатомиздат, Москва, 1987).
10. M.A. Green and M. Keevers, Progress in Photovoltaics **3**, 189 (1995).
11. H.R. Philipp and E.A. Taft, Phys. Rev. **120**, 37 (1960).
12. В.И. Гаман *Физика полупроводниковых приборов* (Изво Том. ун-та, Томск, 1989).
13. *Practical Handbook of Photovoltaics. Fundamentals and Applications*, edited by T. Markvart and L. Castaner (Elsevier, 2003).
14. О.Я. Олих, ФТТ **44**, 1198 (2002).
15. J. Schmidt, K. Bothe, D. Macdonald, J. Adey, R. Jones, and D.W. Palmer, J. Mater. Res. **21**, 5 (2006).
16. J. Adey, R. Jones, D.W. Palmer, P.R. Briddon, and S. Oberg, Phys. Rev. Lett. **93**, 055504 (2004).
17. В.А. Кизель, *Отражение света* (Наука, Москва, 1973).
18. О.О. Коротченков, О.М. Антонов, УФЖ **39**, 667 (1994).

Одержано 27.10.09

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ НЕЙТРОННОГО
ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ
АКУСТОДЕФЕКТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

О.Я. Олих

Резюме

В работе экспериментально исследовано влияние ультразвука на длину диффузии электронов и ток короткого замыкания кремниевых солнечных элементов в динамическом режиме. Проанализированы изменения особенностей акустоиндуцированного влияния после модификации полупроводниковых структур путем нейтронного облучения. Показано, что причинами наблюдаемых эффектов может быть обратимая перестройка дефектных комплексов в акустическом поле.

FEATURES OF NEUTRON IRRADIATION EFFECT
ON DYNAMIC ACOUSTO-DEFECT INTERACTION
IN SILICON SOLAR CELLS

O.Ya. Olikh

Taras Shevchenko National University of Kyiv
(64, Volodymyrska Str., Kyiv 01601, Ukraine)

S u m m a r y

The effect of ultrasound on the electron diffusion length and the short-circuit current in silicon solar cells operating in the dynamic mode has been studied experimentally. The variations of features of this effect after a modification of semiconductor structures by the neutron irradiation are analyzed. It is shown that a reversible reconstruction of defect complexes in the ultrasound field can be responsible for the effects observed.