

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка  
Фізичний факультет  
Кафедра загальної фізики

На правах рукопису

**Вплив перебудови комплексу залізо-бор на фотоелектричні параметри кремнієвих сонячних елементів**

**Галузь знань:** 10 Природничі науки

**Спеціальність:** 104 Фізика та астрономія

**Освітня програма:** Фізика

**Спеціалізація:** Фізика наноструктур в металах та кераміках

**Кваліфікаційна робота бакалавра**  
Костино Артема Романовича

**Науковий керівник:**  
д. ф.-м. н., доцент  
Оліх Олег Ярославович

Робота заслухана на засіданні кафедри загальної фізики  
та рекомендована до захисту на ЕК, протокол № від

2021р.

Завідувач кафедри

проф.Боровий М.О.

Київ – 2021

## **ВИТЯГ**

з протоколу №\_\_\_\_\_

засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студент \_\_\_\_\_ виконав та захистив  
кваліфікаційну роботу бакалавра з оцінкою \_\_\_\_\_.

Голова ЕК \_\_\_\_\_

«\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2021 р.

## **АНОТАЦІЯ**

**Костина А.Р.** Вплив перебудови комплексу залізо-бор на фотоелектричні параметри кремнієвих сонячних елементів.

Кваліфікаційна робота бакалавра за напрямом підготовки Фізика, спеціалізація «Фізика наноструктур в металах та кераміках». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра загальної фізики. – Київ – 2021.

**Науковий керівник:** д. ф.-м. н., доц. Оліх О.Я., доц. каф. загальної фізики.

Метою роботи є дослідження механізму світлоіндукованих змін.

У першому розділі представлені основні поняття про дефекти пов'язані із залізом у кремнії та їх властивості .У другому розділі описується постановка експерименту для виявлення властивостей та особливостей FeB дефекту , прояв яких дає можливість оцінити частку цього дефекту в структурі. В розділі третьому проведено дослідження змін параметрів кремнієвих сонячних елементів після інтенсивного освітлення та показана відсутність впливу на рекомбінаційний струм в області просторового заряду, фактор неідеальності та дислокаційно-індукований шунтуючий опір зміни стану домішкового заліза.

За результатами роботи зроблено висновки та зазначено, що найбільш чутливими до розпаду пар залізо-бор є струм короткого замикання та максимальна вихідна потужність.

**Ключові слова:** сонячний елемент, кремній, пара FeB, вольт-амперна характеристика

## SUMMARY

**Kostyna A.R.** Influence of iron-boron complex rebuilding on photoelectric parameters of silicon solar cells

Bachelor qualification work in the direction Physics, specialization «Physics of nanostrucrures in metals and ceramics». – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of General Physics. – Kyiv – 2021.

**Research supervisor:** Dr. Of Physics and Mathematics, as.prof. Olikh O.Y., as.prof. Of Department of General Physics.

The aim of the work is to study the mechanism of light-induced changes.

In the first section presents the basic concepts of defects associated with iron in silicon and their properties. In the second section describes the formulation of the experiment to identify the properties and features of the FeB defect, the manifestation of which makes it possible to estimate the proportion of this defect in the structure. In the third section studies the changes in the parameters of silicon solar cells after intense lighting and shows the lack of influence on the recombination current in the space charge, the nonideality factor and dislocation-induced shunt resistance to changes in the state of impurity iron.

As a result of the work conclusions are made and it was noted that the short-circuit current and the maximum output power are the most sensitive to the decay of iron-boron pairs.

**Keywords:** solar cell, silicon, FeB pair, current-voltage characteristic

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	2
РОЗДІЛ 1. Основні властивості дефектів, пов'язаних із залізом у кремнії (Огляд літератури).....	4
1.1 Дослідження пар FeB.....	4
1.2 Електричні, оптичні та рекомбінаційні властивості FeB пари.....	4
1.3 Рівноважна енергія зв'язку пар FeB.....	7
1.4 Дисоціація пар FeB.....	8
1.5 FeB спарювання: аналіз.....	9
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ.....	11
2.1 Зразки.....	11
2.2 Експериментальна установка.....	12
РОЗДІЛ 3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ.....	16
3.1 Механізм світлоіндукованих змін.....	16
3.2 Температурні залежності параметрів СЕ.....	22
3.3 Вплив розпаду пар FeB на параметри СЕ.....	27
ВИСНОВКИ.....	33
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	34

## ВСТУП

Обмеженість світових ресурсів, енергозалежність і загроза глобального потепління дозволили зрозуміти важливість розвитку відновлюваної енергетики. Найбільш розвиненими галузями відновлюваної енергетики на сьогодні є сонячна і вітрова енергетика. Енергія сонця – найпотужніше екологічно чисте джерело енергії, і що найголовніше – практично безкоштовне. Її можна використовувати в різних цілях, починаючи від забезпечення енергією окремих будинків, закінчуючи космічними кораблями. Серед переваг сонячної електроенергії в першу чергу можна виділити той факт, що такі системи протягом усього терміну експлуатації генерують значно більше енергії, ніж було витрачено при їх виробництві. Кремнієві сонячні батареї, що працюють в таких сонячних країнах як Іспанія, повертають енергію, витрачену на їх виробництво, протягом перших 2-х років, а служать – не менше 20 років. Наступною перевагою є постійне зниження вартості сонячної електроенергії. Крім того, масове виробництво сонячної електроенергії не вимагає використання корисних і часто дорогих земель, так як батареї можуть монтуватися на дахах або фасадах існуючих будівель і споруд, захисних загородженнях автобанів.

На сьогодні найбільш широко використовуються кристалічні фотоелектричні перетворювачі, виготовлені з моно- або полікристалічного кремнія, а також тонкоплівкові сонячні елементи на основі таких матеріалів, як аморфний кремній, телурід кадмію, арсенід галію, фосфід індію та деяких інших з'єднань. Проте за останніми оцінками ринкова частка кремнієвих кристалічних сонячних елементів складає близько 90%[1].

В свою чергу, залізо є однією з найбільш розповсюджених повсюдних та шкідливих металевих домішок у кремнії. Наприклад, у структурах металу на ізоляторі (MOS) залізо може випадати в осад на межі розділу Si–SiO<sub>2</sub>, що стає

причиною локального погіршення структури оксиду та збільшення шорсткості поверхні; це може бути причиною передчасного пробою. У збіднених областях MOS пристройів залізо діє як ефективний центр генерації неосновних носіїв , збільшуючи темновий струм та викликаючи помилки оновлення динамічної оперативної пам'яті в мікросхемах. Центри генерації-рекомбінації, пов'язані з розчиненим залізом та його комплексами, збільшують струми витоку в будь-якому зворотному зміщеному переході, збільшуючи тим самим енергоспоживання та виділення тепла. У кристалічних та полікристалічних фотоелектричних пристроях забруднення залізом призводить до створення рекомбінаційних центрів, які зменшують довжину дифузії неосновних носіїв і, отже, ефективність сонячних елементів . Оскільки розміри пристрою продовжують зменшуватися, то вихід пристрою стає дедалі більш чутливим до дефектів і домішок. Оскільки надчиста технологія , яка дозволяє зменшити забруднення залізом до рівня нижче  $10^{10}$  до  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , надзвичайно дорога, важливим є розуміння механізмів забруднення залізом та його впливу на параметри кремнієвих пристроях[2]. Саме цьому питанням останнім часом приділяється постійна увага в літературі – див., наприклад, [3.4]. В представленій роботі подібна проблема вирішується шляхом дослідження змін параметрів сонячних елементів внаслідок світло індукованої перебудови залізовмісних комплексів.

# **1.ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДЕФЕКТІВ, ПОВ'ЯЗАНИХ ІЗ ЗАЛІЗОМ У КРЕМНІЇ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)**

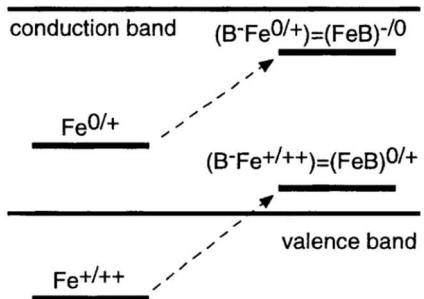
## **1.1.Дослідження пар FeB**

Можливість створення пари заліза з бором була запропоновано ще в 1957 р Collins і Carlson. Однак вони не виявили спарювання, оскільки їхні експерименти проводились при температурі занадто високій для значного ступеня сполучення залізо-бор. Докази про утворення пари заліза – бор утворюються, було отримано з досліджень Ludwig та Woodbury[5]. Вони виявили парамагнітний резонанс, пов'язаний з(111) орієнтованими парами FeB і припустили, що їх парамагнетизм виникає від трьох неспарених електронів  $3d^7$  домішки заліза в кристалічному полі негативного акцептора. Відповідно до їхньої моделі, спінова щільність іонізованого рецептора змінного струму невелика і суттєво не впливає на резонанс пари. Хоча справжній спін пари є  $S = 3/2$ , симетрія резонансу також може бути описаною за допомогою ефективного спіна  $S = 1/2$ . Резонанс акцепторного стану пар FeB був виявлений Gehlhoffi Rehse при постійному освітленні. Вони виявили, що спектр (111)-осьово симетричний й ідентифікував його як FeB пара від спостережуваного розщеплення лінії внаслідок ізотопів  $^{10}B$ ,  $^{11}B$ , та  $^{57}Fe$ .

## **1.2.Електричні, оптичні та рекомбінаційні властивості FeB пари**

Ідентифікація рівня енергії  $(FeB)^{0/+}$  при  $E_V + (0,10 \pm 0,01)$  eВ була зроблена Feichtinger [6] з дослідження ефекту Холла і підтверджена низкою досліджень ефекту Холла і DLTS різними дослідницькими групами. Graff, Pieper і Kimerling підтвердили ідентифікацію цього рівня як рівня заліза-бор шляхом моніторингу кінетики дисоціації та асоціації пар. Graffand Pieper [7] також показали за допомогою спектроскопії поглинання інфрачервоного випромінювання, що сума концентрацій рівнів при  $E_V + 0,38$  eВ та  $E_V + 0,1$  eВ

залишається постійною під час реакцій асоціації / дисоціації, і що концентрація неспареного заміщуючого бору зменшується під час реакції асоціації і відновлюється протягом дисоціації. Кореляція між концентраціями  $\text{Fe}_i$  і  $\text{FeB}$  підтверджено дослідженнями Weber [8]. Зниження концентрації бору і рівне збільшення концентрації заліза у парі  $\text{FeB}$  спостерігалось також у дослідженні ефекту Холла [9]. Донорна природа пар  $\text{FeB}$  була визначена на основі порівняння даних питомого опору та ефекту Холла до і після реакції сполучення. Поперечний переріз захоплення отворів пар  $\text{FeB}$  було зафіковано як  $\sigma_p = 1,5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$  при  $T = 55 \text{ K}$  [10], і  $\sigma_p = 2 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ , виміряне за допомогою DLTS між  $50 \text{ K}$  та  $65 \text{ K}$  [11]. Було виявлено, переріз захоплення дірок парами  $\text{FeB}$  не є термоактивованим [11]. Zoth і Bergholz [12] повідомили про величину поперечного перерізу захоплення електронів парою  $\text{FeB}$  при кімнатній температурі  $\sigma_n = 4 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ . Однак ці значення можуть бути дещо неточними, оскільки вони не враховували можливості рекомбінації пар через рівень акцептора. Окрім відомого донорного рівня при  $E_V +0,1 \text{ eV}$ , пара  $\text{FeB}$  також має акцепторний рівень у верхній половині забороненої зони. Використовуючи просту іонну модель пари  $\text{FeB}$ , Feichtinger, Kimerling та Lemke присвоїли електричний рівень  $\text{FeB}$  при  $E_V +0,1 \text{ eV}$  до подвійного донорного стану  $\text{Fe}_i^{+/++}\text{z}$  валентної зони в заборонену зону (Рис.1.1) за допомогою електростатичної взаємодії з розташованим поруч зарядом протилежного знаку ( $B_s^-$ ). Підсумовуючи, якщо та сама взаємодія підняла б позицію рівня міжвузольного заліза  $\text{Fe}_i^{0/+}$  в негативно зарядженій парі  $\text{FeB}$  за допомогою енергії електростатичної взаємодії  $E_{\text{ionic}} = q^2 / (4\pi\epsilon_0 r) = 0,52 \text{ eV}$  (де  $r = 0,235 \text{ нм}$ , відстань між найближчими місцями заміщення та інтерстиціалу), то очікувалось, що один акцепторний стан ( $\text{FeB}$ ) – мав би рівень у верхній половині ширини зазору приблизно  $E_C -0,25 \text{ eV}$  (Рис. 1.1).



**Рис .1.1.** Діаграма енергетичних рівнів міжвузольного заліза в електричному полі дрібного акцептора

Було виявлено, що це передбачення надзвичайно добре збігається з експериментальними висновками Brotherton,  $E_C$  - 0,29 eВ, Lemke,  $E_C$  - 0,23 eВ, та Nakashima,  $E_C$  -0,29 eВ, отриманими з використанням зразків р-типу та методів інжекційної спектроскопії неосновних носіїв. Gehlhoff i Rehse оцінили енергетичне положення рівня  $(FeB)^{-10}$  у забороненій зоні при  $E_C$  -  $(0,25 \pm 0,05)$  eВ зі спостережуваної спектральної залежності фотоіндукованої зміни EPR сигналу. Як було згадано вище, цей спектр EPR був ідентифікований як той, що стосується пар FeB із спостережуваної лінії розщеплення завдяки ізотопам  $^{10}B$ ,  $^{11}B$  та  $^{57}Fe$ . Ідентифікація рівня при  $E_C$  -0,29 eВ як  $(FeB)^-$  підтверджена з використанням спектроскопії перетворення Фур'є (FTIR) Ghatnekar– Nilsson . Вони виділили чотири різкі лінії в спектр FTIR при 6969,6, 6978,4, 7008,3 та  $8291,7 \text{ см}^{-1}$  як поглинання тригональними парами FeB і оцінено з їх експериментальних даних позицій двох рівнів FeB пари при  $E_V +0.11 \text{ eВ}$  для  $(FeB)^{0/+}$  та при  $E_C -0.275 \text{ eВ}$  для пари  $(FeB)^{-/0}$ . Lemke повідомив про поперечні перерізи захоплення  $(FeB)^{-10}$  при  $T = 90 \text{ K}$   $\sigma_n \approx 10^{-15} \text{ см}^2$  та  $\sigma_p \approx 3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  для електронів та дірок відповідно. Waltz повідомив про подібні значення  $\sigma_n \approx 2,5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$  і  $\sigma_p \approx 3 \times 10^{-14} \text{ см}^2$  при кімнатній температурі. Обидва дефекти, міжвузольнапара заліза та FeB, є сильними центрами рекомбінації. Активність рекомбінації пар FeB при низькому рівні ін'єкції приблизно в 10 разів нижча, ніж рівень міжвузольного заліза. Довжина дифузії неосновних

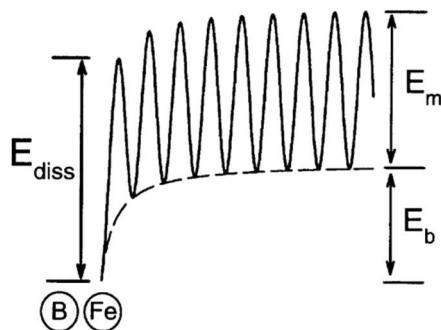
носіїв, виміряна за допомогою методу поверхневої фотонапруги (SPV) до ( $L_0$ ) і після( $L_1$ ) дисоціації пар кількісно пов'язана з концентрацією міжузольного заліза,  $N_{Fe}$ :

$$N_{Fe} = 1.06 \times 10^{16} \times (L_1^{-2} - L_0^{-2}) (cm^{-3}), \quad (1.1)$$

де  $L_0$  і  $L_1$  вимірюються в мкм. Дещо несподівано із статистики Shockley–Read–Hall (SRH), що рівень пар FeB при  $E_V + 0,1$  еВ, будучи настільки дрібним, є сильним центром рекомбінації.

### 1.3.Рівноважна енергія зв'язку пар FeB

Визначимо реакцію утворення та дисоціацію пар FeB за допомогою трьох енергій, схематично представлених на рис.1.2: рівноважна енергія зв'язку  $E_b$ , дифузійний бар'єр міжузольного заліза  $E_m$  та енергія дисоціації пар  $E_{diss}$ .



Енергію рівноважного зв'язку  $E_b$  можна отримати з аналізу температурної залежності рівноважної частки  $Fe_i$  в парі з бором, яка випливає із закону діючих мас:

$$\frac{N(FeB)}{N(Fe_i^+) \times N(B_s^-)} = \frac{Z}{N_i} \exp\left(\frac{E_b}{k_B T}\right), \quad (1.2)$$

де  $N_i$ - густина міжузлових позицій у кремнієвій решітці( $5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), а  $Z$  - кількість можливих орієнтацій пари з однаковою симетрією навколо одного атома акцептора змінного струму (4 для тетраедричної симетрії). Закон

визначає співвідношення рівноваги концентрацій пар FeB, N (FeB), до концентрації іонізованого заліза, N ( $\text{Fe}_i^+$ ), а не до загальної концентрації непарного заліза. Залежність рівноважної частки від температури парного заліза вивчали Kimerling, Lemke, Reissi Wunstel. Визначені енергії зв'язку варіюються від 0,45 eV [13] та 0,53 eV [11] до 0,6 eV та 0,65 eV. Wijaranakula [14] розрахував енергію зв'язку 0,58 eV з експериментальних даних, про які раніше повідомляв Nakashima [15].

#### **1.4. Дисоціація пар FeB**

Кінетика дисоціації FeB визначаються потенційним бар'єром  $E_{diss}$  для стрибка іона  $\text{Fe}_i$  від першої позиції найближчого сусіда до атома бору. Константа часу дисоціації визначається:

$$\tau_{diss}^{-1} = v \exp\left(\frac{E_{diss}}{k_B T}\right), \quad (1.3)$$

де  $v$  - частота спроб. Хоча цілком просто визначити бар'єр дисоціації  $E_{diss}$  з температурної залежності реакції дисоціації, нам відомі лише два значення, про які повідомляється в літературі:  $E_{diss} = 1,17 \text{ eV}$  ( $v = 1,8 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ) [9] та  $1,2 \text{ eV}$  ( $v = 5 \times 10^{10} \text{ c}^{-1}$ ). В останній роботі Feuchtinger вивчав “міграцію” FeB пар, що чітко складається з дисоціації пари, дифузії заліза на наступний іонізований бор та повторного об'єднання пари. Таким чином, кінетика реакції визначається реакцією дисоціації. Потрібно підкresлити, що не було знайдено жодних ознак того, що процес повторного об'єднання пари залізо – бор було належним чином враховано під час досліджень дисоціації. Таким чином, не можна виключати, що енергію дисоціації, можливо, потрібно буде переоцінити. Ostapenko i Bell повідомили про дисоціацію пар FeB за допомогою ультразвуку. При  $75^\circ\text{C}$  близько 25% пар донор-акцептор можуть бути роз'єднані за допомогою ультразвукового лікування. Було припущене, що ультразвукові вібрації змушують частково розділятися  $\text{Fe}_i$  та B. Це

зменшує енергію зв'язку FeB пари і прискорює процес повної дисоціації пари. Також посилюється реакція дисоціації пар FeB ін'екцією неосновних носіїв. Kimerling i Benton повідомили, що реакція дисоціації може бути посиlena на 95% ін'екцією неосновних носіїв при температурі вище 77 К. Швидкість дисоціації пар лінійно збільшується із струмом інжекції і слабко залежить від температури при енергії близько 0,1 еВ [16]. Про світlostимульовану дисоціацію пар FeB вперше повідомив Graffi. Зараз цей метод широко використовується в SPV системах визначення довжини дифузії неосновних носіїв [16]. Дисоціацію проводили, фокусуючи світло галогенної лампи потужністю 50 Вт у пляму діаметром діаметр 0,5 см на поверхні пластини [7]. Ін'екційне стимулювання посилення дисоціації пар пояснюється реакцією дефекту, посиленою рекомбінацією [17]. Приклади посиленої рекомбінацією дифузії в кремнії - це посилення дифузії міжвузольного алюмінію та зменшення бар'єру для міграції заліза з початкової позиції у FeAl, FeIn, i FeB пари до позиції сусіда. Збільшення швидкості реакції (до 6 порядків) за допомогою світла спостерігалися і в інших системах, таких як GaAs, GaP та  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ . Weeks [18] припустив, що енергія, що виділяється під час захоплення неосновного носія на дефект і рекомбінації з попередньо захопленим основним носієм повністю перетворюється на коливання дефекту, зменшуючи видиму енергію активації термічного відпалу або дифузії дефекту.

### 1.5. FeB спарювання: аналіз

Важливим фактором, яким часто нехтують при аналізі реакцій спарювання FeB і дисоціації є те, що швидкість спостережуваних реакцій визначається як швидкістю асоціації  $r_{\text{ass}} = \tau_{\text{ass}}^{-1}$ , так і швидкістю дисоціації  $r_{\text{diss}} = \tau_{\text{diss}}^{-1}$ . У більшості досліджень асоціацію або енергію дисоціації пар розраховували за температурною залежністю швидкості реакції, припускаючи, що реакція - це

або суто дисоціація, або суто асоціація .Реакція сполучення залізо – бор визначається за допомогою наступного диференціального рівняння:

$$\frac{dN(FeB)}{dt} = r_{ass} \times (N(Fe_i) - N(FeB)) - r_{diss} \times N(FeB), \quad (1.4)$$

де  $N(FeB)$  - концентрація пар залізо – бор, а  $N(Fe_i)$  - концентрація іонізованого міжвузольного заліза. Розв'язок цього рівняння задається в загальному випадку формулою:

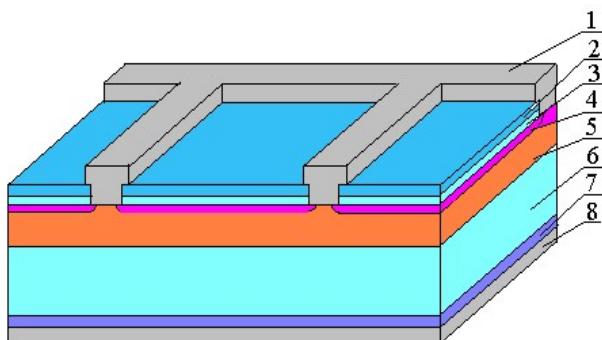
$$N(FeB) = \frac{r_{ass}}{r_{ass} + r_{diss}} N(Fe_i) - \left\{ \frac{r_{ass}}{r_{ass} + r_{diss}} N(Fe_i) - N_0(FeB) \right\} \\ \times \exp(-(r_{ass} + r_{diss})t), \quad (1.5)$$

де  $N_0(FeB)$  - початкова концентрація пар FeB (при  $t = 0$ ). Важливо, щоб швидкість реакції завжди задавалась сумою асоціації та темпом дисоціації. Таким чином, температурна залежність швидкості реакції не обов'язково визначається лише енергією дисоціації або лише дифузійним бар'єром. Явна енергія активації реакції, як повідомляється в літературі ,насправді може бути між справжньою дисоціацією та дифузійними бар'єрами. У цьому випадку видима енергія залежала б від рівня легування зразків та температурного діапазону, що використовується в дослідженнях. Повний опис кінетики реакції повинен включати температурну залежність іонізованої частини заліза[19] і швидкість випадіння (агломерації) заліза.

## РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

### 2.1 Зразки

У роботі для досліджень було використано зразки кремнієвих сонячних елементів(СЕ) дифузійно-польового типу, що мають структуру  $n^+ - p - p^+$ . Виготовлені вони були на основі монокристалічних пластин  $p$ -типу кремнію товщиною 380 мкм марки КДБ-10(кремній дірковий легований бором з питомим опором 10 Ом·см), концентрація вільних носіїв в якому складала близько  $1.36 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . Пластини вирізані зі злитків, вирощених за методом Чохральського.  $p-n$  перехід було створено шляхом дифузії фосфору при температурі 940°C. Товщина  $n^+$ -шару складала 0,7 мкм, його поверхневий опір 20-30 Ом/□. Антирекомбінаційний ізотопний перехід на тиловій поверхні створено за допомогою  $p^+$  шару, який сформовано дифузією бору при температурі 985°C. Товщина цього шару та поверхневий опір – 0,6 мкм та 10-20 Ом/□ відповідно. На фронтальній поверхні СЕ були наявні також просвітлюючі покриття з двоокису кремнію  $SiO_2$  товщиною 30 нм і нітриду кремнію  $Si_3N_4$  товщиною 40 нм. Також на поверхнях СЕ було сформовані алюмінієві контакти: суцільний на тиловій і гребінчастий на фронтальній. Схема структури представлена на Рис.2.1.



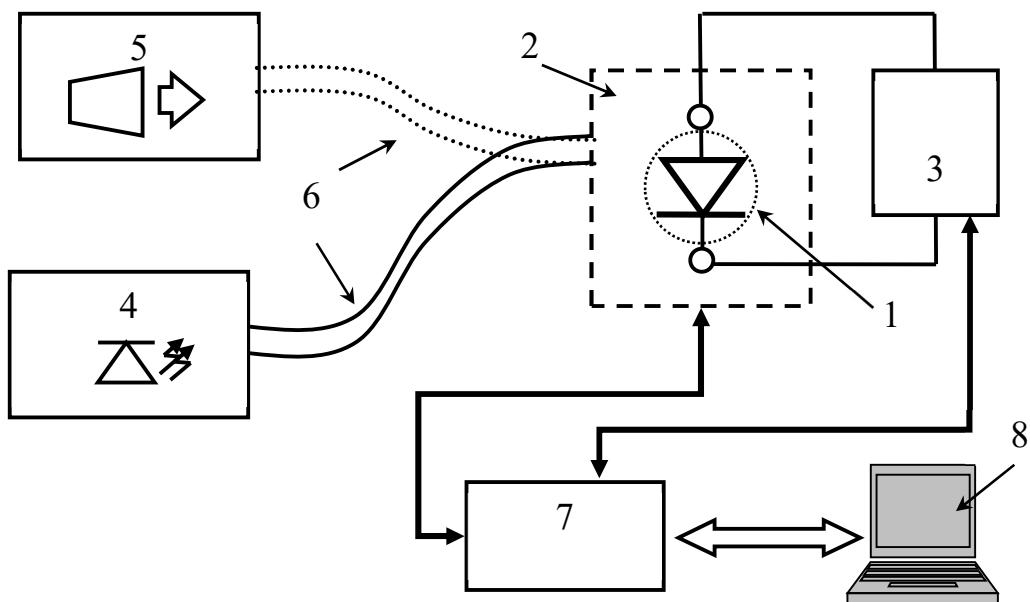
**Рис.2.1.** Схема структур досліджених сонячних елементів. 1 –фронтальний металевий електрод (Al); 2 –шар нітриду кремнію; 3 –діелектричний шар

$\text{SiO}_2$ ; 4 – індукований  $n^{++}$ -шар; 5 – дифузійний  $n^+$ -шар; 6 – базова область ( $p$ -Si); 7 – дифузійний  $p^+$ -шар; 8 – тилова металізація (Al)

В експериментах використовувалися зразки розміром  $1,5 \times 1,5 \text{ см}^2$ .

## 2.2 Експериментальна установка

В роботі проводилося вимірювання вольт-амперних характеристик (ВАХ) досліджуваних зразків за допомогою експериментальної установки, блок-схема якої зображена на рис. 2.2. Досліджуваний сонячний елемент (DUT, device under testing) розміщувався в термостаті. Регулятор температури термостату побудовано з використанням елементів Пельтьє, які живляться від керованого за SPI-протоколом джерела струму D30-06. Вимірювання температури DUT відбувається за допомогою цифрового датчика STS-21. Датчик підтримує I2C інтерфейс. Керування температурою термостату здійснюється з використанням програмно реалізованого пропорційно-інтегрально-диференційного контролера, що дозволяє підтримувати необхідну температуру зразка в діапазоні  $280 \div 360 \text{ K}$  з точністю до  $0,05 \text{ K}$ .



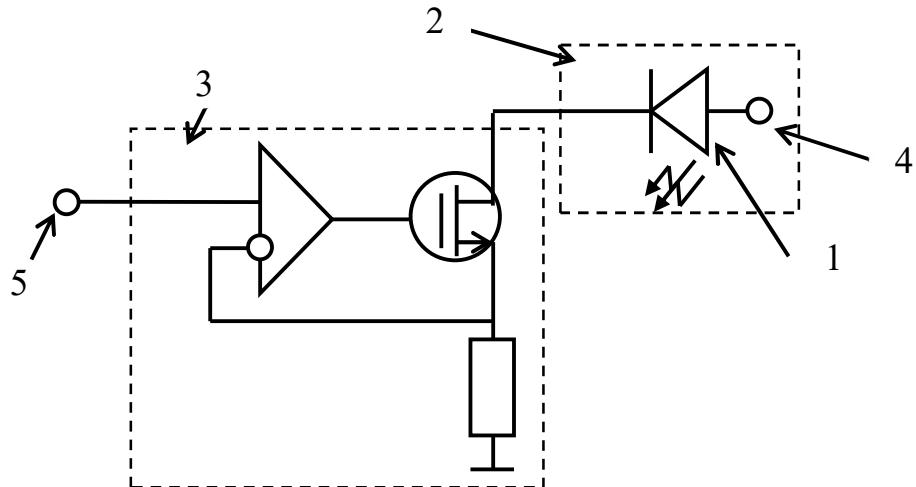
**Рисунок 2.2** – Схема експериментального установки. 1 – DUT, 2 – термостат, 3 – блок вимірювання ВАХ, 4 – джерело світла малої інтенсивності, 5 – джерело світла високої інтенсивності, 6 – світловод, 7 – комутатор сигналів, 8 – персональний комп’ютер

Блок вимірювання вольт-амперних побудовано з використанням схеми зворотного зв’язку, яка дозволяла компенсувати падіння напруги на вимірювачі струму. У якості джерела напруги використовувався блок на основі 16-роздрядного цифро-аналогово перетворювача AD5752R, керованого по протоколу SPI. Для вимірювання струму використовувався мультиметр В7-21А, для вимірювання напруги – вольтметр В7-21. Для пристрій серії В7-21 організовано автоматичне зчитування показань з використанням інтерфейсу SPI.

Як видно з рис.2.2, в установці використовується два джерела світла. Одне, низькоінтенсивне, призначене для оцінки ефективності фотоелектричного перетворення шляхом вимірювання ВАХ під час освітлення. У якості джерела вибрано світловипромінюючий діод SN-HPIR940nm-1W. Максимум випромінюальної здатності цього діоду припадає на інфрачервоний діапазон (940 нм). В цьому випадку ефективна глибина поглинання світла  $d_\lambda$  у кремнії приблизно 25 мкм і тому можна враховувати лише генерацію носіїв в глибині р-області, далеко від області просторового заряду.

У зв’язку з необхідністю вимірювання вольт-амперних характеристик протягом тривалих інтервалів часу (порядку десятка годин, що відповідає характерним часам перебудови пар залізо-бор у кремнієвих сонячних елементах при кімнатній температурі) особлива увага була приділена забезпеченням стабільності освітлення. Відомо, що інтенсивність випромінювання LED (light emission diod) у першу чергу визначається температурою та струмом, що проходить через нього. Задля забезпечення

сталості температури використовувалася система резистивного нагріву джерела світла на основі термостату W1209. Для стабілізації струму живлення була застосована схема, зображена на рис.2.3. Як наслідок, вдалося досягти а) постійності струму через світловипромінюючий діод з точністю до 0,5%; б) можливості формування необхідної часової залежності інтенсивності випромінювання шляхом зміни сигналу цифро-аналогового перетворювача. У якості останнього була використана плата ET1255.



**Рис. 2.3.** Схема живлення джерела світла низької інтенсивності. 1 – LED (SN-HPIR940nm-1W), 2 – блок стабілізації температури, 3 – блок стабілізації струму живлення, 4 – живлення діоду (12 В), 5 – сигнал з цифро-аналогового перетворювача.

Друге джерело світла, високо інтенсивне, призначене для дисоціації дефектних комплексів, пов'язаних з залізом. З літератури [20,21] відомо, що подібний результат може бути досягнутий з використанням галогенових джерел світла. У роботі випромінюючим елементом є галогенова лампа потужністю 200 Вт.

У зв'язку з необхідністю швидких змін джерела освітлення сонячного елементу (низькоінтенсивне з використанням SN-HPIR940nm-1W для вимірювання світлових вольт-амперних характеристик та високоінтенсивне, на основі галогенової лампи) був розроблений спеціальний блок з

використанням оптоволоконного світловоду.

Комутичний блок, в якому реалізована підтримка різноманітних інтерфейсів розроблено з використанням мікроконтролерної плати Arduino Mega 2560. Персональний комп'ютер використовується для керування різноманітними елементами стенду та для збереження результатів вимірювань.

## РОЗДІЛ 3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

### 3.1. Механізм світлоіндукованих змін

У даній роботі проводилося дослідження змін параметрів кремнієвих сонячних елементів (СЕ) після інтенсивного (за допомогою галогенової лампи) освітлення. Фотоелектричні властивості СЕ багато в чому визначаються часом життя неосновних носіїв заряду  $\tau$ . В свою чергу, для Cz-Si:В цей час суттєво залежить від наявності таких дефектів, комплекси, що містять бор та кисень (ВО-дефекти), пар залізо-бор та кисневмісних преципітатів. Перші два типи дефектів можуть змінювати свій стан під дією інтенсивного освітлення і тому першочерговою задачею було визначити причини спостережуваних ефектів.

Час життя неосновних носіїв, пов'язаний з рекомбінацією на дефектах в базі СЕ,  $\tau_{SRH}$  описується в рамках моделі Шоклі-Ріда-Хола:

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0}(N_A + p_1 + \Delta n)}{N_A + n_0 + \Delta n}, \quad (3.1)$$

де  $N_A$  – рівень легування р-області,  $n_0$  – рівноважна концентрація неосновних носіїв в базі СЕ,  $\Delta n$  – концентрація нерівноважних носіїв,

$$n_1 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_d}{kT}\right), \quad p_1 = N_V \exp\left(-\frac{E_d - E_V}{kT}\right), \quad (3.2)$$

$E_d$  – енергетичне положення рівня, пов'язаного з дефектом,  $N_C$  та  $N_V$  – ефективні густини станів поблизу дна зони провідності та вершини валентної зони, відповідно;  $E_C$  та  $E_V$  – енергетичні положення країв дозволених зон;

$$\tau_{n0} = \frac{1}{N_d \sigma_n v_{th,n}}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{N_d \sigma_p v_{th,p}}, \quad (3.3)$$

$N_d$  – концентрація дефектів,  $v_{th,n}$  та  $v_{th,p}$  – теплові швидкості електронів та дірок, відповідно,  $\sigma_n$  та  $\sigma_p$  – поперечні перерізи захоплення електронів та дірок.

Перебудова ВО-дефектів в умовах освітлення (так звана LID, light induced degradation, світлоіндукована деградація) викликає зменшення часу життя, причому ці зміни є залишковими при температурах поблизу кімнатних: для відновлення початкових значень  $\tau$  необхідним є відпал при температурах не нижче 200°C [22].

При освітленні також може відбуватися розпад пар FeB, причому зміни часу життя пов'язані з суттєвими різницями енергетичних положень рівнів та поперечних перерізів захоплення носіїв міжвузольним залізом та парою. Так, згідно з даними [23],

для Fe<sub>i</sub>:  $E_d = E_V + 0,394 \text{ eV}$ ;

$$\sigma_{n,Fe} = 3,47 \cdot 10^{-15} T^{-1,48} (\text{m}^2); \quad \sigma_{p,Fe} = 4,54 \cdot 10^{-20} \exp\left(-\frac{0,05}{kT}\right) (\text{m}^2);$$

для FeBE<sub>d</sub> =  $E_C - 0,26 \text{ eV}$ ;

$$\sigma_{n,FeB} = 5,1 \cdot 10^{-13} T^{-2,5} (\text{m}^2); \quad \sigma_{p,FeB} = 3,32 \cdot 10^{-14} \exp\left(-\frac{0,262}{kT}\right) (\text{m}^2).$$

Як показано в літературі [24], розпад пар може викликати як зменшення, так і зростання  $\tau$ : це залежить від концентрації нерівноважних носіїв заряду, і коли це величина не перевищує певне критичне значення  $\Delta n_{cr}$ , спостерігається зменшення часу життя. В свою чергу,  $\Delta n_{cr}$  залежить від рівня легування і для КДБ10 має становити величину близько  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Концентрацію нерівноважних носіїв заряду можна оцінити за величиною напруги холостого ходу [25]

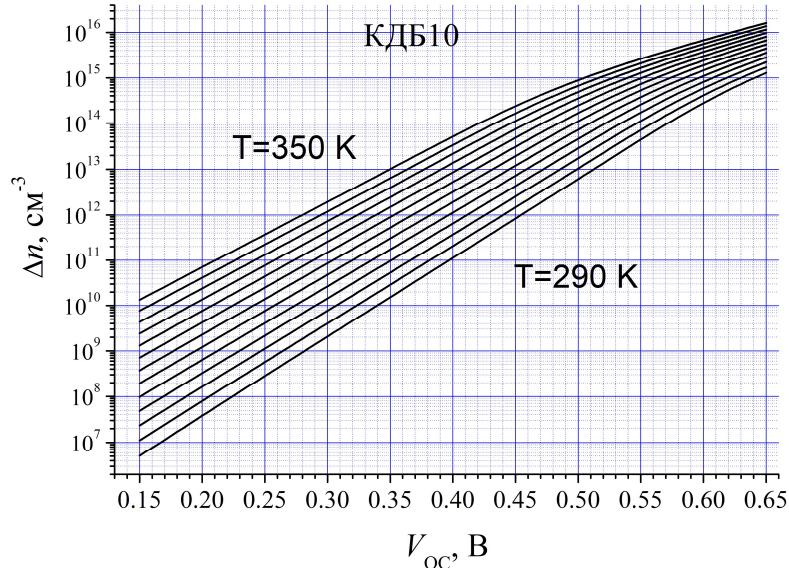
$$\Delta n = -\frac{n_0}{2} + \sqrt{\frac{n_0^2}{4} + n_i \exp\left(\frac{qV_{OC}}{kT}\right)}, \quad (3.4)$$

де  $n_i$  – концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику. Використовуючи формулу (3.4) були проведені розрахунки очікуваної концентрації надлишкових носіїв при різних значеннях температури та  $V_{OC}$ ,

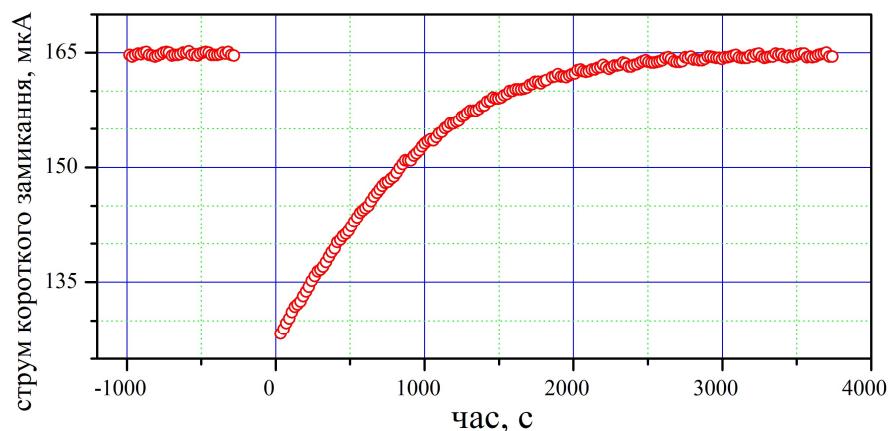
результати яких приведені на Рис.3.1. При розрахунках для опису температурної залежності  $n_i$  використано вираз з роботи [26]:

$$n_i(T) = 1,541 \cdot 10^{21} T^{1,712} \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right), \quad (3.5)$$

де  $E_G$  – ширина забороненої зони кремнію.



**Рис. 3.1.** Залежності концентрації нерівноважних носіїв заряду в режимі холостого ходу при різних температурах.



**Рис. 3.2.** Залежність струму короткого замикання до та після інтенсивного освітлення (момент освітлення позначено стрілкою). Температура 340 К.

В наших дослідженнях (див. далі) напруга холостого ходу не перевищує 0,42 В при 300 К, а отже  $\Delta n < 10^{12} \text{ см}^{-3} < \Delta n_{\text{cr}}$ . Таким чином, відповідно до даних на Рис.3.1, можна очікувати зменшення часу життя неосновних носіїв. На рис.3.2 приведена типова залежність струму короткого замикання сонячного елементу після освітлення галогеновою лампою. Видно, що внаслідок високоінтенсивного освітлення ( $0,25 \text{ Вт/см}^2$ )  $I_{\text{SC}}$  зменшується, що свідчить про підсилення рекомбінаційних процесів. Цей процес є оборотнім: величина струму короткого замикання повністю відновлюється після зберігання при температурі близько  $70^{\circ}\text{C}$  протягом 50 хв.

При переважній генерації фотоносіїв у базі сонячного елементу і використанні монохроматичного освітлення величина струму короткого замикання може бути описана виразом

$$I_{\text{SC}} = \frac{W_{\text{ph}}(1-R)q\beta\lambda}{hc} \frac{\alpha L}{1+\alpha L}, \quad (3.6)$$

де  $\alpha = \alpha(T, \lambda)$  – коефіцієнт поглинання світла,  $W_{\text{ph}}$  – світлова потужність,  $R$  – коефіцієнт відбиття,  $\beta$  – коефіцієнт квантового виходу,  $\lambda$  – довжина хвилі падаючого світла (в нашому випадку 940 нм),  $L$  - довжина дифузії неосновних носіїв заряду:

$$L = \sqrt{D\tau} = \sqrt{\frac{\mu kT}{q}}\tau, \quad (3.7)$$

$\mu$  – рухливість носіїв. У припущеннях, що суттєву роль в рекомбінації відіграють саме дефекти, пов'язані із залізом, для оцінки  $\tau$  може бути використаний вираз:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{BtB}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{Fei}} + \frac{1}{\tau_{FeB}} + \frac{1}{\tau_{rest}}, \quad (3.8)$$

де  $\tau_{BtB}$  – час життя, пов'язаний з випромінювальною міжзонною рекомбінацією,

$$\tau_{BlB} = \frac{1}{B(N_A + n_0 + \Delta n)}, \quad (3.9)$$

$B$  – міжзонний рекомбінаційний коефіцієнт,  $\tau_{Auger}$  – час життя, пов’язаний з Оже-процесами

$$\tau_{Auger} = \frac{1}{C_p N_A^2}, \quad (3.10)$$

а рекомбінаційний коефіцієнт описується виразом [27]

$$C_p(T) = (7,91 \cdot 10^{-44} - 4,13 \cdot 10^{-47} T + 3,59 \cdot 10^{-49} T^2) \times \\ \left( 1 + \left( 564812 \cdot T^{-1.6545} - 1 \right) \left( 1 - \tanh \left[ \left\{ \frac{N_A}{5 \cdot 10^{22}} \right\}^{0.29} \right] \right) \right), \quad (3.11)$$

$\tau_{Fei}$  та  $\tau_{FeB}$  пов’язані з рекомбінацією на міжвузольних атомах заліза  $Fe_i$  та на парах  $FeB$  і для їхнього обчислення може бути використаний вираз (3.1),  $\tau_{rest}$  описує решту рекомбінаційних каналів, включно з поверхневою рекомбінацією.

Відомо, що після розпаду пар часова залежність концентрації міжвузольних атомів заліза описується виразом [28]

$$N_{Fe}(t) = (N_{Fe,0} - N_{Fe,eq}) \exp(-t / \tau_{ass}) + N_{Fe,eq}, \quad (3.12)$$

де  $N_{Fe,0}$  – кількість міжвузольних зразу після інтенсивного освітлення,  $N_{Fe,eq}$  – концентрація міжвузольних атомів заліза в рівновазі (після тривалого перебування у темряві):

$$N_{Fe,eq} = \frac{N_{Fe,All}}{\left[ 1 + N_A 10^{-23} \exp\left(\frac{0.582}{kT}\right) \right] \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_F - 0.394}{kT}\right) \right]}, \quad (3.13)$$

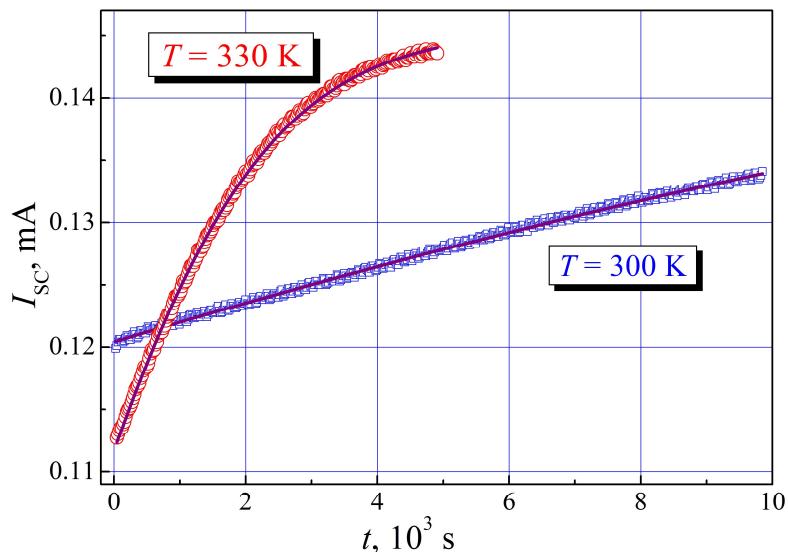
Для характерного часу асоціації комплексів у літературі запропоновано вираз [29]:

$$\tau_{ass} = \frac{5.7 \cdot 10^5}{N_A} T \exp\left(\frac{E_m}{kT}\right), \quad (3.14)$$

де  $E_m$  – енергія міграції міжвузольних атомів заліза. В свою чергу, часова залежність концентрації пар

$$N_{FeB}(t) = N_{Fe,0} - N_{Fe}(t), \quad (3.15)$$

Була проведена апроксимація відповідно до комплексу наведених вище формул експериментально вимірюваних залежностей струму короткого замикання. При цьому вважалося, що  $\beta = 1$ ,  $R = 0$ ,  $\Delta n = 0$ , для розрахунку  $\alpha = \alpha(T, \lambda)$ ,  $B$  та  $\mu$  використовувалися вирази з [29-31], шуканими параметрами вважалися величини  $W_{ph}$ ,  $\tau_{rest}$ ,  $N_{Fe,0}$  та  $E_m$ . Результати вимірювань та апроксимації при двох температурах наведені на Рис.3.3.



**Рис. 3.3.** Кінетика струму короткого замикання СЕ після інтенсивного освітлення при різних температурах. Точки – експеримент, лінії – апроксимація.

Визначені шляхом апроксимації величини параметрів склали наступні значення.  $W_{ph} = (3,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$  Вт. Ця величина досить добре співпадає зі значенням  $3,1 \cdot 10^{-4}$  Вт, отриманим шляхом вимірювання потужності випромінювання використаного LED за допомогою PowerMeter Rk-5720.  $\tau_{rest} > 100$  с, що свідчить про те, що внесок інших рекомбінаційних каналів у

досліджених зразках може бути знахтуваній.  $N_{Fe,0}=(2,0\pm0,4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , що, з одного боку, є достатньо типовою величиною для сонячного кремнію, а з другого – є близьким до значень, отриманих за допомогою методу дослідження спектральної залежності внутрішньої квантової ефективності ( $0,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) на зразках тієї самої серії. Нарешті, отримане значення енергії міграції атомів заліза склало  $E_m = (0,655\pm0,002) \text{ еВ}$ . Ця величина співпадає з відомим в літературі значенням  $0,66 \text{ еВ}$ .

Таким чином, спираючись 1) на знак зміни струму короткого замикання; 2) оборотність світлоіндукованих змін; 3) збіг отриманого значення енергії міграції атомів заліза з літературними даними можна зробити висновок, що причиною зафікованих змін параметрів кремнієвих сонячних елементів після інтенсивного освітлення є саме розпад пар залізо-бор.

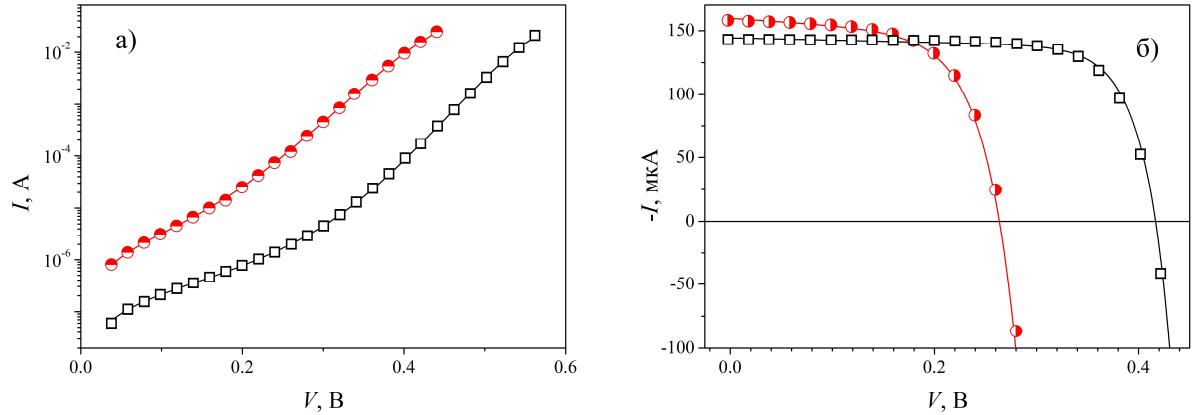
### 3.2 Температурні залежності параметрів СЕ

В роботі проводилися вимірювання темнових вольт-амперних характеристик (ВАХ) та ВАХ при монохроматичному освітленні кремнієвих сонячних елеменів до та після високоінтенсивного освітлення при температурах 300, 320 та 340 К. Проте параметри СЕ є, як правило, чутливими до темпертури і тому, щоб врахувати нагрів структур внаслідок освітлення попередньо бути досліджені температурні залежності ВАХ. Крім того, вивчення температурних залежностей параметрів дозволяє ідентифікувати фізичні механізми перенесення заряду.

Типові ВАХ, отримані як у темряві, так і про монохроматичному (940 нм) освітленні при різних температурах представлені на Рис.3.4. Для апроксимації темнових ВАХ використовувалося дводіодна модель:

$$I = I_{01} \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right] + I_{02} \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{n_2 kT}\right) - 1 \right] + \frac{(V - IR_s)}{R_{SH}}, \quad (3.16)$$

де перший доданок пов'язаний з процесами рекомбінації у квазі-нейтральній області, другий – в області просторового заряду (ОПЗ);  $R_S$  – послідовний опір,  $R_{SH}$  – опір шунтування,  $n$  – фактор неідеальності.



**Рис. 3.4.** Темнові (а) та світлові (б) ВАХ сонячного елемента, виміряні при температурах 290К (квадрати) та 340 К (кола). Точки – експеримент, лінії – апроксимація відповідно до формул (3.16) (а) та (3.21) (б)

Температурні залежності струмів насищення  $I_{01}$  та  $I_{02}$  показані на Рис.3.5. Видно, що в обох випадках залежності є термоактиваційними і добре описуються виразами

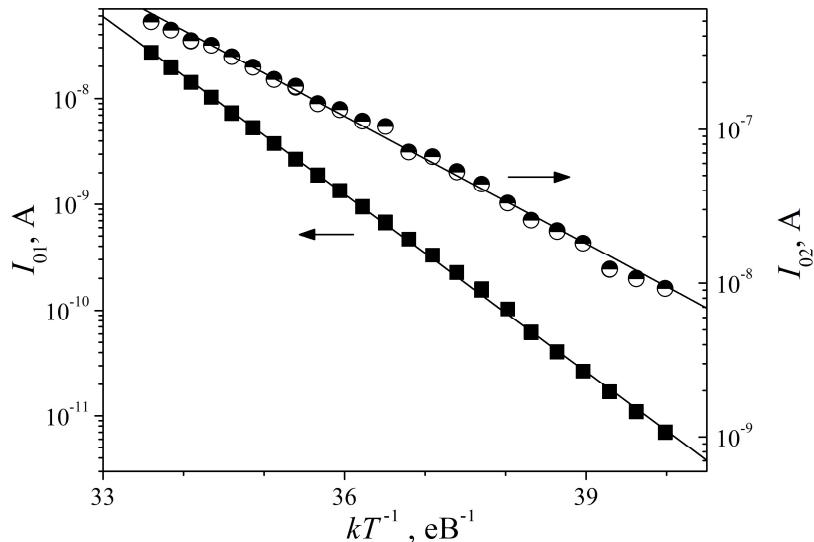
$$I_0 = I_{00} \exp(E_a / kT), \quad (3.17)$$

де  $I_{00}$  температуро-незалежний множник,  $E_a$  – енергія активації. Як показали розрахунки, для  $I_{01}$  ця величина становить  $(1,29 \pm 0,04)$  eВ, а для  $I_{02}$  –  $(0,64 \pm 0,01)$  eВ. Відомо, що струми насищення мають описуватися наступними співвідношеннями

$$I_{01} = \frac{qn_i}{N_A} \sqrt{\frac{\mu kT}{\tau}}, \quad (3.18)$$

$$I_{02} = qn_i d / 2\tau_g, \quad (3.19)$$

де  $d$  – товщина ОПЗ,  $\tau_g$  – ефективний час життя носіїв в ОПЗ.



**Рис. 3.5.** Температурні залежності струмів насычення рекомбінаційних струмів в квазі-нейтральній області (ліва шкала, квадрати) та в області просторового заряду (права шкала, кола). Точки – експеримент, лінії – експоненційна апроксимація.

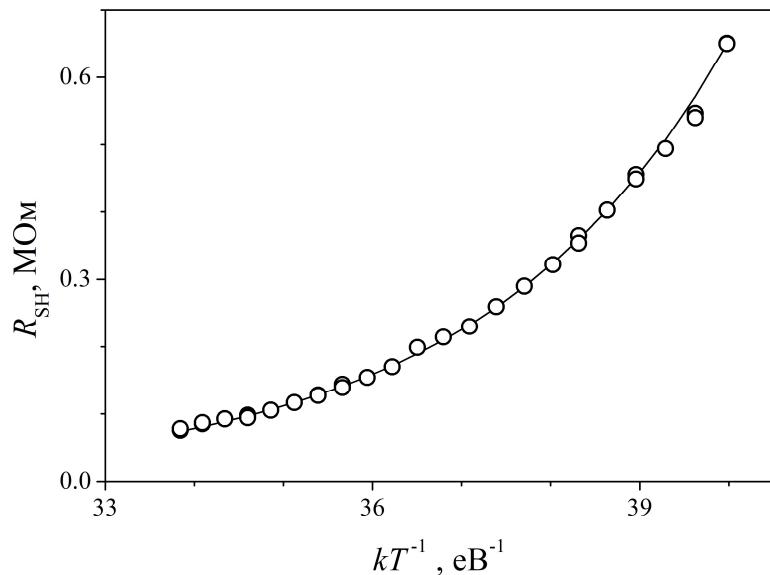
Як видно з (3.18) та (3.19), активаційна енергія для  $I_{01}$  має бути близькою до ширини забороненої зони кремнію (1,14 eV), а для  $I_{02}$  – вдвічі меншою, що і спостерігається на експерименті.

На рис.3.6 представлена температурна залежність шунтувого опору, з якої видно, що ця величина достатньо стрімко зростає з підвищеннем  $T$ . Відповідно до моделі дислокаційно-індукованого імпедансу, фотовольтаїчних детекторів, запропонованої в [32]

$$R_{sh} = \frac{T}{\sigma_{dis}} \left[ \cosh\left(\frac{E_{dis} - E_i}{kT}\right) + \cosh\left(\frac{U_s}{kT}\right) \right], \quad (3.20)$$

де пов'язана з густинорою, площею поверхні дислокацій та густинорою дислокаційних станів,  $E_{dis}$  – енергетичне положення рівня, з яким а пов'язана поява дислокаційного рекомбінаційного струму,  $U_s$  – потенціал на поверхні

дислокаційного ядра. Вираз (3.20) записано для випадку однакової ймовірності захоплення електронів та дірок дислокаційними станами.



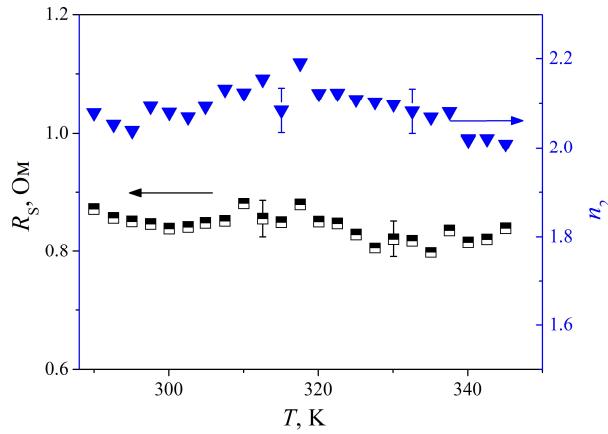
**Рис. 3.6.** Залежність величини шунтуючого опору від температури. Точки – експеримент, лінія – апроксимація за формулою (3.20).

Апроксимація експериментальної кривої дозволила отримати значення  $(E_{\text{dis}} - E_i) = (0,32 \pm 0,02)$  еВ, що відповідає енергії активації носіїв  $(0,24 \pm 0,02)$  еВ. Це значення близьке до енергії активації дислокаційних рівнів  $(0,22 \div 0,25)$  еВ, яка спостерігалась в [33].

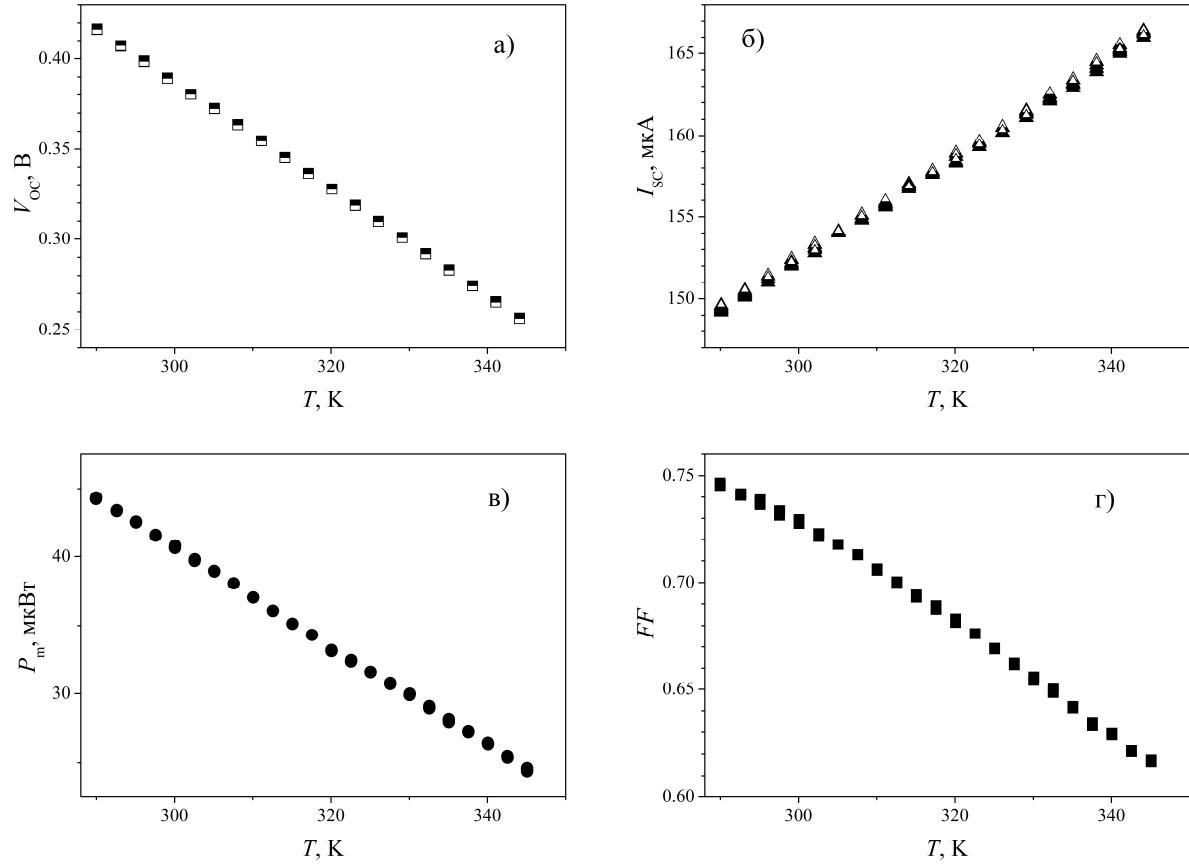
З рис.3.7 видно, що величини послідовного опору та фактору неідеальності практично не залежать від температури і дорівнюють  $(0,85 \pm 0,04)$  Ом та  $(2,10 \pm 0,05)$  відповідно.

При використаних інтенсивностях освітлення величина фотогенерованого струму  $I_{\text{ph}}$  складала близько 150 мА, що суттєво перевищує верхню межу струмів ( $\sim 10^4$  А, див. Рис.3.4), при якій внесок другого доданку у виразі (3.16) є суттєвим. Як наслідок, більш доречним є апроксимація освітлених ВАХ в рамках однодіодної моделі

$$I = -I_{ph} + I_0 \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_S)}{nkT}\right) - 1 \right] + \frac{(V - IR_S)}{R_{SH}}, \quad (3.21)$$



**Рис. 3.7.** Температурні залежності послідовного опору (ліва шкала, квадрати) та фактору неідеальності (права шкала, кола) СЕ.



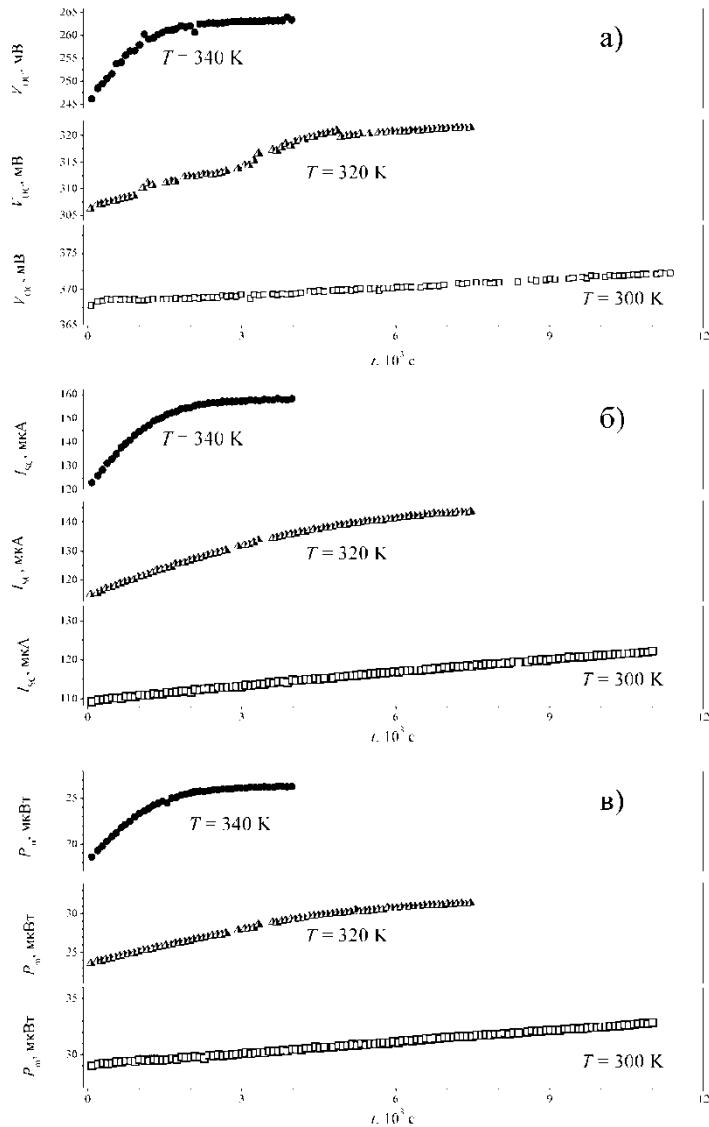
**Рис. 3.8.** Температурні залежності напруги холостого ходу (а), струму короткого замикання (б), максимальної вихідної потужності (в) та фактору заповнення (г) СЕ.

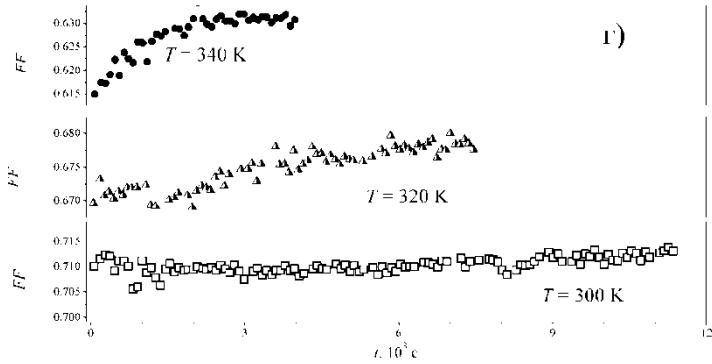
Зауважимо, що залежності  $I_0$ ,  $R_s$  та  $n$  схожі до тих, що отримані при аналізі темнових ВАХ: струм насилення є термоактивованим з енергією  $(1,17 \pm 0,02)$  еВ, а послідовний опір та фактор неідеальності температоронезалежні, правда з іншими абсолютноюми значеннями:  $(0,68 \pm 0,05)$  Ом та  $(1,06 \pm 0,02)$ . Крім того, з освітлених ВАХ визначалися струм короткого замикання ( $I_{SC}$ ), напруга холостого ходу ( $V_{OC}$ ), максимальна вихідна потужність ( $P_m$ ) та фактор заповнення ( $FF = P_m / I_{SC} V_{OC}$ ). При застосувався підхід, запропонований в роботі [34]. Температурні залежності цих параметрів представлені на Рис.3.8. Вони є достатньо типовими для сонячних елементів [35].

### 3.3 Вплив розпаду пар FeB на параметри СЕ

На рис.3.9 та 3.10 представлена результати, отримані шляхом апроксимації ВАХ досліджуваних структур, виміряних протягом певного періоду часу після високо інтенсивного опромінення. Як показано раніше, подібний вплив викликає розпад пар FeB і тому подібні дослідження мали на меті з'ясувати як саме перебудова цього комплексу відображається на величинах різних параметрів СЕ. При цьому зверталася увага як на величину зміни параметру, так і на характерний час релаксаційних процесів. При цьому опорними значеннями в останньому випадку слугували величини, отримані з релаксації струму короткого замикання. Так, рис.3.9 демонструє кінетичні залежності параметрів фотоелектричного перетворення в умовах асоціації пар залізо-бор. Видно, що для всіх цих параметрів спостерігається релаксаційні

процеси зі схожими часовими характеристиками, проте суттєва відмінність спостерігається для абсолютнох величин змін. Так, розпад FeB викликає зменшення  $I_{SC}$  приблизно на 25%, тоді як для  $V_{OC}$  ця величина складає від 8% при 340 K до 5% при 300 K, для  $P_m$ —близько 30% незалежно від температури, а для  $FF$ —від 2% (340 K) до 0% (300 K).





**Рис. 3.9.** Кінетика зміни напруги холостого ходу (а), струму короткого замикання (б), максимальної вихідної потужності (в) та фактору заповнення (г) після розпаду пар FeB при різних температурах.

Тобто, максимально чутливими до зміни стану дефектного комплексу є струм короткого замикання та максимальна вихідна потужність (яка пропорційна коефіцієнту корисної дії). Щодо напруги холостого ходу, то необхідно взяти до уваги, що знехтувавши впливом послідовного та шунтуючого опорів, вираз для неї може бути записаний у вигляді

$$V_{OC} = \frac{nkT}{q} \ln \left( \frac{I_{SC}}{I_0} + 1 \right), \quad (3.22)$$

Тобто, якщо розпад пар безпосередньо спричинює зменшення довжини дифузії неосновних носіїв, а отже і  $I_{SC}$ , то для  $V_{OC}$  має місце логарифмічна залежність від струму короткого замикання, причому при зменшенні температури залежність послаблюється. Враховуючи, що в нашому випадку  $I_{SC}/I_0 \gg 1$  та нехтуючи зміною величини струму насичення внаслідок розпаду пар, для відносної зміни напруги холостого ходу можна наблизено записати:

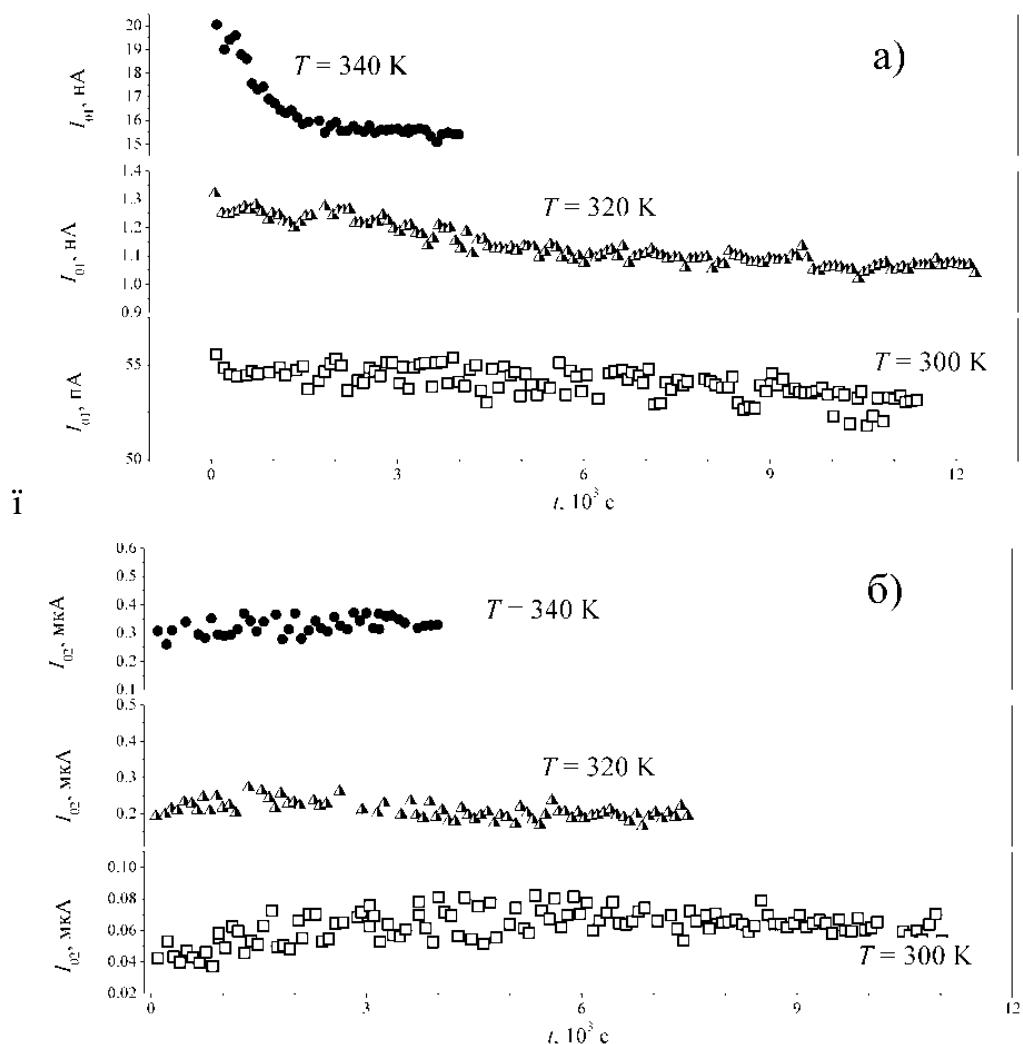
$$\frac{\Delta V_{OC}}{V_{OC,0}} \approx \frac{nkT}{V_{OC,0} I_{SC,0}} \Delta I_{SC}, \quad (3.23)$$

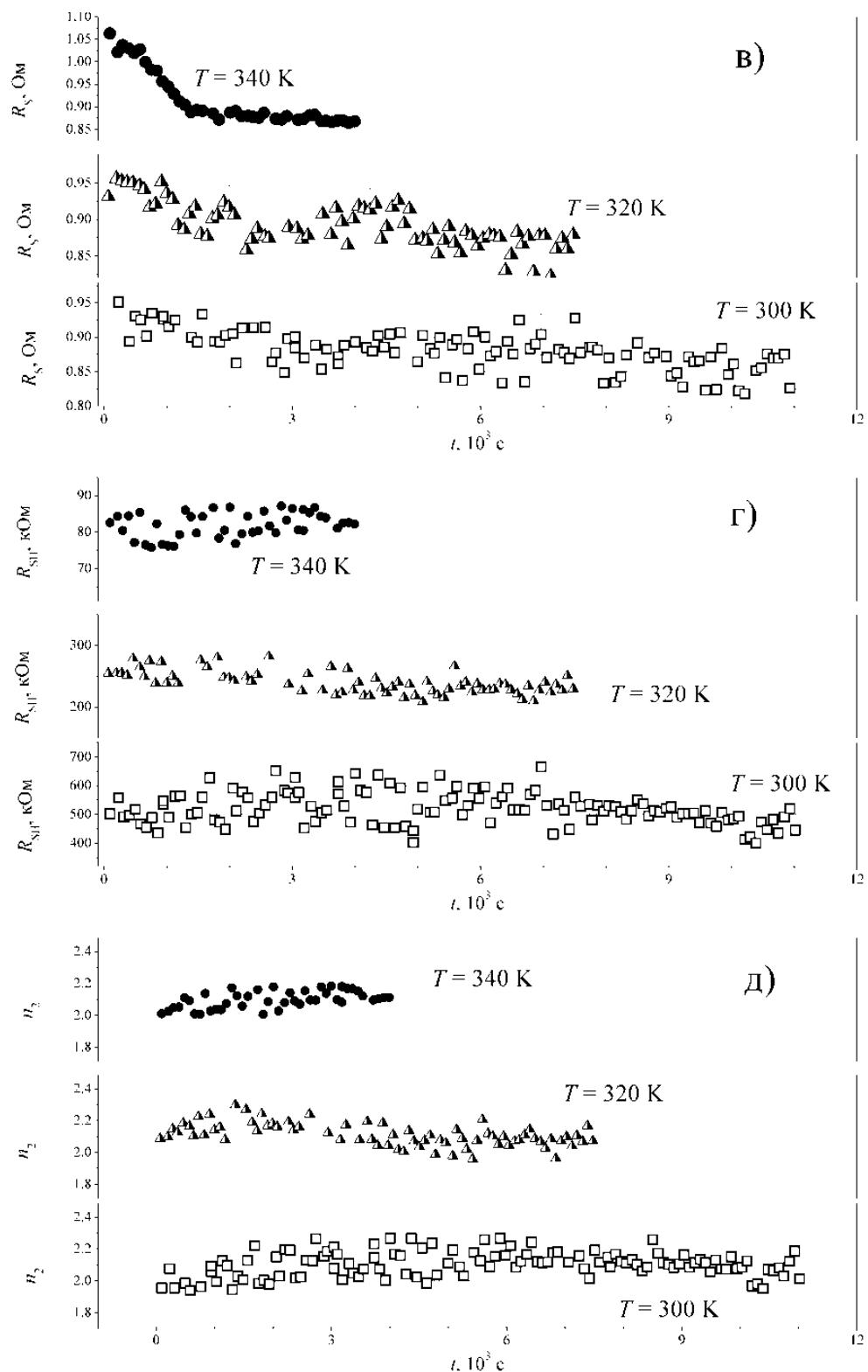
де індекс «0» відповідає значенням параметрів до розпаду дефектної пари. Таким чином, зменшення абсолютноого значення  $V_{OC}$  зі зростанням температури (Рис.3.8, а) також є причиною зменшення чутливості даного

параметру до стану домішкової пари при охолодженні. Подібні міркування застосовні і до фактору форми ВАХ: як наслідок при кімнатних температурах зміни цього параметра після розпаду пар FeB мінімальні.

Водночас, максимальна вихідна потужність суттєво зменшується після інтенсивного освітлення, а отже, поряд зі струмом короткого замикання, може бути індикатором перетворень в системі рекомбінаційних центрів.

На рис.3.10 представлено результати, отримані для параметрів, що описують темнові ВАХ. На відміну від характеристик фотоелектричного перетворення, ці величини в переважній більшості не залежать від стану пари FeB. Виключення становлять лише струм насичення, пов'язаний з рекомбінацією в базі СЕ та послідовний опір (Рис.3.10, а, в).





**Рис. 3.10.**Кінетика зміни струмів насичення рекомбінаційних струмів в квазі-нейтральній області (а) та в ОПЗ (б), послідовного (в) та шунтуючого

(г) опорів і фактору неідеальності (д) після розпаду пар FeB при різних температурах.

Для  $I_{01}$  це цілком очікувано: величина явно залежить від часу життя неосновних носіїв – див. формулу (3.18). Зауважимо лише, що зі зменшенням температури зміни  $I_{01}$  після розпаду зменшуються.

Послідовний опір СЕ пов'язується [25] з опором матеріалу та контактним опором, причому перший зазвичай є температуро незалежним, а другий зростає при охолодженні структури. В нашому випадку  $R_S$  практично не залежить від температури (див. Рис.3.7), що свідчить про можливість зневажування контактною складовою послідовного опору.

Як показують результати експериментів, після інтенсивного освітлення величина послідовного опору зростає, а через певний проміжок часу повертається до вихідного значення. Проте, на нашу думку, цей ефект не пов'язаний із зруйнуванням пари FeB. На користь цього свідчить відмінність кінетичних залежностей змін  $R_S$  та  $I_{SC}$ : зменшення опору відбувається практично лінійно з часом і відновлення вихідного значення відбувається через  $\sim 1500$  с незалежно від температури (рис.3.10, в). Причини світлоіндукованої зміни послідовного опору потребують подальшого дослідження.

## **ВИСНОВКИ**

1. Проведено дослідження змін параметрів кремнієвих сонячних елементів після інтенсивного освітлення та показано, що в досліджуваних структурах переважаючим ефектом є розпад пар FeB.
2. Виявлено, що найбільш чутливими до розпаду пар залізо-бор є струм короткого замикання та максимальна вихідна потужність, тоді як відносні зміни напруги холостого ходу та коефіцієнта форми ВАХ значно менші і суттєво спадають при зменшенні температури.
3. Показано, зміна стану домішкового заліза не впливає на рекомбінаційний струм в області просторового заряду, фактор неідеальності та дислокаційно-індукований шунтуючий опір. Виявлено оборотній ефект світлоіндукованого збільшення послідовного опору.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. <https://avenston.com/articles/photovoltaics-in-ukraine>
2. *A.A. Istratov, H. Hieslmair, E.R. Weber / Iron and its complexes in silicon // Appl. Phys. A.* –1999. – Vol.69. – P.13.
3. *J.O. Bodunrin, D.A. Oeba, S.J. Moloi / Current-voltage characteristics of iron-implanted silicon based Schottky diodes // Materials Science in Semiconductor Processing.* – 2021. – Mar. – Vol.123. – P.105524.
4. *V.Vähänissi, A.Haarahiltunen, H.Talvitie, M.Yli-Koski,H.Savin / Impact of phosphorus gettering parameters and initial iron level on silicon solar cell properties // Prog. Photovolt. Res. Appl.* – 2012. –Vol.21. – P.29.
5. *G.W. Ludwig, H.H. Woodbury: In Solid State Physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull (Academic, New York 1962) p.223
6. *H. Feichtinger/ Defects and Radiation Effects in Semiconductors //Inst. Phys. Conf.Ser.*–1979. –Vol.46.–P.528.
7. *K. Graff, H. Pieper/ The Properties of Iron in Silicon //J. Electrochem. Soc.* –1981. –Vol.128. – P.669.
8. *E. Weber: Crystal Res. Technol.* 16, 209 (1981)
9. *H. Feichtinger: Acta Phys. Austr.* 51, 161 (1979)
10. *X. Gao, H. Mollenkopf, S. Yee/Annealing and profile of interstitial iron in boron-doped silicon //Appl. Phys. Lett.* – 1991. –Vol.59. –P. 2133.
11. *K. Wunstel, P. Wagner/Interstitial iron and iron-acceptor pairs in silicon//Appl. Phys.* – 1982. –Apr. –Vol.27.– P.207.
12. *G. Zoth, W. Bergholz/ A fast, preparation-free method to detect iron in silicon // J. Appl. Phys.* –1990. –Vol.67.–P. 6764.
13. *L.C. Kimerling: In Defects in Semiconductors*, ed. by J. Narayan, T.Y. Tan (North-Holland, Amsterdam 1981) p.85
14. *W. Wijaranakula/The Reaction Kinetics of Iron-Boron Pair Formation and Dissociation in P-Type Silicon // J. Electrochem. Soc.* – 1993. – Vol.140.– P.275.
15. *H. Nakashima, T. Isobe, Y. Yamamoto, K. Hashimoto / Diffusion coefficient of iron in silicon at room temperature//Jpn. J. Appl. Phys.* –1988. –Vol.27.– P.1542.
16. *J. Lagowski, P. Edelman, A.M. Kontkiewicz, O. Milic, W. Henley, M. Dexter, L. Jastrzebski, A.M. Hoff/ Iron detection in the part per quadrillion range in silicon using surface photovoltage and photodissociation of iron-boron pairs // Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol.63. – P.3043.
17. *L.C. Kimerling/Recombination enhanced defect reactions //Solid State Electron.* – 1978.– Vol.21.– P.1391.

18. *J.D. Weeks, J.C. Tully, L.C. Kimerling*/Theory of recombination-enhanced defect reactions in semiconductors // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Oct. – Vol.12. – P.3286.
19. *H. Lemke* / Energy levels and binding energies of ion pairs in silicon // *Phys. Status Solidi A.* – 1983. – Vol.76. – P. 223.
20. *D.Macdonald, A.Cuevas, L.J.Geerligs* / Measuring dopant concentrationsincompensated p-type crystalline silicon via iron-acceptor pairing // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92. – P. 202119.
21. *L.J.Geerligs, D. Macdonald* / Dynamics offlight induced FeB pair dissociation in crystalline silicon // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – Pp. 5227-5229.
22. *T. Niewelt, J. Schoon, W. Warta* / Degradation of Crystalline Silicon Due to Boron-Oxygen Defects // *IEEE Journal of Photovoltaics.* – 2017. – Jan. – Vol.7, no. 1. – Pp. 383 – 398.
23. *Fiacre E. Rougier, C. Sun, D. Macdonal* / Determiningthecharge states and capture mechanisms of defectsinsiliconthrough accurate recombination analyses: A review // *Solar Energy Materials and Solar Cells.* –2018. – Vol.187. – Pp. 263-272. – <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2018.07.029>
24. *Jan Schmidt* / Effect of Dissociation of Iron–Boron Pairs in Crystalline Silicon on Solar Cell Properties // *Prog. Photovolt. Res. Appl.* – 2005. – May. – Vol.13. – Pp. 325-331.
25. *A. V. Sachenko, Yu. V. Kryuchenko, V. P. Kostylyov, A. V. Bobyl, E. I. Terukov, S. N. Abolmasov, A. S. Abramov, D. A. Andronikov, M. Z. Shvarts, I. O. Sokolovskyi, M. Evstigneev* / Temperature dependence of photoconversion efficiency in silicon heterojunction solar cells: Theory vs experiment // *J. Appl. Phys.* – 2016. – Vol.119. – P. 225702
26. *R. Couderc, M. Amara, M. Lemiti* / Reassessmentoftheintrinsicscarrierdensitytemperature dependence in crystalline silicon // *J. Appl. Phys.* – 2014. –Vol. 115. – P. 093705.
27. *Pietro P. Altermatt, Jan Schmidt, Gernot Heiser, Armin G. Aberle* / Assessment and parameterisation of Coulomb-enhanced Auger recombination coefficients in lowly injected crystalline silicon // *J. Appl. Phys.* – 1997. –Vol.82. – P.4938.
28. *J. D. Murphy, K. Bothe, M. Olmo, V. V. Voronkov, R. J. Falster* /The effect of oxide precipitates on minority carrier lifetime in p-type silicon // *J. Appl. Phys.* – 2011. –Vol.110. – P.053713.
29. *Augustin McEvoy, T. Markvart, L. Castaner* / SolarCells // *Materials, ManufactureandOperation.* – 2013.–Secondedition. – Oxford:AcademicPress.– P.641.

30. *Hieu T. Nguyen, Simeon C. Baker-Finch, D. Macdonald / Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in crystalline silicon from spectral photoluminescence* // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – Vol.104. – P. 112105. –<http://dx.doi.org/10.1063/1.4869295>
31. *D.B.M.Klaassen/ A unified mobility model for device simulation—I. Model equations and concentration dependence* // *Solid-State Electronics*. – 1992. – Vol. 35, no. 7.–Pp. 953-959.
32. *V. Gopal, S. Gupta / Contribution of dislocations to the zero-bias resistance-area product of LWIR HgCdTe photodiodes at low temperatures* // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2004. – Jul. – Vol.51, no. 7. – Pp. 1078-1083.
33. *J. Evans-Freeman, D. Emiroglu, K. Vernon-Parry, J. Murphy, P.R. Wilshaw / High resolution deep level transient spectroscopy applied to extended defects in silicon* // *J. Phys. Condens. Matter*. – 2005. –Vol.17, no.22.–Pp. 19-27. –<https://doi.org/10.1088/0953-8984/17/22/009>
34. *B.Paviet-Salomon, J.Levrat, V.Fakhfouri, Y. Pelet, N.Rebeaud, M. Despeisse, C.Ballif / New guidelines for a more accurate extraction of solar cells and modules key data from their current–voltage curves* // *Prog. Photovolt. Res. Appl.* – 2017. – Vol.25. – Pp.623-635.
35. *Priyanka Singh, N.M. Ravindra / Solar Energy Materials & Solar Cells // Solar Energy Materials and Solar Cells*.–2012. – Vol.101.– Pp. 36-45.