

Имя пользователя:
Цареградська Тетяна Фізичний

ID проверки:
1008136724

Дата проверки:
02.06.2021 11:13:08 MSK

Тип проверки:
Doc vs Internet + Library

Дата отчета:
02.06.2021 11:20:15 MSK

ID пользователя:
100002838

Название файла: Литвин(Оліх)

Количество страниц: 32 Количество слов: 5976 Количество символов: 44713 Размер файла: 883.59 KB ID файла: 1008217702

4.2% Совпадения

Наибольшее совпадение: 1.91% с Интернет-источником (<https://referat.co/ref/732968/read?p=2>)

2.36% Источники из Интернета	4	Страница 34
------------------------------	---	-------	-------------

3.85% Источники из Библиотеки	53	Страница 34
-------------------------------	----	-------	-------------

0% Цитат

Исключение цитат выключено

Исключение списка библиографических ссылок выключено

0% Исключений

Нет исключенных источников

Модификации

Обнаружены модификации текста. Подробная информация доступна в онлайн-отчете.

Замененные символы	283
--------------------	-----

ЗМІСТ

Вступ.....	6
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	8
1.1 Одно- та дводіодна моделі сонячних елементів.....	8
1.2 Механізми світлоіндукованої деградації в кристалічних кремнієвих сонячних елементах.....	12
1.3. Вплив домішки заліза на властивості кремнієвих сонячних елементів.....	20
РОЗДІЛ 2. Методика вимірювань та зразки.....	24
2.1. Зразки для досліджень.....	24
2.2. Експериментальна установка та методика вимірювань.....	25
2.3. Методика визначення параметрів.....	27
Розділ 3. Отримані результати.....	29
3.1. Залишкові ефекти впливу інтенсивного освітлення та термообробок.....	29
3.2. Кінетика відновлення світлоіндукованих змін.....	32
3.3. Обговорення природи рекомбінаційних центрів.....	35
Висновки.....	38
Список літератури.....	39

Вступ

Останнім часом людство потребує енергії більше, ніж можуть дати ресурси нашої планети. Зменшення енергетичних ресурсів призводить до різних економічних та політичних конфліктів. Розумним рішенням є перехід на стійку енергетичну систему.

Двома основними джерелами відновлюваної енергії є вітер та сонце. В свою чергу сонячна поділяється на теплову енергію та фотоелектричну. Експерти з питань відновлюваної енергетики вважають, що потужність установок зросте до 80 ГВт (2020 р.), 143 ГВт (2030 р.) і 206 ГВт (2040 р.) [1]

Сонячна фотоелектрика - це найпоширеніша сонячна електрична технологія сьогодні. Сонячні батареї працюють при температурі навколишнього середовища без рухомих частин, і вони дають можливість розподілити генерацію в будь-якому масштабі. Масив сонячних елементів площею 10 м² теоретично не менш ефективний на одиницю площі, ніж масив 10 км², на відміну від теплових генераторів або вітрових генераторів, які втрачають ефективність із зменшенням площі.

Фотоелементи зазвичай називають відповідно до їх первинного світлопоглинаючого матеріалу, тому ми можемо класифікувати технології виробництва. Елементами першого покоління є пластини, які зроблені з кристалічного кремнію. Для перетворення сонячного світла в електричний струм використовують фото перетворювачі на основі напівпровідникових матеріалів. Такі сонячні елементи мають досить високу ціну і ця ціна обумовлена складністю виробництва та вартістю сировини з якої виробляються більшість сонячних елементів з високим показником коефіцієнта корисної дії.

Елементи другого покоління - це тонкоплівкові сонячні елементи, які складаються з напівпровідних плівок, нанесених на скляну, пластикову або металеву підкладку.

Важливою силою фотоелектричної сонячної енергії є те, що її перетворення можна здійснити за допомогою безлічі матеріалів та конструкцій пристроїв і вона може бути використана в різних цілях та ринках збуту. Якщо деякі методи ще не придумані або не досконалі, завжди залишаються інші варіанти і це робить розвиток галузі досить стійким та прогресуючим.[3]

Найбільш популярними є кристалічні кремнієві (близько 80-85% світового ринку). Вони мають високий ККД, порівняно з іншими. Визначальним фактором при виборі матеріалу для фотоелементів – є низька вартість кремнію. Тому вивчення процесів, які відбуваються в монокристалічних кремнієвих сонячних елементах є важливою як науковою, так і практичною задачею.

Метою даної кваліфікаційної роботи є експериментальне вивчення впливу інтенсивного освітлення та термообробок на характеристики типових кремнієвих монокристалічних сонячних елементів та встановлення природи основних рекомбінаційних центрів.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Одно- та дводіодна моделі сонячних елементів.

Кремнієвий сонячний елемент складається з кремнієвої підкладки, нанесених напівпровідникових шарів з провідністю р- та n- типу, які вкриті прозорим верхнім шаром. Завдяки цьому під поверхневим шаром формується р-n-перехід.



Рис. 1.1 Будова сонячного елемента. Рисунок взято з роботи[4].

При потраплянні світла на сонячний елемент, фотони вибивають електрони, які в свою чергу вилітають з атома і потрапляють в n-шар завдяки існуючому електричному полі, при цьому надаючи додаткового негативного заряду n-шару. Вивільняючись, електрон формує дірку, яка переходить в р-шар і надає йому додаткового позитивного заряду. Таким чином формуються електрон-діркові пари. Початкова різниця потенціалів між р- і n-шарами зменшується і в зовнішньому колі з'являється напруга (рис. 1.2б). На n-шар нанесений тонкий металевий контакт, який відповідає за негативний полюс джерела, а на підкладку нанесено суцільний металевий контакт, який контактує з р шаром, і являє собою позитивний полюс джерела.

За допомогою рівняння вольт-амперної характеристики можна визначити величину фото-ЕРС[4]:

$$U = \frac{KT}{e} \ln \left(\frac{I_{ph} - I}{I_s} \right) + 1 \quad (1.1)$$

де I – загальний струм, I_s – струм насичення, а I_{ph} – фотострум, k – стала Больцмана, T – абсолютна температура, e – заряд електрона.

В умовах теплової рівноваги генерація носіїв врівноважується рекомбінацією. Рівноважна концентрація електронів у матеріалі р-типу виражається як швидкість утворення частинки помножена на час життя частинки τ [5]:

$$n^p = G\tau \quad (1.2)$$

З іншого боку, концентрацію електронів можна записати, як [5]:

$$n^p = \frac{n_i^2}{N_A} = G\tau \quad (1.3)$$

$$G = \frac{n_i^2}{\tau N_A} \quad (1.4)$$

G – коефіцієнт теплової генерації.

Для ефективної роботи сонячних елементів необхідне дотримання ряду умов[4]:

- оптичний коефіцієнт поглинання активного шару напівпровідника повинен бути достатньо великим, щоб забезпечити поглинання значної частини енергії сонячного світла в межах товщини шару;
- утворені при освітленні електрони і дірки мають ефективно збиратися на контактних електродах з обох сторін активного шару;
- сонячний елемент повинен мати значну висоту бар'єру в напівпровідниковому переході;
- повний опір, включений послідовно з сонячним елементом (виключаючи опір навантаження) повинен бути малим для того, щоб зменшити втрати потужності (тепло Джоуля) в процесі роботи;
- структура тонкої плівки повинна бути однорідною по всій активній області сонячного елемента, щоб виключити закорочування і вплив шунтуючих опорів на характеристики елемента.

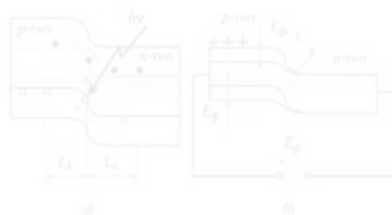


Рис. 1.2 Зонна модель розімкнутого р-п-переходу: а) - в початковий момент освітлення; б) - зміна зонної моделі під дією постійного освітлення і виникнення фото ЕРС. Рисунок взято з роботи[4].

Теорія сонячних елементів передбачає електрично однорідний елемент. В ідеальному випадку, густину струму J можна описати за допомогою рівняння Шоклі[11]:

$$J(V) = J_0 \left(\exp \frac{eV}{kT} - 1 \right) - J_{sc} \quad , \quad (1.5)$$

де V – напруга зміщення(в прямому напрямку), e – заряд електрона, kT – теплова енергія, $kT/e = V_T$ – теплова напруга, J_{sc} – густина струму, що протікає в стані короткого замикання при освітленні.

Проте вольт-амперні характеристики промислових елементів мають значні відхилення від теоретичних. В реальних умовах, необхідно також врахувати послідовний опір R_s , опір шунта R_p і принаймні ще дві складові струму в темряві, які є рекомбінаційним струмом області виснаження. Це можна описати за допомогою дводіодної моделі, яка враховує рекомбінаційні центри у стику сонячних елементів.



Рис. 1.3 Еквівалентна схема дводіодної моделі з паразитним опором R_s і шунтуючим R_{sh} . Рисунок взято з роботи [4].

Перший діод D_1 (рис. 1.3) являє собою «ідеальний» і описує, так званий дифузійний струм, що характеризується густиною струму насичення J_{01} і залежить від об'ємної та поверхневої рекомбінації [6]. Другий діод D_2 – струм рекомбінації, що характеризується густиною струму насичення J_{02} і коефіцієнт ідеальності діода – n_2 . Дифузійний струм протікає за рахунок рекомбінації в базі та емітері, включаючи їх поверхні. Рекомбінаційний струм обумовлений рекомбінацією в області збіднення. Густина струму сонячного елемента описується за допомогою [5]:

$$J(V) = J_{01} \left(\exp \frac{V - R_s J(V)}{V_T} - 1 \right) + J_{02} \left(\exp \frac{V - R_s J(V)}{n_2 V_T} - 1 \right) + \frac{V - R_s J(V)}{R_p} - J_{sc} \quad (1.6)$$

В обмеженому діапазоні зміщення, рівняння 1.3 спрощується, для емпіричної однодіодної моделі[5]:

$$J(V) = J_0^{eff} \left(\exp \frac{V}{n^{eff} V_T} - 1 \right) - J_{sc} \quad (1.7)$$

У рівнянні 1.4 j_0^{eff} відповідає за дифузійний струм, а n^{eff} за рекомбінаційний. Якщо властивості реального елемента підставити у рівняння для кожного значення V , це призведе до залежності коефіцієнта ідеальності від зміщення $n(V)$.

1.2 Механізми світлоіндукованої деградації в кристалічних кремнієвих сонячних елементах

Деградація – це процес погіршення характеристик матеріалу протягом певного часу. В сонячних елементах це проявляється, як зменшення часу життя носіїв.

Світлоіндукована деградація не залежить від довжини світла. У неосвітленому чистому кристалі кремнію світлоіндукованої деградації не спостерігалось. Наслідком деградації є зменшення струму короткого замикання сонячного елемента та напруги холостого ходу, спричиненого посиленням рекомбінації носіїв у об'ємі кристалічного кремнію.

Концентрація дефектів збільшується, зі збільшенням концентрації бору та кисню. Деградація пов'язана з утворенням бор-кисневого комплексу. Вона характеризується швидким початковим спадом, а потім повільним затуханням.

Після додавання домішки міді деградація спостерігалась також в кремнії з домішками фосфору і галію, цей ефект був названий деградацією міжвузольної міді.[6].

Бор-киснева деградація. При спостереженні змін тривалості життя внаслідок освітлення, можна помітити, що вона складається з двох процесів, які описують активацію різних дефектів. Деградація спостерігається як швидке початкове експоненціальне зменшення(центр швидкої рекомбінації (FRC)) часу життя носіїв або ефективності сонячних елементів, після чого відбувається уповільнення розпаду в межах від декількох десятків годин до декількох днів(центр повільної рекомбінації (повільно сформовані ВО дефекти)).

Існує три різні стани деградації у сонячних елементах. У повністю деградованому стані тривалість життя обмежена рекомбінаційно-активними дефектами. Дефект може перейти у відпалений стан шляхом відпалу при підвищених температурах (зазвичай кілька хвилин близько 200 ° C) в темряві. Вимірювання часу життя носіїв заряду в відпаленому стані зазвичай обмежені каналами рекомбінації, які не пов'язані з ВО-деградацією. Третій стан можна отримати, при освітленні зразків при підвищеній температурі. Повністю стабілізований стан характеризується підвищеною тривалістю життя носіїв, які стабільні при освітленні. Це вказує на знижену рекомбінаційну активність.

У формування бор-кисневої деградації спостерігається при надлишковій концентрації носіїв.

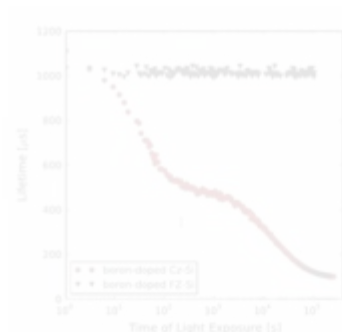


Рис. 1.4 Ефективний термін служби рекомбінації неосновних носіїв як функція часу освітлення у чистих низькоопірних В-легованих Cz-Si та FZ-Si. Рисунок взято з роботи [6].

Швидкість деградації та нормалізовану густину дефектів можна отримати шляхом вимірювання напруги V_{oc} холостого ходу сонячного елемента. Ефективний рекомбінаційний час життя τ_{eff} на рис. 1.4 визначається поверхневим (τ_s), Шоклі-Рід-Холовим (τ_{SRH}), випомінювальним (τ_{rad}) і Оже (τ_{Aug}) часами життя [6]:

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_{eff}} = \Delta n \left[\frac{1}{\tau_s} + \left(\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} \right) \right] \approx \Delta n \left[\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_{Aug}} \right] \approx \Delta n \left[\frac{1}{\tau_s} + \frac{\sigma_n v_n N_t}{1} \right] \quad (1.8)$$

Δn — надлишкова концентрація електронів, σ_n — поперечний переріз захоплення електронів, v_n - середня теплова швидкість електрона, а N_t - густина дефекту.

Густина утворених дефектів N_t за період освітлення t визначається за різницею між швидкістю рекомбінації $R(t)$ та початковою швидкістю рекомбінації $R(0)$ [6]:

$$R(t) - R(0) = \frac{\Delta n}{\tau_n(t)} = \Delta n \sigma_n v_n N_t(t) \quad (1.9)$$

Час поверхневої рекомбінації залишається сталим при освітленні ($\tau_s(t) = \tau_s(0)$), а всі інші дефекти, що мають активну рекомбінацію, нечутливі до

світла. Нормалізовану, густину дефектів можна визначити, як [6]:

$$N_t^k = \frac{\sigma_n \nu_n N_n(t)}{\tau_{eff}(t)} = \frac{1}{\tau_{eff}(t)} - \frac{1}{\tau_{eff}(0)} \quad (1.10)$$

Після тривалого освітлення, $N_t(t)$ наближається до насиченої нормованої щільності дефекту [6]:

$$N_{t,sat}^k(t) = \frac{1}{\tau(\infty)} - \frac{1}{\tau(0)} \quad (1.11)$$

В будь-який момент часу, нормалізовану густину дефектів можна знайти з [6]:

$$N_t^k(t) = N_{t,sat}^k(t) + N_t^k(t) = \frac{1}{\tau(\infty)} - \frac{1}{\tau(t)} \quad (1.12)$$

Швидкість повільної деградації R_{SRC} не залежить від довжини хвилі світла при порівнянні синього (350–550 нм) і червоного (4800 нм), але вона зростає, зі збільшенням інтенсивності. Також вона пропорційна рівноважній концентрації дірок p_0^2 у кремнії з домішками бору або з включеннями фосфору і, було припущено, що може бути пропорційною загальній концентрації дірок p^2 або $p_0 p$ [6].

Енергію активації E_{def} можна отримати шляхом деградації кристалу при різних температурах та застосуванням рівняння Арреніуса до швидкості деградації R_{def} [6]:

$$R_i(T) = k_0 \exp(-E_i/k_B T) \quad (1.13)$$

Швидка деградація пов'язана з енергією активації 0.23 ± 0.02 еВ, а повільна – 0.475 ± 0.035 еВ (36). Енергії активації не залежать від концентрації бору або кисню [6].

Для оцінки енергетичних рівнів рекомбінації використовується інжекційно- та температурно-залежна спектроскопія. Для повільної рекомбінації він становить $E_c - 0.41$ еВ при коефіцієнті поперечного перерізу носія-захоплення $\sigma_n/\sigma_p = 10 \pm 1$. Це значення відповідає вимірам за допомогою перехідної спектроскопії глибокого рівня, при перетині захоплення 10^{17} см² і щільності дефектів 2.5×10^{13} см³. Енергетичний

рівень, при якому відбувається захоплення носіїв, становить: $E_v + 0.37$ eV з $\sigma_p \sim 10^{18} \text{ см}^2$ при щільності дефектів $2 \times 10^{12} \text{ см}^3$.

За допомогою спектроскопії, виявили, що рівень швидкої рекомбінації лежить у межах $E_v + (0.27 \dots 0.77)$ eV при $\sigma_n/\sigma_p = 100 \pm 10$. Рівень домішок (+1/0) при $\sigma_n/\sigma_p = 65 \pm 10$ в p-Si і акцепторний рівень (0/-1) становить $E_v + (0.28 \pm 0.03)$ при $\sigma_n/\sigma_p = 86 \pm 1$ у n-Si[6].

Повна дисоціація швидкої та повільної деградації дефектів відбувається після відпалу при 200°C в темноті. Повільна деградація дефектів відновлюється з енергією активації 1.36 ± 0.06 eV, а відновлення швидкої деградації спостерігається як двоетапний процес з енергіями активації 0.32 ± 0.01 eV та 1.36 ± 0.08 eV.

Відповідно до експериментальних даних, запропонований бор-кисневий комплекс змінювався від B_iO_i до B_sO_{2i} до комбінації $B_sO_{2i}(\text{FRC})$ та B_iO_{2i} (повільно сформовані ВО дефекти). Після вилучення включень КИСНЮ(O_{2i}), Воронков і Фальстер[12] запропонували, що швидка рекомбінація починається з комплексів B_sO_2 , а повільна з X_iB_sO , де X - швидкодіюча міжвузольна домішка з зарядом +1, яка існує переважно в осадженому стані, такому як бор. У цій моделі передбачається, що B_iB_sO утворюється при низьких температурах через дисоціацію B_iO і послідовну реакцію B_i з B_sO . Вважається, що B_iB_sO перебудовується в швидку рекомбінацію під час освітлення, змінюючи стан заряду від 0 до 1. Натомість Мольєр і Лауе[9, 10], запропонували, що деградація зумовлена зміною стану заряду (від +1 до 0 і до -1) акцептора, близького до заміщення, і кремнієвої пари (ASi_{ii}).

У Cz-Si повністю деактивуються метастабільні дефекти за допомогою одночасного освітлення та відпалу при $65\text{--}210^\circ\text{C}$, це явище відоме як регенерація. Під час регенерації метастабільний дефект утворюється протягом перших декількох хвилин освітлення при підвищеній температурі, але потім зникає. Час регенерації може

змінюватись від 10с до декількох годин в залежності від інтенсивності освітлення, температури освітлення і пасивації поверхні. Після оптимізованої регенерації, подальше освітлення не викликає формування дефектів. Однак, відпалювання при 200 ° C протягом 1 год достатньо для повної дестабілізації регенованого часу життя, внаслідок чого знову відбувається повне утворення дефекту при наступному освітленні[6].

Деградація, пов'язана з міддю. Мідь є міжвузольною домішкою, яка проникає у кремній, як позитивно заряджені йони (Cu_i^+). У звичайному та кремнії n-типу, енергія активації дифузії 0.18 ± 0.01 eV. У кремнії p-типу мідні пари з негативно зарядженими акцепторними атомами, формують сполуки CuB, CuGa, CuAl та CuIn. Однак такі пари нестабільні, що призводить лише до зниження ефективної дифузії міді. Cu+ поводить себе, як донор, з енергетичним рівнем $E_c = 0.15$ eV, що може спостерігатись лише в n-Si. Міжвузольна мідь перетворюється в Cu_s займаючи вакансію, вивільняючи енергію 2.5-2.8 eV. Або займаючи місце атома Si з вивільненням енергії 1.2 eV. Світло-індуковане осадження міді відбувається внаслідок того, що Cu_sSi стає нейтральним або негативним під час освітлення, але зміна заряду в міді не може бути виключена[6].

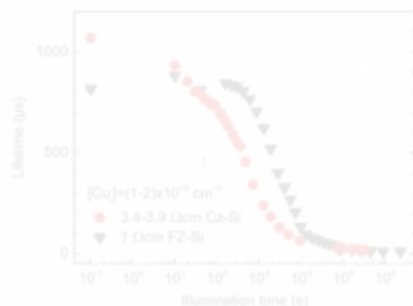


Рис. 1.5 Ефективний час життя рекомбінації неосновних носіїв як функція часу освітлення в окисленому та забрудненому міддю 3,4–3,9 Ом-

см Cz-Si та 1 Ом-см FZ-Si, виміряний за допомогою квазі-стаціонарної фотопровідності (QSSPC) при $0,15 \text{ Вт} \cdot \text{см}^2$. Рисунок взято з роботи [6].

Рис. 1.5 показує вигляд світлоіндукованої деградації і являє собою просту експотенціальну залежність. Швидкість деградації збільшується зі збільшенням температури, інтенсивності освітлення, концентрації міжвузольної міді та густини масової дефектності. Як у В-легованих, так і в легованих галієм кремнії спостерігається, що швидкість деградації зростає зі зменшенням концентрації домішок, що може бути пояснено зменшенням концентрації мідно-акцепторних пар, які потребують дисоціації перед формуванням деградації[6].

У легованому бором кристалі енергія активації складає $0.323 \pm 0.090 \text{ eV}$ у 3.4-3.9 Ом-см і $0.146 \pm 0.025 \text{ eV}$ у 18-24 Ом-см. Енергія активації росте, при збільшенні концентрації бору, що може бути спричинено зменшенням дифузії міді і зростанням концентрації CuB і. При високому опорі кремнію, енергія активації досить низька і близька до енергії внутрішньої дифузії $0.18 \pm 0.01 \text{ eV}$.

У чистому монокристалі кремнію, часткове відновлення тривалості життя спостерігається протягом 2 хв відпалу при 200°C , якщо початкова концентрація менша, ніж 10^{14} см^{-3} . При більшій концентрації відновлення не відбувається[6].

Порівняння деградації бору з киснем і міді. Незважаючи на те, що кремній з низьким опором легований бором є найбільш чутливим матеріалом як для деградації міді, так і для бор-кисневої деградації, ці два ефекти мають декілька відмінних властивостей. Швидкість деградації BO зростає зі збільшенням концентрації дірок, а Cu уповільнюється зі збільшенням концентрації домішок. Енергія активації BO знаходиться в межах $0.475 \pm 0.035 \text{ eV}$, незалежно від концентрації домішок, а енергія активації Cu зростає з підвищенням концентрації бору. Під час відпалу 200°C , BO відновлюється до початкового стану, тоді як пластини з Cu не

виявляють відновлення або лише частково, залежно від початкової концентрації міді. З цього випливає, що VO і Cu є двома різними процесами деградації, що утворюють окремі рекомбінаційно-активні дефекти.

Це дві різні ефекти деградації, але вони можуть виникати одночасно в кремнії сонячних елементів. Відмінності між ними в одній сонячній батареї залишаються складними, оскільки вони викликають експоненціальне зменшення часу життя, а відпал при 200 ° C може вплинути на пасивацію поверхні. У кристалі можна точно діагностувати утворення бор-кисневого комплексу, якщо сонячний елемент показує подвійний експоненціальний розпад, повне відновлення при 200 ° C і повну регенерацію (в оптимізованих умовах). В інших випадках може підозрюватись наявність Cu-LID, але це може бути підтверджено шляхом аналізу початкової концентрації міді або застосуванням методів видалення міді. Тому необхідно визначити додаткові властивості деградації міжвузольної міді, щоб краще розрізнити ці процеси в промислових кремнієвих сонячних елементах[6].

1.3. Вплив домішки заліза на властивості кремнієвих сонячних елементів.

Міжвузольне залізо це основний забруднювач в сонячних елементах. Енергетичний рівень атому близький до середини забороненої зони кремнію, а поперечний переріз захоплення електронів є відносно великим, тому він діє як високоефективний центр рекомбінації в кремнії р-типу, суттєво скорочуючи час життя носія.

У кремнії р-типу з домішками бору залізо утворює пари Fe_i-B_s. Це спричиняє зменшення часу життя нерівноважних носіїв заряду. Під дією світла вони дисоціюють на Fe_i і B_s, але протягом деякого часу в темряві, пари повторно формуються. Завдяки такій поведінці, час життя носіїв

заряду визначається або парами Fe_iB_s , або ізольованим Fe_i , або комбінацією обох.

У таблиці 1.1 показано енергетичні рівні і поперечні перерізи захоплення носіїв для ізольованих Fe_i та Fe_iB_s . На основі цих даних був розрахований час життя домішок в кремнії р-типу для різних концентрацій N_{dop} , використовуючи рівняння Шоклі-Рід-Хола[8]:

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(N_A + p_1 + \Delta n) + \tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{N_A + n_0 + \Delta n},$$

(1.17)

де відповідні сталі часу захоплення електронів та дірок[8]:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{[D] \sigma_n v_{th}},$$

(1.18a)

$$\tau_{p0} = \frac{1}{[D] \sigma_p v_{th}},$$

(1.18б)

де D – концентрація дефектів, v_{th} – теплова швидкість, σ_n та σ_p – перерізи захоплення електронів та дірок відповідно.

Таблиця 1.1. Енергетичні рівні та перерізи захоплення для Fe_i і акцепторного стану пари Fe_iB_s . Таблицю взято з роботи [7].

Центр рекомбінації	Енергетичний рівень (eV)	σ_n (см²)	σ_p (см²)	σ_n / σ_p
Fe_i	$E_V + 0.38$	$5 * 10(-14)$	$7 * 10(-17)$	714
Fe_iB_s	$E_C - 0.23$	$3 * 10(-14)$	$2 * 10(-15)$	15

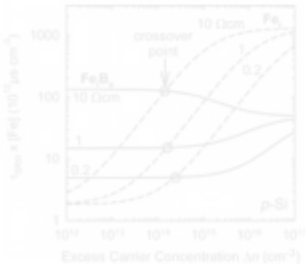


Рис. 1.6. Розрахований час життя концентрації заліза [Fe], як функція надлишку концентрації носіїв для Fe_iB_s та Fe_i . Рисунок взято з роботи [7].

З рис. 1.6 видно, що пара Fe_iB_s виявляє слабку залежність часу життя від надлишкової концентрації, тоді як Fe_i — навпаки. Відмінність у рекомбінаційних властивостях Fe_i та Fe_iB_s полягає в тому, що відношення поперечного перерізу електрона до дірки σ_n/σ_p більше для Fe_i , ніж для Fe_iB_s . Наслідком є наявність точки, яка відображає рівноважну концентрацію. Її положення можна розрахувати для випадку повної дисоціації Fe_iB_s у Fe_i та B_s (1.16) [7]:

$$\Delta n_{cr} = \frac{\sigma_{n,FeB}^{-1} \sigma_{n,Fe}^{-1}}{\sigma_{p,Fe}^{-1}} N_{dop} + \frac{\sigma_{p,Fe}}{\sigma_{p,FeB}} N_c \exp\left(\frac{E_{t,FeB} - E_c}{kT}\right) \quad (1.19)$$

де $N_c = 2.86 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$.

Процес утворення пар Fe_iB_s та подальша дисоціація описується [8]:



Після початкової дисоціації, концентрація Fe_i зменшується таким чином [8]:

$$Fe_i = ([Fe_{bulk}] - [Fe_{iec}]) \exp\left[-1.3 \times 10^{-3} t N_A^{2/3} \times \exp\left(\frac{-0.68 \text{ eV}}{kT}\right)\right] + [Fe_{ieq}] \quad (1.21)$$

t — час з моменту дисоціації, $[Fe_{bulk}]$ — загальна концентрація заліза в об'ємі зразка.

Еквівалентна концентрація міжвузлового заліза [8]:

$$[Fe_{ieq}] = \frac{[Fe_{bulk}]}{\left[1 + N_A 10^{-23} \exp\left(\frac{E_b}{kT}\right)\right] \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - 0.39 \text{ eV}}{kT}\right)\right]} \quad (1.22)$$

E_b - енергія зв'язку пар FeB , E_f - рівень квазі-Фермі, обчислений відповідно до [8]:

$$E_F = \frac{E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{p}{n_i}\right) \quad (1.23)$$

E_g — заборонена зона, n_i — концентрація власних носіїв заряду.

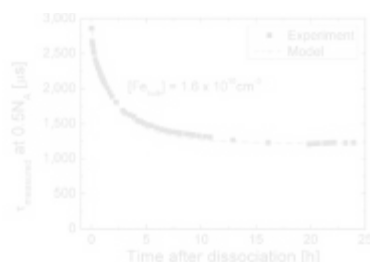


Рис. 1.7. Час життя, як функція часу після дисоціації пар FeB. Рисунок взято з роботи [8].

На малюнку 1.7. показано порівняння між експериментально виміряним та теоретично обрахованим часом життя. Єдиним параметром, для підгонки є сумарна концентрація заліза, яку вибирають для узгодження з першою і стаціонарною точками даних. Таким чином виходить ідеальне узгодження між експериментально знайденим часом життя та теоретично обрахованим. Це підтверджує факт, що зміна часу життя після інтенсивного освітлення пояснюється дисоціацією та повторним утворенням пар FeB.

Дисоціація залізо - борних пар у кристалічних кремнієвих сонячних елементах призводить до деградації в більшості параметрів напівпровідника. Зокрема, струм короткого замикання та ефективність показують виражену деградацію, тоді як напруга при холостому ході може збільшуватися до 5% для деяких рівнів забруднення заліза. Це явище можна пояснити різкою зміною періоду часу інжекції, залежним від дисоціації заліза. Пороговий рівень забруднення залізом при деградації напруги відкритого контуру, що позначає початкову точку деградації, приблизно на один-два порядки вище, ніж порогові рівні заліза інших параметрів комірки. Таким чином, при відносно високих концентраціях заліза можна спостерігати лише погіршення струму короткого замикання,

коефіцієнта заповнення і ефективності, тоді як напруга холостого ходу є постійною або навіть зростає залежно від структури сонячного елемента. Така поведінка є характерною для дисоціації заліза - бору і тому в майбутньому може трактуватися як ознака проблем забруднення заліза в кремнієвих сонячних елементах[7].

РОЗДІЛ 2. Методика вимірювань та зразки

2.1. Зразки для досліджень.

Досліджені сонячні елементи були виготовлені з кремнієвих пластин за методом Чохральського. Розмір зразків становив близько 300 мкм в товщину та діаметром в 100 мм з орієнтацією (111). Концентрація основних носіїв заряду становила $p_p = 1,4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, для дослідженого температурного діапазону. Шляхом імплантації іонів фосфору, було створено емітерний шар n^+ товщиною близько 0,5 мкм, з концентрацією носіїв заряду $n_n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Після чого було проведено активізуючий відпал. Антивідбиваюча поверхня була створена методом APCVD (*atmospheric pressure chemical vapour deposition*), нанесенням шару діоксиду титану TiO_2 . На задній та передній поверхнях було створено суцільний та сітчастий алюмінієві електроди відповідно використовуючи метод трафаретного друку (*screenprinting*). Потім протягом декількох хвилин утворені структури відпалювали при температурі 800°C. В результаті була отримана структура зображена на рис. 2.1, без збереження масштабу співвідношень між окремими частинами. Як видно з робіт [5, 13], густина струму та питомий опір не залежать від розміру кремнієвого сонячного елемента, для площі, що перевищує 100 мм². Завдяки цьому ми можемо знехтувати крайовими ефектами, тому для досліджень були використані зразки з площею $A = (1,5 \div 2,1) \text{ см}^2$ з різних областей пластини. Для позначення зразків - використовується запис SSCx, де x— номер зразка.



Рис. 2.1. Структура кремнієвих сонячних елементів



Рис. 2.2. Розташування зразків на вихідній пластині

2.2. Експериментальна установка та методика вимірювань.

Для визначення характеристик фотоелектроперетворювачів використовувалась установка, наведена на Рис. 2.3, за допомогою якої вимірювались прямі темнові вольт-амперні характеристики у досліджуваних зразках. Діапазон струмів встановлювався в межах $10^{-6} \div 2 \cdot 10^{-20}$ А, за допомогою регульованого джерела струму D30-12. Температура вимірювалась датчиком температури HTU21D, а стабілізація відбувалась за допомогою програмно реалізованого пропорційно-інтегро-диференційного (ПІД) контролера, який дозволяв стабілізувати температуру зразка з точністю 0,1 К. Приклад отриманих вимірів вольт-амперних характеристик зображено на рис. 2.4.



Рис. 2.3 – Схема дослідної установки. 1 – персональний комп'ютер; 2 – мікроконтролер (ATmega2560); 3 – ПІД контролер; 4 - джерела струму D30-12; 5 – елемент Пельтьє; 6 - датчика температури (HTU21D); 7 – теплопровід; 8– досліджуваний зразок; 9 – блок вимірювання вольт-амперних характеристик, 10 – галогенова лампа.

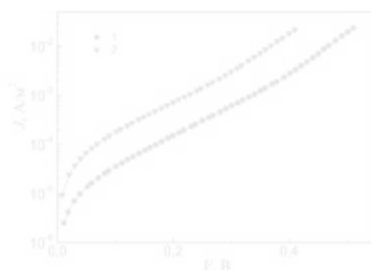


Рис. 2.4. Темнові вольт-амперні характеристики, виміряні при температурах 301 К (крива 1, кола) та 341 К (2, трикутники) Точки — експеримент, лінії — апроксимації за формулою (2.1)

Як було описано у розділі 1, на час життя носіїв у кремнії суттєво впливають ВО дефекти [6,14], пари залізо–бор [8,15,7] та кисневмісні преципітати [18,19,8,20–22]. Кожен з цих дефектів має різний вплив на процеси, що відбуваються в кремнієвих сонячних елементах. Для того, щоб роздільно дослідити кожен з дефектів, було застосовано наступний ряд процесів. Галогеновою лампою освітлювали ($T \approx 305\text{K}$) зразки з інтенсивністю $W_{ph} \approx 2 \text{ sun}$, протягом 1-8 год. Потім зразки знаходились в темряві і через 5 год вимірювались вольт-амперні характеристики з інтервалом часу $10 \div 15 \text{ хв}$. За допомогою цього ми визначили кінетику оборотних змін параметрів кремнієвих сонячних елементів, викликаних освітленням. Через 48 год було проведено повторне вимірювання вольт-амперних характеристик та визначення параметрів для того, щоб оцінити величину необоротних змін. Після декількох ітерацій, час інтенсивного сумарного освітлення становив 15 год і визначались характеристики після відпалу у темряві тривалістю 10 хв при температурі 200°C . Відпал проводився у муфельній печі, температура контролювалася за допомогою хромель-алюмелювої термопарі. Цикли освітлення–відпал повторювались декілька разів.

2.3. Методика визначення параметрів

У рамках моделі подвійного діода залежність густини струму J від прикладеної напруги V для n – p структури має описуватися виразом [23,24]:

$$J(V, T) = (I_{SRC} + I_{base} + I_{sh}) / A = \frac{q n_i d}{2 \tau_a} \left[\exp \left[\frac{q(V - J R_s)}{n_i k T} \right] - 1 \right] + \frac{q n_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n k T}{\tau_a}} \left[\exp \left[\frac{q(V - J R_s)}{k T} \right] - 1 \right] + \frac{V - J R_s}{R_{sh}} \quad (2.1)$$

де I_{SRC} описує загальну рекомбінацію в області просторового заряду, I_{base} зумовлений процесами рекомбінації у квазі-нейтральній області, I_{sh} — струм шунтування, T — абсолютна температура, q — елементарний заряд, n_i — концентрація власних носіїв заряду, τ_a — ефективний час життя носіїв заряду в області просторового заряду, d — товщина області просторового заряду:

$$d(V, T) = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (p_p + n_n)}{q p_p n_n} \left[\frac{E_g}{q} - \frac{k T}{q} \ln \left(\frac{N_v N_c}{p_p n_n} \right) - \frac{2 k T}{q} - V \right]}, \quad (2.2)$$

ϵ_0 — діелектрична стала, ϵ — діелектрична проникність матеріалу (для Si $\epsilon = 11,7$), E_g — ширина забороненої зони напівпровідника, N_c та N_v — ефективна густина станів поблизу дна зони провідності та вершини валентної зони, відповідно; n_i — фактор неідеальності; R_s та R_{sh} — опори послідовний та шунтування, відповідно; μ_n та τ_a — рухливість та час життя електронів (неосновних носіїв) у базі діода. Тобто рівняння вольт-амперної характеристики, яке моделює поведінку сонячного елемента за допомогою еквівалентної електричної схеми, містить ряд параметрів, що безпосередньо стосуються фізичних процесів, які відбуваються у пристрої.

Формули (2.1)–(2.2) були використані для апроксимації експериментальних даних, невідомими величинами вважалися τ_a , τ_{sh} , n_i , R_{sh} та R_s . При цьому вважалося, що $n_i(T) = 1,64 \cdot 10^{15} T^{1,706} \exp(-E_g/2kT)$ см⁻³ [25], $N_c(T) = 2,86 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,58}$ см⁻³, $N_v(T) = 3,10 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,85}$ см⁻³ [26],

а температурні залежності забороненої зони та рухливості електронів описуються формулами Varshni та Caughey–Thomas:

$$E_g(T) = E_g(0) \frac{\beta_1 T^2}{(T + \beta_2)} \quad (2.3)$$

де $E_g(0) = 1,169 \text{ eV}$, $\beta_1 = 7,021 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}^2$, $\beta_2 = 1108 \text{ K}$ [27,31] та

$$\mu_n(T) = \mu_{min} + \frac{\mu_0}{1 + (p_p / N_{ref})^\xi} \quad (2.4)$$

де $\mu_{min} = 92 \cdot (T/300)^{-0.57} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_0 = 1268 \cdot (T/300)^{-2.33} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $N_{ref} = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot (T/300)^{2.4} \text{ см}^{-3}$, $\xi = 0,91 \cdot (T/300)^{-0.146}$ [27, с. 505, Table A8.2]. Апроксимація проводилась із використанням методу диференційної еволюції [28–30]. З рис. 2.4 видно, що розраховані криві з високою точністю описують експериментальні дані: середня похибка апроксимації не перевищує 0,8%.

Розділ 3. Отримані результати

3.1. Залишкові ефекти впливу інтенсивного освітлення та термообробок.

Як зазначено у параграфі 2.2, у роботі проводилися дослідження як релаксаційних процесів змін параметрів монокристалічних кремнієвих сонячних елементів після інтенсивного освітлення, так і впливу комбінованих термо-світлових обробок на абсолютні значення характеристик. Результати останніх узагальнено на рис.3.1-3.4.

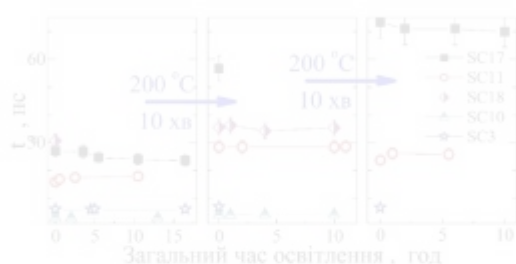


Рис. 3.1. Залежність усталених величин часу життя в області просторового заряду від відпалу та повної тривалості високоінтенсивного освітлення.

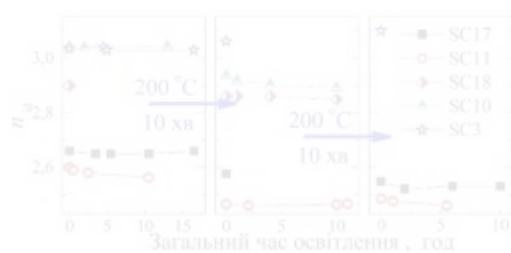


Рис. 3.2. Залежність фактора неідеальності від від відпалу та повної тривалості високоінтенсивного освітлення.

З представлених даних видно, що освітлення ні до відпалу, ні після нього практично не викликає змін T_{g1} , T_{g2} та n_{id} , що свідчить про відсутність світло-індукованих залишкових змін у рекомбінаційній системі досліджених систем. Щодо шунтуючого опору, то як видно з Рис.3.4, для

зразків, де його величина складає близько 30 кОм, освітлення спричинює зменшення (на 10-30%) цього параметра.

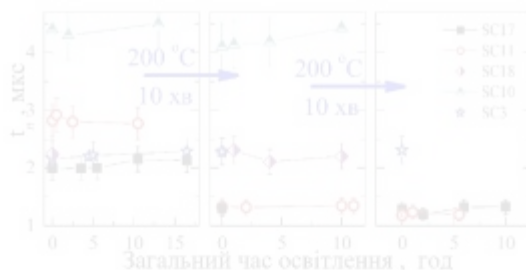


Рис. 3.3. Залежність часу життя в квазі-нейтральній області від повної тривалості високоінтенсивного освітлення та відпалу.

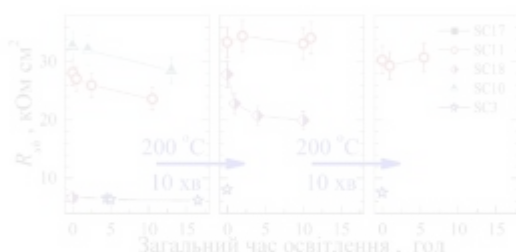


Рис. 3.4. Залежність величини шунтуючого опору від відпалу та повної тривалості високоінтенсивного освітлення. Для зразків SC17 у вихідному стані та SC10 після першого відпалу значення $R_{sh} > 10^{12} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ подібного ефекту не спостерігається.

Вплив термообробки має більш комплексний характер. Наприклад, відпал призводить до зростання τ_n у зразках, вирізаних з центральної частини пластини (SC17, SC11, SC18, рис.3.1), причому ефект підсилюється у випадку великого шунтуючого опору (SC17). Водночас для периферійних зразків, які характеризувалися у вихідному стані низьким значенням τ_n , відпал не спричинює перебудови рекомбінаційних центрів в області просторового заряду.

Подібний за характером вплив має відпал і на величину фактору неідеальності. А саме, у структурах, де цей параметр у вихідному стані нижчий (що свідчить про менший вплив рекомбінаційних процесів), термообробка спричинює зменшення n_{id} , в той час як зі зростанням фактору неідеальності ефект послаблюється – Рис.3.2.

Водночас, відпал викликає утворення додаткових рекомбінаційних центрів у квазінейтральній області зразків, вирізаних з центральної частини пластини, що відображується у зменшенні значення I_g (Рис.3.3). В той же час, дефектна підсистема бази в периферійних ділянках більш стійка до використаних відпалів.

Нарешті, як свідчать результати Рис.3.4, термообробка призводить до зростання значення шунтуючого опору, тобто до відпалу дефектів, які забезпечують позабар'єрне перенесення носіїв заряду.

Зауважимо, що повторні відпали за тієї ж температури та тривалості у переважній більшості випадків не викликали додаткових змін параметрів.

Вибрані режими обробки мали на меті, виокремити вплив ВО-дефектів. Дійсно, як згадувалось раніше, інтенсивне освітлення спричинює їхнє перетворення, що, в свою чергу, є причиною значного, практично на порядок, зменшення часу життя неосновних носіїв [6, 14]. При кімнатній температурі ці перетворення дефектної системи є залишковими. Відновлення вихідної конфігурації ВО-дефектів та рекомбінаційних параметрів досягається шляхом 10-хвилинного відпалу при 200°C, після чого можливі повторні світлоіндуковані деградаційні процеси [14,41,42]. Тобто, якби ВО дефекти визначали якийсь із відслідковуваних параметрів (I_g , I_{ph} , n_{id} чи R_{sh}), то у дослідях мали б спостерігатися його необоротні деградаційні зміни (зменшення I_g , I_{ph} та R_{sh} та зростання n_{id}) після інтенсивного освітлення та відновлення після відпалу. Щонайменше, подібні процеси мали б спостерігатися після першого відпалу. Проте, як видно з наведених даних подібні процеси не спостерігаються для жодного

з параметрів. Таким чином, можна виключити вплив комплексів, які містять бор та кисень, на рекомбінаційні процеси як в області просторового заряду, так і в базі діода.

3.2. Кінетика відновлення світлоіндукованих змін

На рисунку 3.5 представлена типова кінетика змін величин параметрів досліджених структур після припинення освітлення. Видно, що значення шунтуючого опору (Рис.3.5,г) та часу життя у квазі-нейтральній області (Рис.3.5,в) залишаються практично незмінними. У сукупності з наведеними у попередньому параграфі даними, це свідчить про відсутність впливу освітлення на процеси позабар'єрного переміщення носіїв та рекомбінацію в базі несиметричного *n-p* переходу. Тобто, процеси світлоіндукованої перебудови у системі дефектів, які є визначальними для вказаних процесів, не виявлено.

Водночас, безпосередньо після припинення освітлення виявлено збільшення n_{id} (на, приблизно, 0,03) та зменшення τ_g (порядку 10%) - Рис. 3.5,б та Рис. 3.5,а, відповідно. У темряві спостерігається поступове зникнення вказаних змін, залишкових ефектів не спостерігається, про що вже зазначалося у попередньому параграфі.

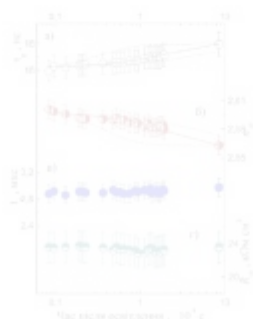


Рис.3.5. Залежність часу життя в області просторового заряду (а), фактора неідеальності (б), часу життя в квазі-нейтральній області(в) та опору шунтування (г) від часу, що пройшов після припинення освітлення.

Зразок SC11, $T = 295\text{K}$. Точки — результати вимірів, лінії — апроксимація з використанням формул (3.1) та (3.2) $E_{D,Fe} = 0,63\text{eV}$ (штрих-пунктирна лінія), $0,68\text{eV}$ (суцільна лінія) та $0,73\text{eV}$ (штрихова лінія)

У кремнії нестационарні світлоіндуковані зміни як правило пов'язують зі зміною стану домішкового заліза. Дійсно, у кристалах з дірковою провідністю атоми заліза в рівновазі утворюють пари з легуючою домішкою. В нашому випадку, відповідно, очікується утворення пар Fe_B . Водночас, при освітленні, цей комплекс дисоціює і, так як міжвузольне залізо характеризується більшою рекомбінаційною активністю, ніж пара (див. дані Табл.1.1), спостерігається зменшення часу життя неосновних носіїв заряду [7]. Fe_i характеризуються високою дифузійною здатністю і тому в темряві достатньо швидко відбуваються процеси повторного спарювання і відновлення часу життя. Кінетика змін кількості неспарених атомів заліза при цьому описується експоненціальним законом - вираз (1.21) [8, 40]. Для зручності аналізу запишемо цей вираз у трохи зміненому вигляді:

$$P(t) = (P_0 - P_{eq}) \exp\left[-\frac{t}{\tau_{exp}}\right] + P_{eq}, \quad (3.1)$$

де $P(t)$, P_0 та P_{eq} — значення концентрації міжвузольного заліза в момент часу t після припинення освітлення, безпосередньо після освітлення та у рівноважному стані, відповідно, а характерний час процесу (утворення пар) залежить від рівня легування N_A , температури та енергії активації дифузії міжвузольного заліза $E_{D,Fe}$:

$$\tau_{exp} = 770 N_A^{2/3} \exp\left(\frac{E_{D,Fe}}{kT}\right). \quad (3.2)$$

З літератури відомо, що $E_{D,Fe} = 0,68\text{eV}$.

Ми використали вирази, подібні до (3.1) для апроксимації експериментально вимірянних часових залежностей τ_g та n_{id} . При цьому вважали, що P — це значення параметру (τ_g або n_{id}), а нижні індекси мають

той самий зміст. При цьому використовувалися різні значення $E_{D,Fe}$ – результати представлені на Рис.3.5,а та б. Видно, що найкращий збір апроксимуючих кривих з експериментальними спостерігається саме при використанні величини

$$\tau_{reg} = \left[1,3 \cdot 10^{-3} (1,4 \times 10^{15})^{2/3} \exp\left(\frac{-0,68}{295k}\right) \right]^{-1} = 2,53 \cdot 10^4 \text{ с.}$$

На нашу думку, отримані результати свідчать про те, що саме пари залізо–бор відповідають за світлоіндуковані зміни параметрів, пов'язаних з процесами рекомбінації в області просторового заряду. А отже, ці дефекти присутні у досліджених структурах. Водночас, завдяки суттєвій відмінності поперечних перерізів захоплення електронів та дірок для Fe_i та Fe_iB_s (див. Табл.1.1), у випадках, коли саме це дефекти є визначальними для часу життя неосновних носіїв заряду, освітлення викликає суттєві зміни цього параметру. В нашому випадку τ_g в результаті освітлення міняється достатньо мало, в межах 10%, а отже пари Fe_iB_s відіграють неосновну роль у рекомбінаційних процесах в області просторового заряду.

3.3. Обговорення природи рекомбінаційних центрів.

В попередніх параграфах показано, що ні ВО-дефекти, ні пари FeB не можуть бути визначальними для процесів рекомбінації у досліджених структурах. Проаналізуємо можливість того, що у цій ролі виступають інші типи для сонячних елементів, виготовлених на основі Cz-Si, а саме кисневмісні преципітати.

За своєю будовою це скупчення SiO_x ($1 \leq x \leq 2$), які утворюються всередині кристалу кремнію при підвищених температурах. Розмір цих утворень коливається від декількох десятків до декількох сотень ангстрем залежно від режиму обробки. При їхньому утворенні у загалом бездислокаційному Cz-Si виникають лінійні дефекти та дефекти

пакування [38,39]. Подібні дефекти також призводять до можливості позабар'єрного переміщення носіїв в р-п структурах, що віддзеркалюється у невисоких величинах шунтуючого опору. Саме такі значення R_{sh} ($5-30 \text{ КОМ} \cdot \text{см}^2$) і спостерігаються для переважної більшості наших зразків.

Наявність кисневмісних преципітатів суттєво впливає на час життя носіїв: наприклад, у кристалах із високою концентрацією преципітатів довжина дифузії неосновних носіїв може зменшуватись до декількох мікрон [38]. В досліджених структурах часи життя в області просторового заряду та квазінейтральній області достатньо малі ($\sim 10^{-5}$ та $\sim 10^{-6}$ с, відповідно).

Водночас кисневмісні преципітати виконують роль гетерів для неконтрольованих домішкових атомів металів [36,37], що збільшує вихід придатної мікроелектронної продукції. В нашому випадку це призводить до зменшення ролі пар FeV у рекомбінаційних процесах.

У досліджених зразках утворення певної кількості преципітатів та зменшення I_d могло відбутися під час активаційного відпалу. Подібні процеси відомі з літератури. Наприклад, у роботі [35] показано, що відпал при $750-850^\circ\text{C}$ може викликати збільшення концентрації кисневмісних преципітатів та зменшення часу життя.

В літературі [43,44] показано, що невисокі значення часу життя носіїв заряду можуть бути пояснені в рамках моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів. Кисневмісні преципітати також є придатними об'єктами для використання у цій моделі. Так, згідно з результатами [20,21], SiO_x відповідає два рівні у забороненій зоні та необхідно розглядати щонайменше два незалежних дефекти. Цим дефектам відповідають рівні $E_v + 0.22 \text{ eV}$ та $E_c - 0.08 \text{ eV}$, причому для них $\sigma_n/\sigma_p = 157$ та $\sigma_p/\sigma_n = 1200$ [21]. Тобто ці дефекти цілком можуть виконувати роль донора та акцептора в моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів.

Скупчення SiO_x зазвичай нерівномірно розподілені по площі пластини Cz-Si [19] або сонячних елементів [18], що пояснює виявлений розкид параметрів зразків.

Отже, на підставі зазначених даних, можна зробити висновок, що дефектами, які приймають участь у рекомбінаційних процесах є, переважно, кисневмісні преципітати. Крім того, певний внесок у ці процеси в області просторового заряду пов'язаний з парами Fe_iB_s .

Відомо, що стан кисневмісних преципітатів залежить від обробки кристалу при підвищеній температурі. У досліджених структурах відпал, на відміну від освітлення, викликає певні зміни параметрів (рис.3.1 – 3.4). Виявлені зростання T_g і R_{sh} та спад T_n і n_{id} , на нашу думку, зумовлені саме модифікацією кисневмісних преципітатів. А саме, під час термообробки відбувається певне зростання концентрації цих дефектів, а також підсилюється степінь гетерування ними міжвузольних атомів заліза. Як наслідок, в області просторового заряду кількість рекомбінаційно-активних пар Fe_iB_s зменшується, що проявляється у зростанні T_g і зменшенні n_{id} . Крім того, захоплення атомів металу преципітатами перешкоджає позабар'єрному переміщенню носіїв за їхньої участі, що викликає зростання шунтуючого опору. В квазінейтральній області зростання концентрації преципітатів є причиною зменшення T_n .

Висновки

1. Проведено експериментальне дослідження впливу термообробок (200°C, 10 хв) та інтенсивного освітлення (2 sun, до 16 год) на величини часів життя носіїв в квазі-нейтральній області та області просторового заряду, фактора неідеальності, шунтуючого опору монокристалічних кремнієвих p-n структур.
2. Виявлено, що освітлення викликає динамічні зміни параметрів, пов'язаних з процесами рекомбінації в області просторового заряду. На основі дослідження кінетики змін параметрів зроблено висновок, що виявлений ефект пов'язаний зі світло-індукованою зміною стану міжвузольного заліза.
3. Виявлено, термообробка призводить до збільшення величини шунтуючого опору, послаблення рекомбінаційних процесів у області просторового заряду та зворотніх процесів у квазінейтральній області. Показано, що виявлені ефекти можуть бути пояснені зростанням концентрації кисневмісних преципітатів та збільшення ступеня гетерування ними домішкового заліза.

Совпадения

Источники из Интернета

4

1	https://referat.co/ref/732968/read?p=2	1.91%
5	https://nure.ua/wp-content/uploads/2019/Dissertation/babychenko_dis.pdf	1.24%
11	http://repository.dnu.dp.ua:1100/upload/62cfd1f0035ce8b7789d7686b45ffdfSxemotexnika.pdf	0.17%
12	https://avenston.com/articles/fundamentals-of-the-technology-of-production-of-silicon-solar-cells	0.17%

Источники из Библиотеки

53

2	Студенческая работа	ID файла: 5898267	Учебное заведение: Lviv Polytechnic National University	8 Источник	1.82%
3	Студенческая работа	ID файла: 1000783889	Учебное заведение: National Technical University of Ukraine "Ky...		1.79%
4	Студенческая работа	ID файла: 2295724	Учебное заведение: Lviv Polytechnic National University	5 Источник	1.51%
6	Студенческая работа	ID файла: 8406941	Учебное заведение: National Technical University of Ukraine "Kyiv P...		1.19%
7	Студенческая работа	ID файла: 11712018	Учебное заведение: National Technical University of Ukraine "Kyiv...		1.17%
8	Студенческая работа	ID файла: 1003689844	Учебное заведение: Taras Shevchenko National Univers	2 Источник	1.14%
9	Студенческая работа	ID файла: 1005745430	Учебное заведение: Zaporizhzhya National University		0.62%
10	Студенческая работа	ID файла: 1007833375	Учебное заведение: Taras Shevchenko National University of Kyiv		0.54%
13	Студенческая работа	ID файла: 1003125702	Учебное заведение: National University of Life and Env	33 Источник	0.15%