

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Міністерство освіти і науки України

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

**ОЛІХ ОЛЕГ ЯРОСЛАВОВИЧ**

УДК 534.29, 537.312.5/.6/.9

**ДИСЕРТАЦІЯ**

АКУСТО-ІНДУКОВАНІ ЕФЕКТИ В ОПРОМІНЕНИХ ТА НЕОПРОМІНЕНИХ  
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ

Спеціальність 104— «Фізика та астрономія»

10— Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня *доктора фізико-математичних наук*

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ О. Я. Оліх

Науковий консультант Іванов Іван Іванович

доктор фізико-математичних наук, професор

Київ — 2018

## АНОТАЦІЯ

Оліх О. Я. Акусто–індуковані ефекти в опромінених та неопромінених напівпровідникових структурах. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). - Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, 2018.

### Зміст анотації

Ключові слова: ультразвук, гамма-опромінення, кремній, бар'єрні структури, акусто–дефектна взаємодія, перенесення заряду, оборотні акусто–індуковані зміни.

### Список публікацій здобувача

## ABSTRACT

Olikh O. Ya. Акусто–індуковані ефекти в опромінених та неопромінених напівпровідникових структурах. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). - Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2018.

### Зміст анотації

Ключові слова: ultrasound, gamma-rays, silicon, barrier structures, acousto-defect interaction, charge transport, reversible acoustically-induced change.

### Список публікацій здобувача

## Зміст

Стр.

<b>Перелік умовних скорочень та позначень</b>	7
<b>Вступ</b>	11
<b>Розділ 1. Акусто–індуковані ефекти у мікроелектронних структурах та матеріалах</b>	13
1.1 Залишкові акусто–індуковані ефекти . . . . .	13
1.2 Динамічні акусто–індуковані ефекти . . . . .	13
<b>Розділ 2. Особливості використання активного ультразвуку</b>	14
2.1 Методика вивчення ультразвукового впливу . . . . .	14
2.2 Оцінка параметрів акустичного впливу . . . . .	18
<b>Розділ 3. Динамічні акусто–індуковані ефекти в радіаційно опромінених та неопромінених кремнієвих структурах з p–n переходом</b>	20
3.1 Структура кремнієвих сонячних елементів та режими їх радіаційного опромінення . . . . .	20
3.2 Оборотна акусто–керована деградація неопромінених кристалічних кремнієвих сонячних елементів . . . . .	23
3.2.1 Особливості визначення параметрів КСЕ . . . . .	24
3.2.2 Вплив ультразвукового навантаження на фотоелектричне перетворення в КСЕ . . . . .	29
3.2.3 Особливості акустичного керування рекомбінацією в КСЕ .	32
3.2.4 Модель акусто–активного комплексного дефекту . . . . .	40
3.2.5 Чисельний розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми . . . . .	47
3.2.6 Дефекти, які визначають рекомбінацію в КСЕ . . . . .	49

3.3	Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих $p-n$ структурах за умов ультразвукового навантаження . . . . .	55
3.3.1	Метод визначення енергетичного положення рівнів в ОПЗ .	55
3.3.2	Виявлені рівні та їх можлива ідентифікація . . . . .	57
3.3.3	Акусто-індуковані зміни в системі рекомбінаційних центрів	64
3.4	Особливості акусто-дефектної взаємодії в радіаційно-опромінених кремнієвих структурах з $p-n$ переходом .	69
3.4.1	Оцінка наслідків опромінення . . . . .	71
3.4.2	Область просторового заряду . . . . .	72
3.4.3	Квазі-нейтральна область . . . . .	77
3.4.4	Акусто-індуковані зміни шунтуючого опору . . . . .	81
3.4.5	Особливості впливу ультразвукового навантаження на фотогенерацію струму в нейтронно-опромінених структурах	85
	Висновки до розділу 3 . . . . .	91
<b>Розділ 4. Визначення параметрів структур метал-напівпровідник</b> . . . . .		94
4.1	Загальні підходи до визначення параметрів діодів Шотки . . . . .	94
4.2	Контрольні вольт-амперні характеристики . . . . .	96
4.2.1	Ідеальні синтезовані ВАХ . . . . .	96
4.2.2	Синтезовані ВАХ з випадковими похибками . . . . .	98
4.2.3	Експериментальні ВАХ . . . . .	99
4.3	Критерії точності методів . . . . .	99
4.4	Методи визначення параметрів ДШ . . . . .	100
4.4.1	Аналітичні методи . . . . .	100
4.4.2	Чисельні методи . . . . .	110
4.4.3	Еволюційні алгоритми . . . . .	111
4.5	Порівняння ефективності методів визначення параметрів структур МН . . . . .	116
4.5.1	Точність визначення параметрів на основі ідеальних ВАХ .	116
4.5.2	Швидкодія методів визначення параметрів ДШ . . . . .	126

4.5.3 Вплив випадкових похибок на точність визначення параметрів структур МН . . . . .	128
4.5.4 Визначення параметрів реальних структур МН . . . . .	129
Висновки до розділу 4 . . . . .	135
<b>Розділ 5. Ефекти впливу гамма–опромінення та ультразвукового навантаження на кремнієві структури метал-напівпровідник</b>	138
5.1 Структури метал–напівпровідник на основі кремнію . . . . .	138
Висновки до розділу 5 . . . . .	139
<b>Розділ 6. Особливості динамічних акустоіндукованих змін кремнієвих діодів Шотки в широкому температурному інтервалі . . . . .</b>	140
Висновки до розділу 6 . . . . .	140
<b>Розділ 7. Вплив мікрохвильових та ультразвукових обробок на властивості структур на основі арсеніду галію . . . . .</b>	141
Висновки до розділу 7 . . . . .	141
<b>Розділ 8. Оформление различных элементов . . . . .</b>	142
8.1 Форматирование текста . . . . .	142
8.2 Ссылки . . . . .	142
<b>Список використаних джерел . . . . .</b>	143

## Перелік умовних скорочень та позначень

CDLR	coupled defect level recombination, рекомбінація у системі спарених рівнів дефектів
DE	differential evolution, метод диференційної еволюції
FRC	fast-formed recombination center, швидко сформовані ВО дефекти
NIEL	non-ionizing energy losses, втрати, не пов'язані з іонізацією
MABC	modified artificial bee colony, метод штучної бджолиної сім'ї
OSFR	oxidization induced stacking-faults ring, кільцеві дефекти пакування, що виникли при окисненні
PSO	particle swarm optimization, метод оптимізації зграї частинок
RT	running time, час, необхідний для визначення параметрів
SRC	slow-formed recombination center, повільно сформовані ВО дефекти
TLBO	teaching learning based optimization, метод оптимізованого викладання та навчання
ААД	акусто-активний дефект
АДВ	акусто-дефектна взаємодія
AI	акусто-індуктований
АХ	акустична хвиля
АЧХ	амплітудно-частотна характеристика
ВАХ	вольт-амперна характеристика
ВБШ	висота бар'єру Шотки
ВФХ	вольт-фарадна характеристика
ГР	глибокий рівень
ДШ	діод Шотки
ЕА	еволюційний алгоритм
КНО	квазі-нейтральна область
КП	кисневмісні преципітати
КСЕ	кремнієвий сонячний елемент
МН	метал-напівпровідник
ОПЗ	область просторового заряду
ППЗ	поперечний переріз захоплення

РД	радіаційний дефект
ТД	точковий дефект
УЗ	ультразвук
УЗН	ультразвукове навантаження
УЗО	ультразвукова обробка
ШРХ	теорія Шоклі–Ріда–Хола
$\alpha$	коефіцієнт поглинання світла
$\alpha_R$	температурний коефіцієнт опору
$\beta$	коефіцієнт квантового виходу
$\beta_1, \beta_2$	коефіцієнти Варшні
$\Delta P$	абсолютна АІ зміна параметра $P$
$\varepsilon$	діелектрична проникність матеріалу
$\varepsilon_0$	діелектрична стала
$\varepsilon_P$	відносна АІ зміна параметра $P$
$\xi_{\text{US}}$	амплітуда деформації гратки при поширенні УЗ
$\eta$	темп генерації РД
$\lambda$	довжина хвилі падаючого світла
$\rho_{\text{LNO}}$	густина ніобату літію
$\rho_{\text{Si}}$	густина кремнію
$\sigma_n$	поперечний переріз захоплення електронів дефектом
$\sigma_p$	поперечний переріз захоплення дірок дефектом
$\tau_g$	ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ
$\tau_n$	ефективний час життя електронів
$\tau_{n,\text{RD}}$	час життя електронів при рекомбінації на РД
$v_{\text{LNO}}$	швидкість звуку в ніобаті літію
$v_{\text{th},n}$	теплова швидкість електронів
$v_{\text{th},p}$	теплова швидкість дірок
$v_{\text{Si}}$	швидкість звуку в кремнії
$\Phi_b$	ВБШ при нульовому зміщенні
$\Psi$	флюенс опромінення
$\zeta$	диференційний показник нахилу ВАХ
$A$	площа зразка

$A_{\text{LNO}}$	площа п'єзоперетворювача
$A^*$	ефективна стала Річардсона
$a_B$	радіус Бора
$c$	швидкість світла
$D$	доза опромінення
$D_d$	displacement damage dose, ефективна доза, пов'язана з дефектоутворенням
$E_g$	ширина забороненої зони
$E_i$	положення рівня Фермі у власному напівпровіднику
$E_t$	положення енергетичного рівня, зв'язаного з дефектом
$FF$	фактор форми освітленої ВАХ СЕ
$f_r$	резонансна частота п'єзоперетворювача
$f_{\text{US}}$	частота УЗ
$h$	стала Планка
$I$	струм
$I_s$	струм насищення
$J$	густина струму
$J_{ph}$	густина фотогенерованого струму
$J_s$	густина струму короткого замикання
$k$	стала Больцмана
$L_n$	довжина дифузії електронів
$N_c$	ефективна густина станів біля дна зони провідності
$N_{t,\text{RD}}$	концентрація радіаційних дефектів
$N_v$	ефективна густина станів біля вершини валентної зони
$n_i$	концентрація власних носіїв заряду
$n$	концентрація електронів
$n_{\text{id}}$	фактор неідеальності
$n_n$	концентрація основних носіїв у електронному напівпровіднику
$n_p$	концентрація неосновних носіїв у дірковому напівпровіднику
$q$	елементарний заряд
$p$	концентрація дірок
$p_n$	концентрація неосновних носіїв у електронному напівпровіднику

$p_p$	концентрація основних носіїв у дірковому напівпровіднику
$R$	температура рекомбінації
$R_{DA}$	параметр зв'язку у моделі CDLR
$R_{ph}$	коефіцієнт відбивання світла
$R_s$	послідовний опір
$R_{sh}$	шунтуючий опір
$T$	абсолютна температура
$T_{US}$	період АХ
$t$	час
$u_{US}$	амплітуда зміщень атомів при поширенні УЗ
$V$	напруга
$V_d$	падіння напруги в околі бар'ру
$V_{oc}$	напруга холостого ходу
$V_R$	зворотна напруга
$V_{RF}$	амплітуда високочастотної напруги, прикладеної до п'єзоперетворюючого матеріалу
$W_{ph}$	інтенсивність освітлення
$W_{US}$	інтенсивність акустичної хвилі

## Вступ

обґрунтування вибору теми дослідження (висвітлюється зв'язок теми дисертації із сучасними дослідженнями у відповідній галузі знань шляхом критичного аналізу з визначенням сутності наукової проблеми або завдання);

мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження;

методи дослідження (перераховуються використані наукові методи дослідження та змістовно відзначається, що саме досліджувалось кожним методом; обґрутовується вибір методів, що забезпечують достовірність отриманих результатів та висновків);

наукова новизна отриманих результатів (аргументовано, коротко та чітко представляються основні наукові положення, які виносяться на захист, із зазначенням відмінності одержаних результатів від відомих раніше);

особистий внесок здобувача (якщо у дисертації використано ідеї або розробки, що належать співавторам, разом з якими здобувачем опубліковано наукові праці, обов'язково зазначається конкретний особистий внесок здобувача в такі праці або розробки; здобувач має також додати посилання на дисертації співавторів, у яких було використано результати спільних робіт);

апробація матеріалів дисертації (зазначаються назви конференції, конгресу, симпозіуму, семінару, школи, місце та дата проведення);

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається із вступу, п'яти розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальних обсяг дисертації складає ??TotPages сторінки з 46 рисунками та 15 таблицями. Список використаних джерел містить 1 найменувань.

За наявності у вступі можуть також вказуватися:

зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами - вказується, в рамках яких програм, тематичних планів, наукових тематик і грантів, зокрема галузевих, державних та/або міжнародних, виконувалося дисертаційне дослідження, із зазначенням номерів державної реєстрації науково-дослідних

робіт і найменуванням організації, де виконувалася робота; практичне значення отриманих результатів - надаються відомості про використання результатів досліджень або рекомендації щодо їх практичного використання.

[1–55]

## **Розділ 1. Акусто–індуковані ефекти у мікроелектронних структурах та матеріалах**

### **1.1 Залишкові акусто–індуковані ефекти**

### **1.2 Динамічні акусто–індуковані ефекти**

Основні результати даного розділу представлені в роботах [3, 14, 27, 47].

## Розділ 2. Особливості використання активного ультразвуку

Значна частина представлених у дисертаційній роботі результатів пов'язана з дослідженням ефектів, які відбуваються в напівпровідниковах структурах внаслідок поширення в них акустичних хвиль (АХ) мегагерцевого діапазону. У зв'язку з тим, що використання ультразвуку (УЗ), на жаль, є не стандартним способом впливу на напівпровідникові кристали, у цьому розділі представлено узагальнена інформація щодо відповідних експериментальних методик.

Зокрема, представлені описи процедур ультразвукової обробки (УЗО) та ультразвукового навантаження (УЗН). Відмінності у використанні цих термінів пов'язані з оборотністю AI процесів. Так, в першому випадку (УЗО), внаслідок поширення пружних хвиль відбуваються незворотні (залишкові) зміни властивостей напівпровідниковах структур. Тоді як в другому випадку (УЗН), ефекти є оборотніми (динамічними), зміни електрофізичних параметрів спостерігаються лише за умов поширення АХ; після припинення дії УЗ параметри поступово повертаються до своїх вихідних (до початку УЗН) значень.

### 2.1 Методика вивчення ультразвукового впливу

Для збудження УЗ у досліджуваних структурах використовувалися п'єзоелектричні перетворювачі, виготовлені з пластин ніобату літію ( $\text{LiNbO}_3$ ) з металізацією обох граней шляхом вакуумного напилення алюмінію. Для збудження повздовжніх та поперечних акустичних хвиль використовувалися пластини зі зрізом ( $Y + 36^\circ$ ) та , відповідно.

З літератури [56–59] відомо, що АХ з частотою, що знаходиться в діапазоні  $1 \div 30$  МГц, здатні впливати на стан дефектів у кремнії. Саме такий частотний діапазон був використаний у представлених дослідженнях. В експериментах проводилось збудження УЗ з частотою  $f_{\text{US}}$ , яка знаходилась поблизу першої або третьої гармоніки товщинного резонансу пластиинки. Безпосереднє значення  $f_{\text{US}}$ ,

при якому введення пружних коливань у зразок відбувається найбільш ефективно, визначалось стандартним методом за максимальною амплітудою коливань краплі води (або вакуумного масла), розміщеної на поверхні перетворювача, при прикладанні до його граней змінної напруги.

Попередні дослідження різних авторів [57–60] показали, що використання УЗ з інтенсивністю  $W_{\text{US}} \geq 3 \text{ Вт}/\text{см}^2$  спричинює необоротні (залишкові) зміни властивостей кремнієвих структур, які пов’язані з відпалом радіаційних дефектів, формуванням нових дефектів або переміщенням вже існуючих, на відстані, що значно перевищують міжатомну відстань. Так як метою частини роботи було дослідження саме оборотних AI ефектів, то переважна більшість УЗН проводилось при  $W_{\text{US}} \leq 1,5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Детальніше процедура оцінки  $W_{\text{US}}$  та інших параметрів УЗ впливу наведена у розділі 2.2.

Для того, щоб під час УЗН позбавитися впливу п’єзоелектричного поля, яке супроводжує механічні коливання пластини  $\text{LiNbO}_3$ , як на параметри напівпровідниківих структур, так і на процес вимірювання електрофізичних параметрів, перетворювач екранувався. Як наслідок, можна стверджувати, що виявлені під час УЗН ефекти визначаються лише знакозмінною деформацією.

Схеми навантаження зразка, які використовувалися в роботі, наведено на Рис. 2.1. Наявність чи відсутність діелектричного прошарку визначалась особливостями вимірювання ВАХ. Використання буфера дозволяло найефективніше мінімізувати вплив п’єзоперетворювача на процеси у напівпровіднику: металевий буфер виконував роль як електричного, так і температурного екрану. Тип схеми УЗН, яка використовувалася в тих чи інших дослідах, зазначено на початку відповідного розділу.

Структури, в яких проводилися дослідження ефектів УЗН, містили енергетичний бар’єр, пов’язаний з наявністю контакту МН або p-n переходу і розміщений поблизу однієї з поверхонь зразка. Введення УЗ відбувалось з боку грані, протилежної до місця розташування бар’єру. Тобто, напрям поширення АХ перпендикулярний площині бар’єру і співпадає з напрямом струму, який виникає під час прикладення до структури електричної напруги (або при освітленні, якщо об’єктом дослідження є сонячний елемент). При цьому, при використанні повздовжніх хвиль вимушенні зміщення атомів відбуваються у тому

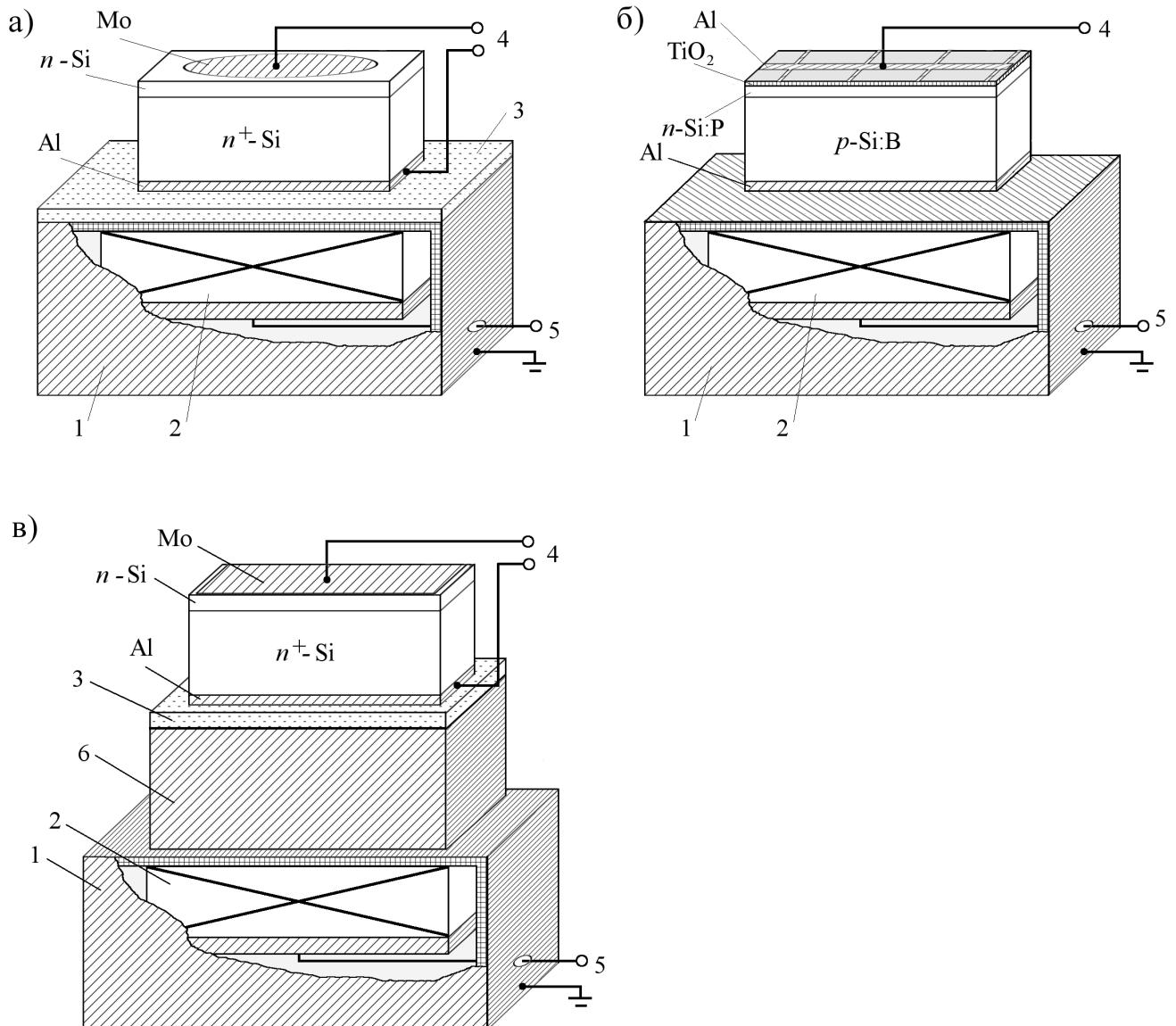


Рис. 2.1 – Використані схеми УЗН. 1 – екран (алюмінієва фольга, товщина 0,012 мм); 2 – п’єзоелектричний перетворювач ( $LiNbO_3$ ); 3 – діелектричний прошарок (слюда, товщина 0,03 мм); 4 – контакти для вимірювання ВАХ; 5 – контакти для збудження УЗ; 6 – буфер (циліндр Al з високим ступенем паралельності граней, довжина 2 см)

самому напрямі, тоді як для поперечних хвиль коливання частинок спрямовані перпендикулярно до електричного струму у площині бар'єру.

Для створення акустичного контакту при різних УЗН використовувалися вакуумне масло, клей БФ6, піцеїн. Зауважимо, що у випадку низькотемпературного (при  $T < 230$  К) УЗН процес збудження АХ був утруднений через те, що рідкі акустичні склейки на кшталт вакуумного масла кристалізувалися і переставали виконувати свою функцію. В той же час, контакт створений при кімнатній температурі за допомогою жорсткої склейки (піцеїн або БФ6), руйнувався при охолодженні внаслідок різниці коефіцієнтів теплового розширення. В роботі проведення низькотемпературних УЗН при використанні повздовжніх хвиль здійснювалось за допомогою свіжого (до 5 год після нанесення) контакту з kleю БФ6, який ще не висох. Наявність акустичного контакту контролювалася за виглядом залежності повного опору перетворювача від частоти (АЧХ, амплітудно-частотної характеристики). Зокрема, при використанні схеми, зображеній на Рис. 2.1,в, за наявності акустичного контакту на АЧХ з'являвся ряд максимумів, пов'язаних з відбиванням хвиль від граней буфера.

Раніше показано [56, 61, 62], що характерний час зміни властивостей кремнієвих структур під дією УЗ не перевищує  $2 \cdot 10^3$  с. Для того, щоб дочекатися закінчення всіх перехідних АІ процесів, використовувалася наступна експериментально процедура. УЗН починалась при кімнатній температурі. Після цього зразки перебували не менше 60 хв за умов поширення в них пружних коливань і лише після цього, не припиняючи дії УЗ, починалось вимірювання електрофізичних параметрів та/або процеси нагріву або охолодження.

Відомо, що під час навантаження п'єзоперетворювач нагрівається. Температура кремнієвих структур контролювалася диференційною термопарою мідь–константан. В роботі проводилось порівняння значень параметрів, отриманих за однакових температур в умовах УЗН зразків та без нього. Це дозволяло виокремити АІ зміни характеристик напівпровідниковых структур, від змін, пов'язаних з їх розігрівом під час УЗН. Для оцінки величини впливу УЗ на певний параметр  $P$  (яким могла бути напруга холостого ходу, фактор неідеальності, величина зворотного струму тощо), використовувалися його абсолютні

$$\Delta P = P_{in} - P_{us} \quad (2.1)$$

чи відносні зміни

$$\varepsilon_P = \frac{P_{in} - P_{US}}{P_{in}}, \quad (2.2)$$

де нижні індекси «US» та «*in*» вказують на те, що відповідне значення параметра було отримане при однаковій температурі за умов УЗН та без нього, відповідно.

Таким чином, основними параметрами УЗН є  $f_{US}$ , тип збуджених хвиль,  $W_{US}$  та температура зразка під час поширення АХ. Параметри УЗН, які використовувалася в тих чи інших дослідах, зазначено на початку відповідного розділу.

При УЗО процеси впливу АХ та вимірювання параметрів були розділені в часу і тому нагальної необхідності екранування п'єзоелектричних полів не було. Як наслідок, експериментальна схема простіша, п'єзоперетворювач безпосередньо акустично контактував з досліджуваною структурою.

## 2.2 Оцінка параметрів акустичного впливу

Для оцінки інтенсивності АХ введеної, наприклад, у кремнієву структуру використовувалася формула плоского п'єзоперетворювача [63]:

$$W_{US} = 4K_{LNO}^2 C_{LNO} f_r \frac{\rho_{LNO} v_{LNO}}{\rho_{Si} v_{Si}} \frac{V_{RF}^2}{A_{LNO} M_0}, \quad (2.3)$$

де  $K_{LNO}$  — коефіцієнт електромеханічного зв'язку,  $C_{LNO}$  та  $A_{LNO}$  — статична ємність закріпленого перетворювача та його площа, відповідно; для використаних в роботі перетворювачів ємність складала  $(1 \div 3) \cdot 10^{-10}$  Ф залежно від площини та товщини;  $f_r$  — резонансна частота;  $\rho_{LNO}$  та  $\rho_{Si}$  — густина  $\text{LiNbO}_3$  та кремнію, відповідно;  $v_{LNO}$  та  $v_{Si}$  — швидкості поширення звуку в ніобаті літію та Si, відповідно;  $V_{RF}$  — амплітуда високочастотної напруги, прикладеної до перетворювача, а коефіцієнт  $M_0$  розраховується за допомогою співвідношення

$$M_0 = \frac{\left[ \cos \left( \pi \frac{f_{US}}{f_r} \right) \right]^2 + \left[ \frac{\rho_{LNO} v_{LNO}}{\rho_{Si} v_{Si}} \sin \left( \pi \frac{f_{US}}{f_r} \right) \right]^2}{\left[ \sin \left( \frac{\pi f_{US}}{2 f_r} \right) \right]^4}. \quad (2.4)$$

Табл. 1 – Деякі параметри ніобату літію та кремнію при кімнатній температурі [63, 64].

$K_{\text{LNO}}^2$	зріз ( $Y + 36^\circ$ )	0,24
	зріз	0,46
$v_{\text{LNO}}$ , м/с	повздовжні хвилі	7340
	поперечні хвилі	4560
$v_{\text{Si}}$ , м/с	повздовжні хвилі	8430
	поперечні хвилі	5840
$\rho_{\text{LNO}}$ , кг/м <sup>3</sup>		4700
$\rho_{\text{Si}}$ , кг/м <sup>3</sup>		2328

При цьому при поширенні АХ має місце відносна деформація

$$\xi_{\text{US}} = \sqrt{\frac{2W_{\text{US}}}{\rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}^3}}, \quad (2.5)$$

а амплітуда зміщень атомів

$$u_{\text{US}} = \sqrt{\frac{W_{\text{US}}}{2\pi^2 f_{\text{US}}^2 \rho_{\text{Si}} v_{\text{Si}}}}. \quad (2.6)$$

Значення резонансної частоти перетворювачів визначалось за допомогою приладу для дослідження АЧХ Х1–38. Параметри, які використовувалися при розрахунках, наведено в Таблиці 1.

Під час проведенні УЗН за схемами, наведеними на Рис. 2.1,а та Рис. 2.1,б дослідження проводились у достатньо вузькому температурному діапазоні 290–340 К. При цьому вважалось, що параметри п'зоелектричного перетворювача змінюються мало, сталість величини  $V_{\text{RF}}$  забезпечує незмінність  $W_{\text{US}}$  для всього діапазону температур, і для оцінки параметрів ультразвукового навантаження використовувалися формули (2.3–2.6). Вплив металевого екрануючого шару та діелектричного слюдяногого прошарку на інтенсивність звуку, введеного в зразок, вважався знехтувано малим, так як їх товщина значно менша ніж половина довжини АХ. В той же час, подібні спрощення не є віправданими у випадку, коли коли використовується схема УЗН, показана на Рис. 2.1,в і вимірювання проводяться в широкому температурному діапазоні.

## Розділ 3. Динамічні акусто–індуковані ефекти в радіаційно опромінених та неопромінених кремнієвих структурах з р–п переходом

### 3.1 Структура кремнієвих сонячних елементів та режими їх радіаційного опромінення

Сонячні елементи, які досліджувалися в роботі, були створені на основі пластин кремнію діаметром близько 100 мм (радіус дорівнював 2 дюйми). Пластини були вирізані зі злитків, вирощених за методом Чохральського, мали товщину 300 мкм і були орієнтовані в напрямі  $<111>$ . Легування здійснювалось шляхом додавання у розплав атомів бору (кремній марки КДБ10). У дослідженному температурному діапазоні концентрація основних носіїв заряду складала величину  $p_p = 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Для створення  $n^+$  емітера проводилася імплантация іонів фосфору, після закінчення якої було проведено активізуючий відпал. Як наслідок, був створений шар з електронною провідністю товщиною близько 0,5 мкм з концентрацією вільних носіїв заряду  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Поверхня пластини була пасивована шляхом нанесення плівки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Крім того, на фронтальну поверхню був нанесений антивідбиваючий шар діоксиду титану ( $\text{TiO}_2$ ) з використанням методу APCVD (atmospheric pressure chemical vapour deposition). З використанням методу трафаретного друку (screen printing) було створено омічні алюмінієві електроди (суцільний на задній поверхні та металева сітка на передній). Нарешті, був проведений швидкий відпал отриманих структур при температурі 800°C тривалістю декілька хвилин. Структура досліджених кремнієвих сонячних елементів (КСЕ) зображена на Рис. 3.1,а. Зauważимо, що цей рисунок наведено без збереження масштабних співвідношень між окремими частинами.

Для досліджень використовувалися зразки площею  $1,5 \div 2,1 \text{ см}^2$ , вирізані з різних (переважно центральних) областей пластини. Для позначення зразків надалі використовується запис на кшталт  $\text{SSC}x$ , де  $x$  — номер зразка. Місце розташування зразків на вихідній пластині показано на Рис. 3.1,б.

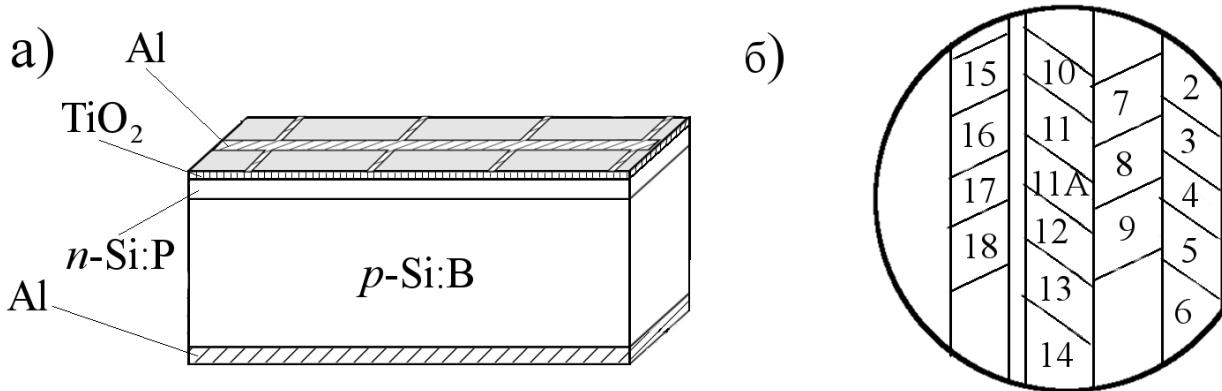


Рис. 3.1 – Структура кремнієвих сонячних елементів (а) та місце розташування зразків (б).

Частина зразків, використаних для досліджень, була опромінена або реакторними нейtronами, або гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$ . Флюенс  $\Psi$  нейtronного опромінення складав  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , для позначення нейtronно опромінених зразків використовується префікс «п» (наприклад «nSC4»). Доза  $D$  опромінення гамма-квантами дорівнювала  $10^6$  або  $10^7$  рад, для позначення відповідних зразків використовуються префікси «g6» та «g7», відповідно.

Значення доз та флюенсів наведено в Таблиці 2. Для визначення кореляцій між  $D$  та  $\Psi$  для нейtronного та  $\gamma - ^{60}\text{Co}$  опромінення використовувалися дані робіт [65,67]. У цій таблиці також наведено дані щодо величини NIEL (non-ionizing energy losses, енергетичні втрати, не пов'язані з іонізацією) при поширенні нейtronів та гамма-квантів  $^{60}\text{Co}$  в кристалах кремнію. NIEL характеризує втрати енергії налітаючої частинки на одиницю довжини шляху, пов'язані зі зміщенням атомів ґратки [66,68], тобто, фактично, процеси радіаційного дефектутворення. Зокрема, вважається що радіаційне ушкодження кристалів характеризується такою величиною, як  $D_d = \Psi \cdot \text{NIEL}$  (displacement damage dose) [66]. Величини  $D_d$

Табл. 2 – Параметри опромінених кремнієвих сонячних елементів.

Зразок	Тип опромінення	$D$ , рад	$\Psi$ , $\text{см}^{-2}$	NIEL, $\text{MeB см}^2/\text{Г}$	$D_d$ , $\text{MeB}/\text{Г}$
nSC4	нейtronи	$4,5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{11}$	$2,04 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^8$
g6SC8	$\gamma - ^{60}\text{Co}$	$1 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1,07 \cdot 10^{-7}$ [65]	$(1,7 \div 2,1) \cdot 10^8$
g7SC12	$\gamma - ^{60}\text{Co}$	$1 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{16}$	$1,31 \cdot 10^{-7}$ [66]	$(1,7 \div 2,1) \cdot 10^9$

Табл. 3 – Параметри ультразвукових навантажень КСЕ.

$f_{\text{US}}$ , МГц	Тип хвиль	$W_{\text{US}}$ , Вт/см <sup>2</sup>	$\xi_{\text{US}}$ , 10 <sup>-6</sup>	$u_{\text{US}}$ , нм	$T$ , К	УЗН	Зразок
8,0	повздовжні	0,18	1,3	0,30	302÷333	U–L	SC11, SC17
4,2	поперечні	0,19	2,9	0,63	300÷340	U–Ts1	SC17, g7SC12
4,2	поперечні	0,22	3,1	0,67	295÷335	U–Ts2	SC11
4,2	поперечні	0,24	3,2	0,70	300÷340	U–Ts3	nSC4
4,2	поперечні	0,37	4,0	0,87	308÷340	U–Tb1	g7SC12
4,2	поперечні	0,38	4,1	0,89	308÷340	U–Tb2	g6SC8
4,2	поперечні	0,40	4,2	0,91	310÷340	U–Tb3	SC11, SC17 nSC4
8,0	повздовжні	до 1,5	до 5,1	до 0,86	290÷330	U–L8	SC13, nSC7
26,1	повздовжні	до 0,26	до 1,9	до 0,1	290÷333	U–L26	SC13, nSC7
4,1	повздовжні	до 0,65	до 3,0	до 1,0	~300	U–L4t	SC3, SC11A
8,0	повздовжні	до 0,09	до 1,1	до 0,19	~300	U–L8t	SC11A
13,6	повздовжні	до 0,15	до 1,5	до 0,15	~300	U–L13t	SC3
26,1	повздовжні	до 0,10	до 1,2	до 0,06	~300	U–L26t	SC11A

для досліджених структур також розміщені у Таблиці 2. З наведених даних видно, що як при використанні нейтронів, так і  $\gamma$ -квантів очікуване пошкодження кристалічної структури є близьким. Проте, як відомо, опромінення різного типу викликає появу різних за структурою дефектів. Зокрема,  $\gamma$ -промені викликають появу, переважно, А–центрів [69–71], тоді як нейтрони призводять до появи вакансійних кластерів [72, 73], областей розупорядкування [74] та комплексів  $C_iO_i$  [71, 75]. Більш детально це питання розглянуте у розділі 3.4.

Відомо [76], що після радіаційного опромінення, особливо нейтронного, [71, 72] у кристалах кремнію відбуваються довготривалі перехідні процеси, пов’язані з утворенням вторинних радіаційних дефектів (РД). Для того, щоб уникнути впливу подібних процесів зразки після опромінення перед початком досліджень, результати який наведено далі, зберігались протягом п’яти років при кімнатній температурі.

Параметри УЗ навантажень КСЕ, їх позначення та зразки, до яких вони застосовувалися, наведено в Таблиці 3.

### 3.2 Оборотна акусто–керована деградація неопромінених кристалічних кремнієвих сонячних елементів

На сьогодні КСЕ продовжують відігравати домінуючу роль у галузі фотовольтаїки, займаючи приблизно три чверті відповідного ринку. Основними причинами є достатньо високий рівень коефіцієнта корисної дії, доступність та нетоксичність сировини, низька ціна та високий рівень розвитку технологічних процесів, необхідних для їх виготовлення [77]. Першочерговою задачею виробників КСЕ (як і інших напівпровідникових пристрой) є можливість керування їх властивостями, що, насамперед, пов’язане з розумінням причинно–наслідкових зв’язків процесів, які відбуваються під час фотогенерації та руху носіїв заряду. Наприклад, виявлено, що зменшення ефективності роботи КСЕ може відбуватися внаслідок

- а) інтенсивного освітлення — процес, який у випадку СЕ на основі кристалічного кремнію носить назву LID (light-induced degradation) [78–81], тоді як для мікрокристалічного Si широко використовується абревіатура CID (carrier-induced degradation) [82, 83];
- б) прикладання високої (декілька сотень вольт і більше) напруги — PID (potential-induced degradation) [84–86];
- в) радіаційного опромінення — RID (radiation-induced degradation) [87, 88].

Причинами деградації є зміни у дефектній підсистемі кристалів. Це може бути перебудова комплексів бор–кисень або комплексів, які містять мідь (для випадку LID), декорування дефектів пакування позитивно зарядженими іонами, переважно, натрію, що спричинює зменшення шунтувочного опору (PID) або утворення радіаційних рекомбінаційних центрів (RID). Відпал деградованих КСЕ при підвищених температурах нерідко дозволяє повністю (або частково) відновити ефективність.

В той же час, УЗ також здатний ефективно взаємодіяти з дефектами в кремнії. Наприклад, було експериментально показано що УЗ викликає трансформацію домішкових та радіаційних дефектів [56, 89–91], модифікацію спектру

[92] та густини [93] поверхневих станів, зміну дифузійної довжини електронів [62, 94] та впливає на проходження струму у бар'єрних структурах [57, 58, 95]. Детальніше ці ефекти описані в розділі 1. Тобто, цілком очікуваним є те, що внаслідок поширення АХ в КСЕ може виникати ефект акусто-індукованої деградації (USID, ultrasound-induced degradation). При використанні УЗ не надто високої інтенсивності, параметри матеріалу після припинення поширення АХ повертаються до вихідних значень [62, 89, 94] навіть без застосування відпалу. Тому очікується, що USID має бути обертою при кімнатних температурах на відміну від деградацій інших типів. Представлені у даному параграфі результати отримані в результаті експериментального дослідження AI змін фото-електричних параметрів КСЕ.

### 3.2.1 Особливості визначення параметрів КСЕ

Для визначення параметрів КСЕ проводилось вимірювання у режимі постійного струму прямих ділянок ВАХ зразків у темряві та при освітленні. Вимірювання проводились в температурному інтервалі 290–340 К як за умов УЗН, так і без нього. Приклад декількох залежностей наведено на Рис. 3.2.

Густина струму короткого замикання  $J_{sc}$ , напруга холостого ходу  $V_{oc}$  та фактор форми  $FF$  визначалися з ВАХ, отриманих при освітленні, традиційним способом за перетином експериментальної кривої з координатними осями та по розташуванню максимуму потужності.

В рамках моделі подвійного діоду залежність густини струму  $J$  від прикладеної напруги  $V$  для n<sup>+</sup>-p сонячного елементу має описуватися наступним виразом [96, 97]:

$$\begin{aligned} J(V, T) &= (I_{SCR} + I_{base} + I_{sh}) / A = \\ &= -J_{ph} + \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - JR_s)}{n_{id} kT} \right] - 1 \right\} + \\ &\quad + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - JR_s)}{kT} \right] - 1 \right\} + \frac{V - JR_s}{R_{sh}}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

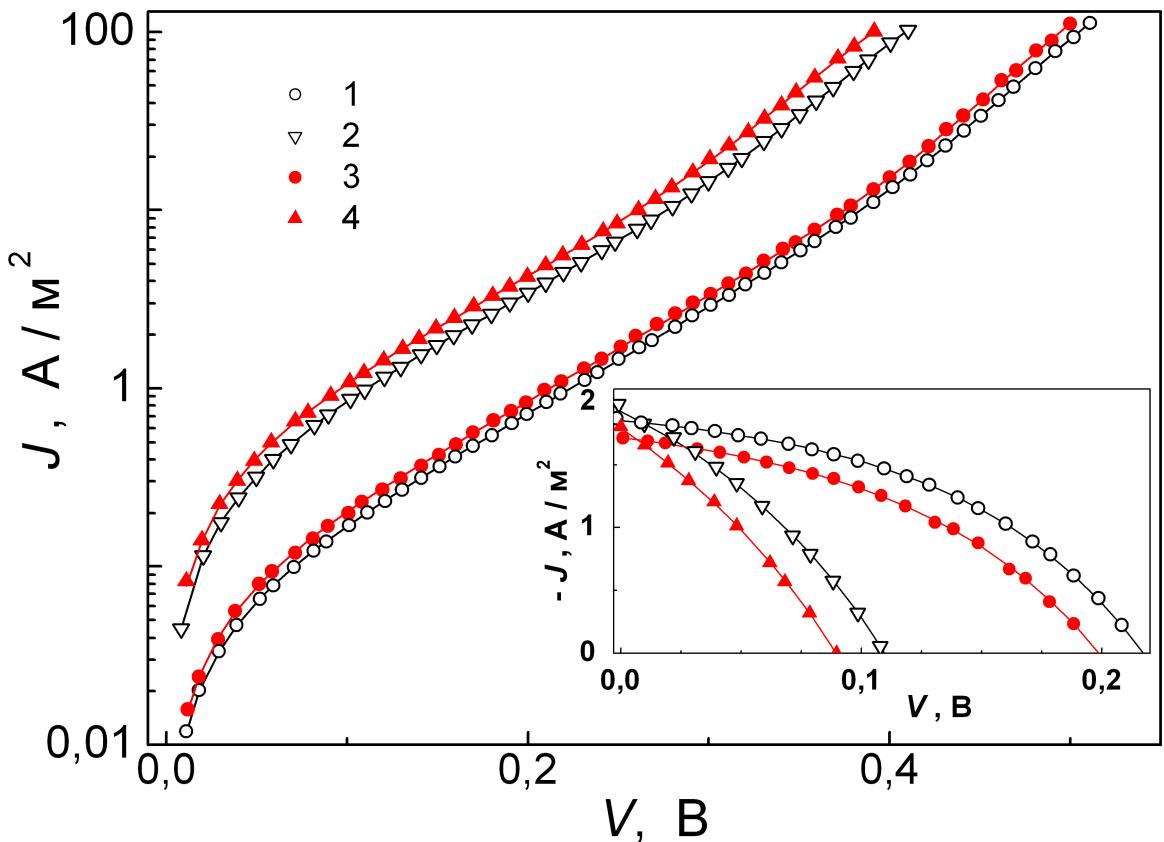


Рис. 3.2 – Темнові ВАХ, виміряні при температурах 301 К (криві 1 та 2, кола) та 341 К (криві 2 та 4, трикутники) за умов УЗН (U-Tb3, криві 2, 4, заповнені точки) та для ненавантаженого зразка (криві 1 та 3, порожні точки) На вставці наведено частину ВАХ при освітлені в діапазоні прямих зміщень від 0 до  $V_{oc}$ . Точки відображають результати вимірювань, лінії отримані шляхом апроксимації за формулами (3.1) та (3.2).

де  $I_{SCR}$  описує загальну рекомбінацію в області просторового заряду (ОПЗ)  $I_{base}$  пов’язане з процесами рекомбінації у квазі–нейтральній області (КНО),  $I_{sh}$  – шунтуючий струм,  $A$  – площа діоду,  $T$  – абсолютна температура,  $J_{ph}$  – густина фотогенерованого струму,  $q$  – елементарний заряд,  $n_i$  – концентрація власних носіїв заряду,  $\tau_g$  – ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ,  $d$  – товщина ОПЗ:

$$d(V, T) = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(p_p + n_n)}{qp_p n_n} \left[ \frac{E_g}{q} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_v N_c}{p_p n_n} \right) - \frac{2kT}{q} - V \right]}, \quad (3.2)$$

$\varepsilon_0$  – діелектрична стала,  $\varepsilon$  – діелектрична проникність матеріалу (для Si  $\varepsilon = 11,7$ ),  $p_p$  та  $n_n$  – концентрація основних носіїв заряду в  $p$ -та  $n$ -області, відповідно;  $E_g$  – ширина забороненої зони напівпровідника,  $N_c$  та  $N_v$  – ефективна густина станів поблизу дна зони провідності та вершини валентної зони, відповідно;  $n_{id}$  – фактор неідеальності  $R_s$  та  $R_{sh}$  – послідовний та шунтуючий

опори, відповідно;  $\mu_n$  та  $\tau_n$  — рухливість та час життя електронів (неосновних носіїв) в базі діоду. Тобто, рівняння ВАХ, яке моделює поведінку сонячного елементу за допомогою еквівалентної електричної схеми, містить ряд параметрів, що безпосередньо стосуються фізичних процесів, які відбуваються у пристрой.

Формули (3.1)–(3.2) були використані для апроксимації експериментальних даних, причому невідомими величинами вважалися  $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $R_{sh}$ ,  $R_s$  та  $J_{ph}$  (остання лише для ВАХ при освітленні). При цьому вважалося, що  $n_i(T) = 1,64 \cdot 10^{15} T^{1,706} \exp(-E_g/2kT) \text{ см}^{-3}$  [98],  $N_c(T) = 2,86 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,58} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_v(T) = 3,10 \cdot 10^{19} (T/300)^{1,85} \text{ см}^{-3}$  [99], а температурні залежності забороненої зони та рухливості електронів описуються формулами Varshni та Caughey–Thomas, відповідно:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\beta_1 T^2}{(T + \beta_2)}, \quad (3.3)$$

де  $E_g(0) = 1,169 \text{ eB}$ ,  $\beta_1 = 7,021 \cdot 10^{-4} \text{ eB/K}^2$ ,  $\beta_2 = 1108 \text{ K}$  [100, 101] та

$$\mu_n(T) = \mu_{min} + \frac{\mu_0}{1 + (p_p/N_{ref})^\zeta}. \quad (3.4)$$

де  $\mu_{min} = 92 \cdot (T/300)^{-0,57} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_0 = 1268 \cdot (T/300)^{-2,33} \text{ см}^2/(\text{B}\cdot\text{с})$ ,  $N_{ref} = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot (T/300)^{2,4} \text{ см}^{-3}$ ,  $\zeta = 0,91 \cdot (T/300)^{-0,146}$  [100, с. 505, Table A8.2]. Апроксимація проводилась з використанням методу диференційної еволюції [102–104], який більш детально описано в параграфі 4.4.3. Приклади результуючих апроксимуючих кривих наведено на Рис. 3.2. Видно, що вони досить добре апроксимують експериментальні дані.

Відомо [97], що  $J_{sc} \approx J_{ph}R_{sh}/(R_{sh} + R_s)$ . Для всіх досліджених зразків величина  $R_s$  приблизно дорівнювала  $2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ , тоді як значення  $R_{sh}$  суттєво залежала від температури та конкретного зразка, проте для розглянутого температурного інтервалу не було меншим  $4 \text{ кОм}\cdot\text{см}^2$ . Отже, очікується, що в нашому випадку має бути  $J_{sc} \approx J_{ph}$ . І дійсно, подібне співвідношення спостерігається між величиною  $J_{ph}$ , отриманою шляхом багатопараметричної апроксимації повної залежності густини струму від напруги, та значенням  $J_{sc}$ , яке відображає ординату перетину ВАХ з віссю струмів.

Для освітлення КСЕ використовувалося монохроматичне (довжина хвилі  $\lambda = 900 \text{ нм}$ ) світло з низькою інтенсивністю. Відомо, що освітлення з інтенсивністю  $W_{ph}$  більше  $5 \text{ Вт}/\text{см}^2$  викликає дисоціацію пар залізо–бор [105], а при

$W_{ph} > 0.01$  suns (1 sun = 1000 Вт/м<sup>2</sup>) в кремнії р-типу утворення дефектів можуть утворюватись дефекти [106]. Ці процеси впливають на час життя носіїв заряду, а так як метою роботи було дослідження AI ефектів, то з метою запобігання будь-яких світло-індукованих деградаційних процесів було використане освітлення з інтенсивністю  $W_{ph} = (8 \pm 4)$  Вт/м<sup>2</sup>. Монокроматичність світла дозволила спростити аналіз причин AI змін струму короткого замикання. А саме, для використаної довжини хвилі фотогенерований струм пов'язаний, переважно, з утворенням електронно-діркових пар в *p*-області. У випадку, якщо база СКЕ перевищує у декілька разів довжину дифузії неосновних носіїв  $L_n = \sqrt{\mu_n kT\tau_n/q}$ , то для  $J_{sc}$  справедливий вираз [101, 107, 108]:

$$J_{sc} = \frac{W_{ph}(1 - R_{ph})q\beta\lambda}{hc} \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}, \quad (3.5)$$

де  $\alpha$  — коефіцієнт поглинання світла,  $R_{ph}$  — коефіцієнт відбивання,  $\beta$  — коефіцієнт квантового виходу.

Формулу (3.5) було використано для апроксимації експериментальної залежності  $J_{sc}(T)$ , при чому  $L_n$  розглядалась як невідомий параметр. Під час розрахунків вважалося, що  $R_{ph}$  та  $\beta$  не змінюються (згідно з [109], для кремнію при використаній довжині хвилі  $\beta = 1$ ), а температурна залежність  $\alpha$  описується виразом [101, 110]

$$\begin{aligned} \alpha(\lambda, T) = & \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} C_i A_j \left\{ \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) + E_{pi}]^2}{\exp(E_{pi}/kT) - 1} + \frac{[hc/\lambda - E_{gj}(T) - E_{pi}]^2}{1 - \exp(-E_{pi}/kT)} \right\} + \\ & + A_d [hc/\lambda - E_{gd}(T)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

де  $h$  — стала Планка,  $c$  — швидкість світла,  $E_{p1} = 1,827 \cdot 10^{-2}$  еВ,  $E_{p2} = 5,773 \cdot 10^{-2}$  еВ — частоти Дебая поперечних оптичних та акустичних фононів, відповідно; константи  $C_1 = 5,5$ ,  $C_2 = 4,0$ ,  $A_1 = 3,231 \cdot 10^2$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>,  $A_2 = 7,237 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>,  $A_d = 1,052 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>еВ<sup>-2</sup>; температурна залежність  $E_{g1}$ ,  $E_{g2}$  та  $E_{gd}$  описується виразом 3.3), причому  $E_{g1}(0) = 1,169$  еВ,  $E_{g2}(0) = 2,5$  еВ та  $E_{gd}(0) = 3,2$  еВ. Крім того, припускалося що  $L_n \sim T^{0.5}$ . Основою для цього були результати, отримані при апроксимації окремих ВАХ (детальніше див. параграф 3.2.3).

Таким чином, визначення  $L_n$  та  $\tau_n$  проводилось як в результаті аналізу окремої ВАХ, так і з апроксимації температурної залежності  $J_{sc}$ . Надалі, щоб

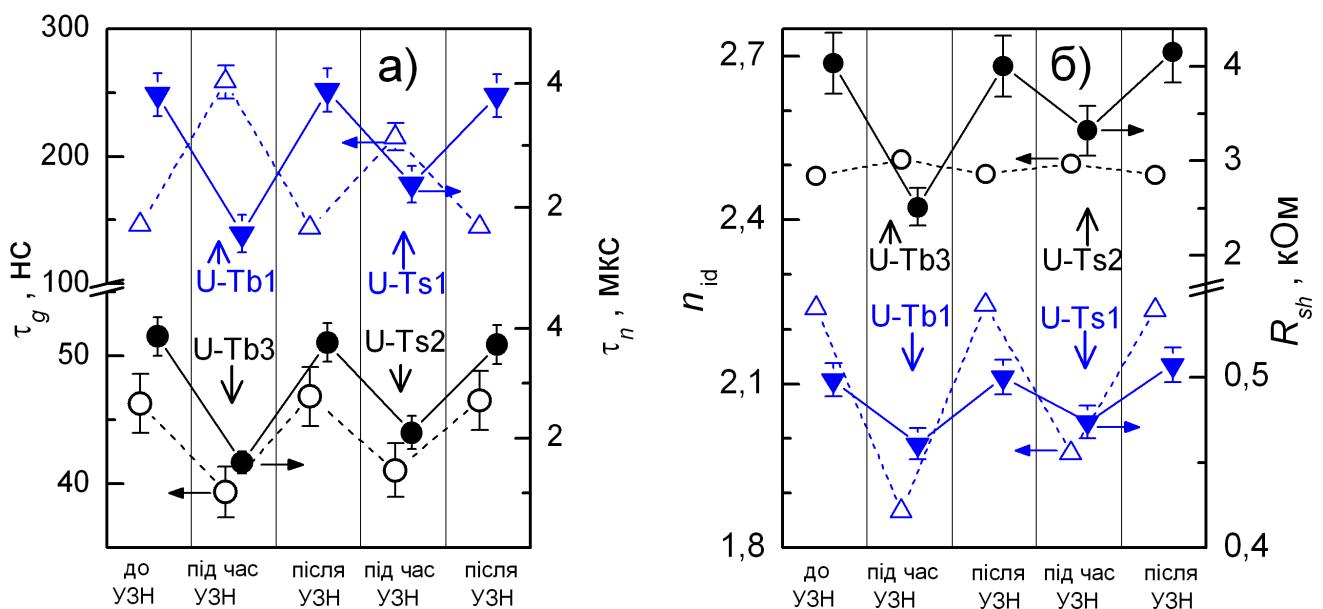


Рис. 3.3 – Значення часу життя в ОПЗ (а, ліва вісь, незаповнені точки) та КНО (а, права вісь, заповнені точки), фактору неідеальності (б, ліва вісь, незаповнені точки) та шунтуючого опору (б, права вісь, заповнені точки), отримані до, під час та після УЗН при температурі 330 К. Представлені дані для зразків SC11 (кола) та g7SC12 (трикутники).

відрізнисти величини, отримані другим шляхом, використовується верхній індекс «*ph*»:  $L_n^{ph}$ ,  $\tau_n^{ph}$ ,  $\varepsilon_{\tau n}^{ph}$  тощо.

Ще раз підкреслимо, що всі AI ефекти, описані у цьому розділі є оберотними. Тобто, величини  $J_{sc}$ ,  $V_{oc}$ ,  $FF$  та інших параметрів повертаються до своїх вихідних значень після припинення УЗН та витримки зразків при кімнатній температурі протягом доби. Оборотність AI ефектів ілюструє Рис. 3.3. Часовий інтервал між початком УЗН та вимірами, результати яких представлені з позначкою «під час УЗН» перевищує 60 хв, проміжок часу між закінченням УЗН та вимірами «після УЗН» – близько 24 год. На рисунку представлені дані лише для двох зразків, але ці результати є типовими і для інших. Оборотність ефектів, зокрема, свідчить про те, що УЗ не спричинює ні дифузію дефектів, ні зміну їх концентрації.

Зауважимо, що величини параметрів ( $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $R_{sh}$  та  $R_s$ ) отримані з ВАХ, які виміряні у темряві та при освітленні за однакової температури та в ідентичних умовах УЗН, практично співпадають.

Відомо, що дефекти розподіляються по площині напівпровідниковых пластин нерівномірно (див., наприклад, [111, 112]), а отже, нерівномірним є і розподіл фізичних параметрів. В нашому випадку також спостерігався розкид величин визначених параметрів зразків, вирізаних з різних частин вихідної пластини (див. Рис. 3.1,б). Проте характер АІ змін цих параметрів для всіх зразків був подібний. Тому з усього набору досліджених структур (5 зразків) надалі в цьому параграфі представлено типові результати переважно лише для двох (SC11 та SC17), вихідні параметри яких відрізнялися найбільше.

### **3.2.2 Вплив ультразвукового навантаження на фотоелектричне перетворення в КСЕ**

Отримані температурні залежності густини струму короткого замикання, напруги холостого ходу та фактору форми наведено на Рис. 3.4. Значення параметрів при температурі 320 К представлена в Таблиці 4. Необхідно зауважити, що не тільки  $J_{sc}$  та  $V_{oc}$ , але й коефіцієнт корисної дії,  $FF$  та час життя неосновних носіїв заряду зменшуються за умов низько-інтенсивного освітлення [113–115]. А отже, дані на Рис. 3.4 та в Таблиці 4 не є еквівалентними тим, що можуть бути отримані за стандартних умов (STC, standard test condition, інтенсивність освітлення 1000 Вт/м<sup>2</sup>, температура 25°C, спектр AM1.5G). Проте вони ілюструють АІ ефекти.

Так, Рис. 3.4 показує, що має місце акусто-керована деградація як струму короткого замикання, так і напруги холостого ходу та фактора форми. Відносні АІ зміни параметрів наведено в Таблиці 5. Зауважимо, величина АІ змін слабко залежить від температури у розглянутому температурному діапазоні практично для всіх параметрів, які розглядалися в роботі.

Значення інтенсивності АХ під час УЗН U–L, U–Ts1 та U–Ts2 близькі (див. Таблицю 3). Проте наведені дані свідчать, що  $J_{sc}$  та  $V_{oc}$  більше змінюються під час U–Ts1 та U–Ts2, тобто при використанні поперечних хвиль. В той же час, U–L та U–Ts відрізняються значеннями  $f_{us}$  та  $u_{us}$  ( $\xi_{us}$ ). Проте раніше [15, 24] було показано, що збільшення частоти УЗН ефективність впливу

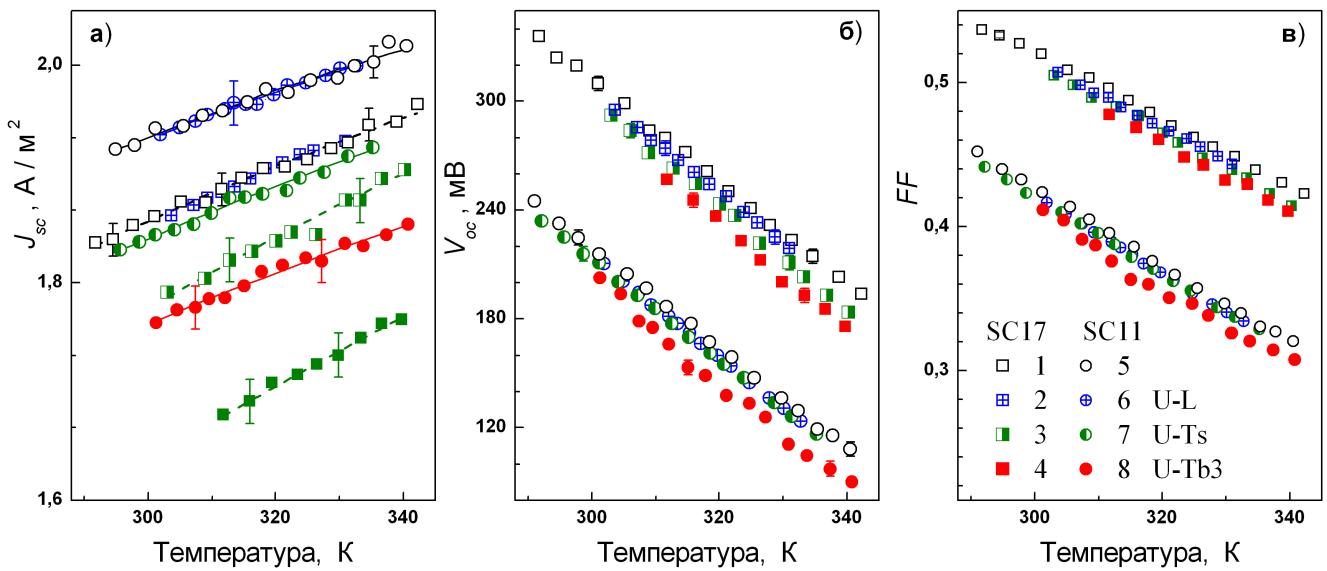


Рис. 3.4 – Температурна залежність густини струму короткого замикання (а), напруги холостого ходу (б) та фактору форми (в) для структур SC17 (квадрати) and SC11 (кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта – під час УЗН: U–L (криві 2 та 6), U–Ts1 (3), U–Ts2 (7) та U–Tb3 (4 та 8). Точки відповідають експериментально отриманим результатам, лінії – результати апроксимації згідно з формулою (3.5).

Табл. 4 – Визначені параметри КСЕ ( $T = 320$  K).

Параметр	SC17				SC11			
	УЗН				УЗН			
	—	U–L	U–Ts1	U–Tb3	—	U–L	U–Ts2	U–Tb3
$J_{sc}$ , $0.01\text{A/m}^2$	$191 \pm 2$	$191 \pm 2$	$184 \pm 2$	$171 \pm 2$	$198 \pm 2$	$198 \pm 2$	$189 \pm 2$	$181 \pm 2$
$V_{oc}$ , мВ	$256 \pm 4$	$250 \pm 4$	$243 \pm 4$	$233 \pm 4$	$164 \pm 4$	$159 \pm 4$	$157 \pm 4$	$141 \pm 4$
$FF$ , $10^{-3}$	$475 \pm 2$	$468 \pm 2$	$463 \pm 2$	$458 \pm 2$	$372 \pm 2$	$366 \pm 2$	$366 \pm 2$	$353 \pm 2$
$L_n^{ph}$ , мкм	$99 \pm 5$	$92 \pm 5$	$67 \pm 4$	$55 \pm 3$	$125 \pm 6$	$124 \pm 6$	$103 \pm 5$	$98 \pm 5$
$L_n$ , мкм	$93 \pm 5$	$82 \pm 4$	$47 \pm 3$	$34 \pm 2$	$106 \pm 5$	$99 \pm 5$	$80 \pm 4$	$69 \pm 4$
$\tau_n^{ph}$ , $10^{-7}$ с*	$31 \pm 3$	$26 \pm 3$	$14 \pm 2$	$9 \pm 1$	$49 \pm 5$	$48 \pm 5$	$33 \pm 4$	$30 \pm 3$
$\tau_n$ , $10^{-7}$ с	$26 \pm 3$	$21 \pm 3$	$7 \pm 2$	$3.5 \pm 0.7$	$35 \pm 3$	$31 \pm 3$	$20 \pm 3$	$15 \pm 2$
$\tau_g$ , $10^{-9}$ с	$70 \pm 4$	$66 \pm 3$	$57 \pm 3$	$48 \pm 2$	$35 \pm 2$	$31 \pm 2$	$30 \pm 2$	$29 \pm 2$
$E_{\tau_g}$ , мeВ	$242 \pm 7$	$237 \pm 5$	$234 \pm 5$	$234 \pm 5$	$245 \pm 6$	$234 \pm 5$	$241 \pm 5$	$243 \pm 5$
$n_{id}$ , $\pm 0.01$	2.59	2.60	2.61	2.63	2.51	2.52	2.53	2.54
$T_{id}$ , К	$226 \pm 8$	$215 \pm 10$	$243 \pm 15$	$233 \pm 15$	$327 \pm 10$	$319 \pm 15$	$308 \pm 20$	$358 \pm 25$
$K_{US}$ , $\text{m}^{-2}\text{с}^{-1}$	$(3.3 \pm 0.5) \times 10^{24}$				$(5.0 \pm 0.2) \times 10^{23}$			
$R_{sh}$ , $\text{kOм} \cdot \text{см}^2$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	$> 10^{12}$	12 $\pm$ 1	13 $\pm$ 1	10 $\pm$ 1	8 $\pm$ 1

Табл. 5 – Акусто–індуковані зміни параметрів КСЕ.

Параметр	SC17 УЗН			SC11 УЗН		
	U–L	U–Ts1	U–Tb3	U–L	U–Ts2	U–Tb3
$\varepsilon_{J_{sc}}$ , %	0±1	4±1	10±1	0±1	5±1	9±1
$\varepsilon_{V_{oc}}$ , %	2±2	5±2	9±2	3±2	4±2	14±2
$\varepsilon_{FF}$ , %	2±1	3±1	4±1	2±1	2±1	5±1
$\varepsilon_{L_n}^{ph}$ , %	7±7	32±7	44±7	1±7	18±7	22±7
$\varepsilon_{L_n}$ , %	12±6	49±6	63±6	6±6	25±6	35±6
$\varepsilon_{\tau_n}^{ph}$ , %	16±15	55±15	70±15	2±15	33±15	39±15
$\varepsilon_{\tau_n}$ , %	19±12	73±12	87±12	11±12	43±12	57±12
$\varepsilon_{\tau_g}$ , %	6±5	19±5	31±5	9±5	14±5	17±5
- $\Delta n_{id}$ , $10^{-2}$	1±1	2±1	4±1	1±1	2±1	3±1
$\varepsilon_{R_{sh}}$ , %				-8±10	17±10	33±10

ультразвуку на кремнієві структури зростає. Отже, ефективність УЗ дії на КСЕ визначається насамперед зміщенням атомів (деформацією гратки), а не інтенсивністю АХ (загальною енергією коливань, енергією яку отримує кристал під час УЗН). З цієї точки зору поперечні АХ є більш ефективним інструментом впливу, ніж повздовжні, так як за однакових енергетичних затрат дозволяють досягти більшого ефекту.

Рівняння (3.5) показує,  $J_{sc}$  суттєво залежить від довжини дифузії неосновних носіїв. Визначені шляхом апроксимації експериментальних залежностей значення  $L_n^{ph}$  та розраховані на їх основі величини  $\tau_n^{ph}$ , а також їх зміни в умовах УЗН наведено в Таблицях 4 та 5. Лінії Рис. 3.4,а відображають результати апроксимації. Отримані результати показують, що УЗ впливає на час життя неосновних носіїв і саме цим можна пояснити виявлені зміни струму короткого замикання в ультразвуковому полі.

На жаль, аналітичних виразів для  $V_{oc}$  та  $FF$  у випадку моделі подвійного діоду у літературі не запропоновано. В той же час аналіз виразів на кшталт

$$J_{sc} = \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left( e^{\frac{qV_{oc}}{n_{id} kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left( e^{\frac{qV_{oc}}{kT}} - 1 \right) + \frac{V_{oc}}{R_{sh}}, \quad (3.7)$$

$$J_{sc} \left( 2 + \frac{R_s}{R_{sh}} \right) = \frac{qn_i d}{2\tau_g} \left( e^{-\frac{qJ_{sc} R_s}{n_{id} kT}} - 1 \right) + \frac{qn_i^2}{p_p} \sqrt{\frac{\mu_n kT}{\tau_n}} \left( e^{-\frac{qJ_{sc} R_s}{kT}} - 1 \right) \quad (3.8)$$

з одного боку дещо утруднений, проте з іншого показує напруга холостого ходу та фактор форми залежать від  $\tau_n$ ,  $n_{id}$ ,  $\tau_g$ , та  $R_{sh}$ . У наступному параграфі розглянуто вплив УЗ на ці параметри. Причини змін  $V_{oc}$  та  $FF$  обговорені в параграфі 3.2.5.

### 3.2.3 Особливості акустичного керування рекомбінацією в КСЕ

Традиційно, під час аналізу процесів, які відбуваються у структурах з  $p-n$ -переходом окремо розглядаються рекомбінацію в ОПЗ та в КНО. Зокрема, вплив рекомбінації в ОПЗ є суттєвим для КСЕ (особливо з тиловою металізацією зокрема), які працюють в області низьких освітленостей та при вимірах малосигнальних значень фото-ерс [116] — тобто за умов, які відповідають нашим експериментам.

Параметрами ВАХ, які пов'язані з процесами в області просторового заряду є  $n_{id}$  та  $J_{0SCR} = (qdn_i/2\tau_g)$ . Під час аналізу отриманих результатів вважалося, що УЗ з невисокою інтенсивністю, використаний в роботі, не викликає зміни параметрів напівпровідника, які визначаються основною граткою (тобто  $E_g$ ,  $N_c$ ,  $N_v$  тощо). Тому замість розгляду величини  $J_{0SCR}$  як цілого, основна увага була приділена  $\tau_g$ . Отримані температурні залежності часу життя носіїв в ОПЗ та фактору неідеальності наведені на Рис.3.5,а та Рис. 3.5,б, відповідно. Виявлено, що експериментальна температурна залежність  $\tau_g$  цілком задовільно описується виразом

$$\tau_g(T) = \tau_{g0} \exp \left( -\frac{E_{\tau_g}}{kT} \right) . \quad (3.9)$$

Як показано на Рис. 3.5,б, фактор неідеальності зменшується зі зростанням температури, а залежність  $n_{id}$  від  $1/T$  близька до лінійної. Таким чином,

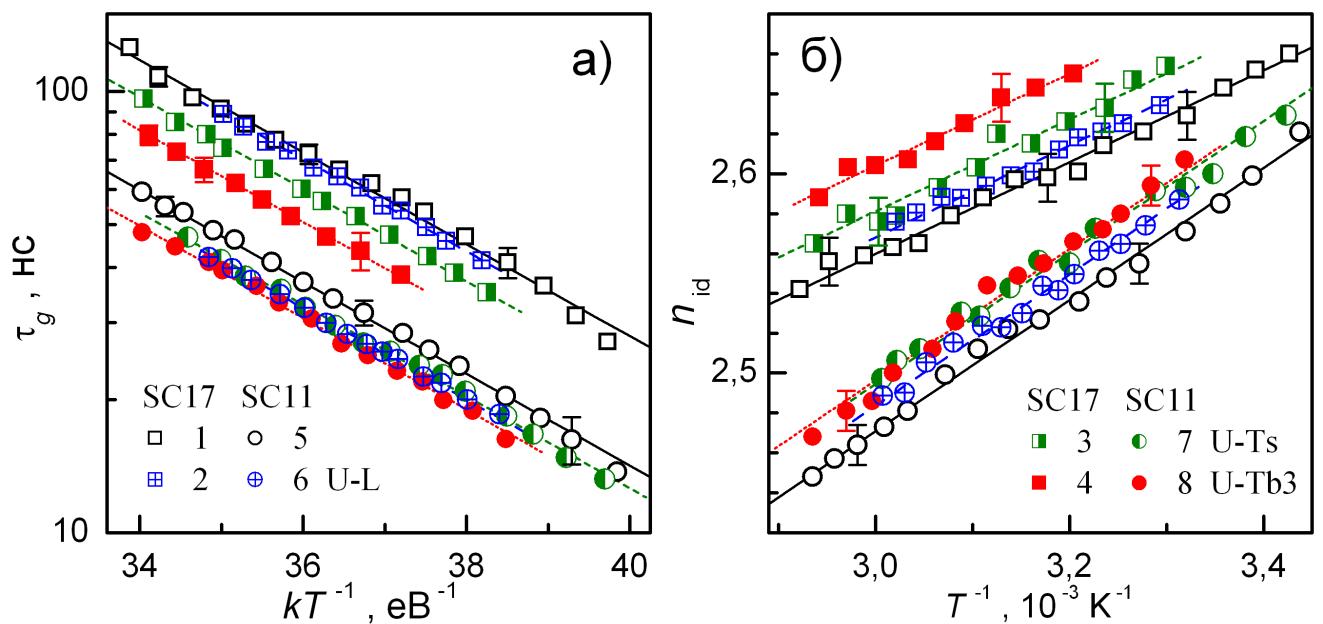


Рис. 3.5 – Температурні залежності часу життя носіїв в ОПЗ (а) та фактору неідеальності (б) для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта – під час УЗН: U-L (криві 2 та 6), U-Ts1 (3), U-Ts2 (7) та U-Tb3 (4 та 8). Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням виразу (3.9) і  $E_{\tau_g} = 0.24$  eV (а) та формули (3.10) і  $T_{id} = 330$  або  $230$  K (б).

залежність  $n_{id}(T)$  може бути описана наступним чином

$$n_{id}(T) = n_{id,\infty} + T_{id}/T . \quad (3.10)$$

Величини  $T_{id}$  та  $E_{\tau_g}$ , обчислені для зразків в умовах УЗН та без нього, наведено в Таблиці 4.

Як видно з наведених на Рис. 3.5 та в Таблиці 4 даних

- УЗН призводить збільшення  $n_{id}$  та зменшення  $\tau_g$ ; величини AI змін показано в Таблиці 5;
- $\tau_g$  та  $n_{id}$  змінюються більш ефективно при використанні поперечних AX;
- $\varepsilon_{\tau_g}$  та  $\Delta n_{id}$  збільшуються при використанні УЗ з більшими значеннями  $W_{us}$ ;
- УЗН не впливає на  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$ ;  $E_{\tau_g} = 0.24 \pm 0.01$  eV для всіх досліджених зразків, тоді як характерна температура фактору неідеальності залежить від місця розташування зразка на пластині:  $T_{id} = 330 \pm 30$  K для SC11 та  $T_{id} = 230 \pm 20$  K для SC17.

Для проведення аналізу отриманих результатів важливо визначити механізм рекомбінації в ОПЗ досліджених зразків. При цьому необхідно звернути увагу, насамперед, на велике значення  $n_{id}$  та малі значення  $\tau_g$ .

Відповідно до класичної теорії Шоклі–Ріда–Хола (ШРХ), фактор неідеальності має бути не більшим ніж 2, а температурна залежність  $\tau_g$  має описуватися виразом [117, 118]:

$$\tau_g \simeq 2 \tau_n \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \cosh \left( \frac{E_t - E_i}{kT} \right) \quad (3.11)$$

де  $\sigma_n$  та  $\sigma_p$  – поперечні перерізи захоплення (ППЗ) електронів та дірок, відповідно, рекомбінаційним центром;  $E_t$  – положення енергетичного рівня, зв’язаного з цим центром,  $E_i$  – положення рівня Фермі у власному напівпровіднику. В нашому випадку значення  $n_{id}$  більші ніж 2, а  $\tau_g$  експоненційно зростає з підвищенням температури. Тобто теорія ШРХ не є застосовною.

В літературі для пояснення великих значень фактору неідеальності, які нерідко зустрічаються на практиці, запропоновано декілька моделей. Наприклад, згідно з [119], неоднорідність фронтального металізованого контакту може викликати появу значних величин  $n_{id}$ . Проте це модель передбачає, що фактор неідеальності має залежати від інтенсивності освітлення, тоді як в нашому випадку змін  $n_{id}$  для різних значень  $W_{ph}$  не спостерігалося. Beier та Voss [120] пояснюють великі можливі значення  $n_{id}$  ефектами насиження (пов’язаними з наявністю декількох рекомбінаційних центрів) в рамках моделі ШРХ. Проте це теорія не здатна пояснити величини  $J_{0SCR}$ , які в нашому випадку значно перевищують очікувані, згідно з теорією ШРХ, значення для кремнію. Крім того, значні величини фактору неідеальності також пов’язуються з тунелюванням за участю глибоких рівнів (ГР) [121, 122]. Проте при такому підході  $n_{id}$  не має залежати від температури.

В той же час, всі експериментально спостережені особливості рекомбінації в ОПЗ можуть бути пояснені в рамках моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів (CDLR, coupled defect level recombination). Цей механізм передбачає швидкі переходи носіїв заряду безпосередньо між рівнями, які належать різним дефектам, розташованим поблизу один одного. Це явище спочатку було виявлене експериментально [123, 124], а потім використане для пояснення

процесів, які відбуваються у напівпровідникових діодах [125–127]. На початкових етапах розвитку моделі вважалося [125], що щонайменше один з рівнів має бути мілким. Надалі було запропоновано, що такі процеси можуть проходити і за участю дефектів, рівні яких не розташовані близько до границь дозволених зон; проте темп рекомбінації буде максимальним, якщо дефект акцепторного типу утворює пару з дефектом донорного типу [126]. Надалі, для скорочення замість термінів «дефект акцепторного типу» та «дефект донорного типу» будемо використовувати «акцептор» та «донор», не маючи на увазі, що завдяки цим дефектом суттєво змінюється провідність кристалу. Зауважимо, що в цьому випадку мова не йде про утворення стійкої конфігурації на кшталт комплексного точкового дефекту (ТД), між компонентами якого виникає високоінтенсивний зв'язок. У запропонованій парі (acceptor-like defect is coupled with donor-like defect) складові взаємодіють між собою лише внаслідок того, що електрон з рівня однієї (наприклад, донора) може переходити на рівень іншої (наприклад, акцептора).

Відповідно до CDLR, у спрощеному випадку, коли відсутні переходи між рівнем донора  $E_t^D$  та валентною зоною і між рівнем акцептора  $E_t^A$  та зоною провідності, темп рекомбінації  $R$  може бути описаний наступним виразом [125]:

$$R = \frac{R_{12} - \sqrt{R_{12}^2 - 4\tau_n^D\tau_p^A(np - n_i^2)(1 - \epsilon)}}{2\tau_n^D\tau_p^A(1 - \epsilon)}, \quad (3.12)$$

$$R_{12} = \frac{(n + n_D)(p + p_A)}{R_{DA}} + \tau_n^D(p + p_D) + \tau_p^A(n + n_A), \quad (3.13)$$

$$\tau_n^D = (N_D \sigma_n^D v_{th,n})^{-1}, \quad \tau_p^A = (N_A \sigma_p^A v_{th,p})^{-1}, \quad (3.14)$$

де  $R_{DA}$  — так званий параметр зв'язку,  $N_D$  та  $N_A$  — густини донорів та акцепторів, відповідно;  $\sigma_n^D$  та  $\sigma_p^A$  — ППЗ електронів донором та дірок акцептором, відповідно;  $v_{th,n}$  та  $v_{th,p}$  — теплові швидкості електронів та дірок, відповідно;  $n_{D,A}$ ,  $p_{D,A}$  та  $\epsilon$  залежать від  $E_t^D$ ,  $E_t^A$  та факторів виродження рівнів.

Відповідно до [126], ППЗ для дефекту в парі відрізняється від значення, характерного для ізольованого дефекту, і залежить від відстані  $r$  між донором та акцептором

$$\sigma_{n,p}^{D,A}(r) = C_{n,p}^{D,A} r^2, \quad (3.15)$$

де  $C_n^D$  та  $C_p^A$  – певні константи. Величина  $R_{DA}$  також залежить від  $r$  та пропорційна інтегралу перекриття хвильових функцій дефектів. Зокрема, якщо і донор, і акцептор характеризується водне–подібними хвильовими функціями і однаковим радіусом Бора  $a_B$ , то [126]

$$R_{DA}(r) \sim N_D N_A \left[ 1 + \frac{r}{a_B} + \frac{1}{3} \left( \frac{r}{a_B} \right)^2 \right] e^{-r/a_0}. \quad (3.16)$$

На жаль, вираз, який би дозволяв аналітично описати взаємозв'язок між параметрами ВАХ (наприклад,  $n_{id}$  та  $\tau_g$ ) і характеристиками дефектів, які беруть участь у CDLR, відсутній. Однак, показано [125, 127] що  $n_{id}$  збільшується зі зменшенням  $R_{DA}$ . Так як  $\tau_g \sim R^{-1}$ , то видається цілком очікуваним, що  $n_{D,A}$ ,  $p_{D,A}$  та  $\epsilon$  забезпечують термоактиваційний характер часу життя носіїв в ОПЗ. На нашу думку, величина  $E_{\tau_g}$  насамперед визначається енергетичними рівнями зв'язаних дефектів, тобто залежить від їх типу та конфігурації. В той же час, значення  $T_{id}$  залежить також і від  $N_D$  та  $N_A$ . Таким чином, отримані результати свідчать, що

- а) у рекомбінаційних процесах як в SC11, так і в SC17 приймають участь однакові дефекти, так як значення  $E_{\tau_g}$  співпадає;
- б) концентрація рекомбінаційно–активних дефектів у зразках різна, про що свідчать неоднакові значення  $T_{id}$ ,  $\tau_{g,in}$  та  $n_{id,in}$ ;
- в) УЗН не призводить до змін енергетичних рівнів та концентрацій дефектів, так як  $E_{\tau_g}$  та  $T_{id}$  в умовах поширення АХ не міняються.

Величина  $J_{0base} = (qn_i^2/n_n) \sqrt{\mu_n kT/\tau_n}$  відображає процеси, що відбуваються в КНО сонячного елементу. Під час аналізу вважалося, що  $n_n$  та  $\mu_n$  не залежать від УЗН. Підставами для цього бути а) експериментально виявлена незалежність послідовного опору від УЗН; б) загальновідомий факт, що для дослідженого температурного діапазону рухливість визначається насамперед розсіянням на атомах гратки. У зв'язку з цим основна увага була приділена  $\tau_n$ , температурна поведінка якого показана на Рис. 3.6. Як і очікувалось відповідно до літературних даних, час життя неосновних носіїв збільшується з підвищенням температури. Визначені шляхом апроксимації експериментальних залежностей значення  $\tau_n$  та розраховані на їх основі величини  $L_n$ , а також їх зміни в умовах УЗН наведено в Таблицях 4 та 5. Наведені результати показують, що

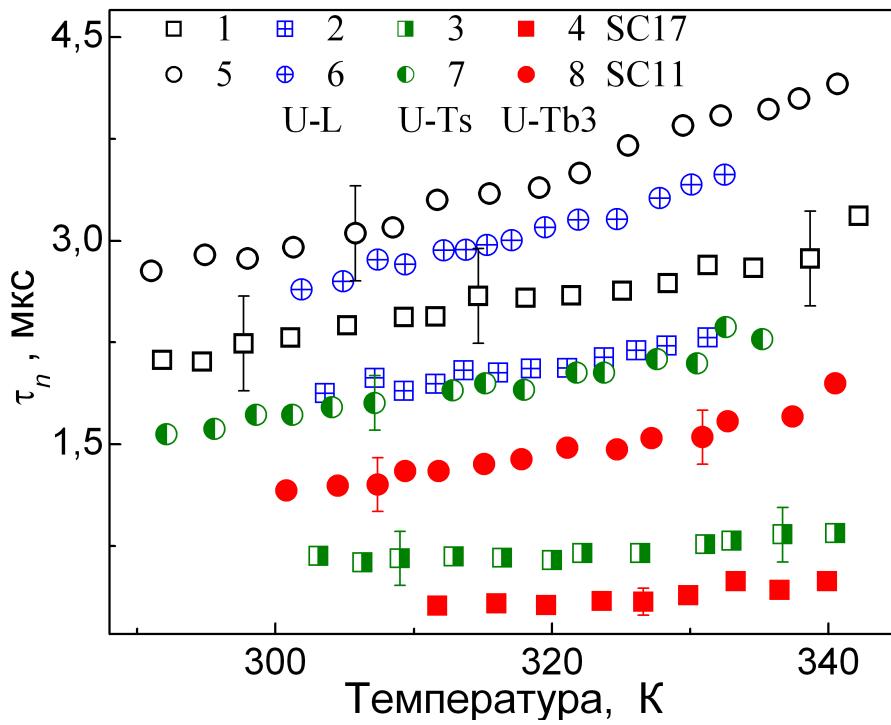


Рис. 3.6 – Температурні залежності часу життя неосновних носіїв в КНО для зразків SC17 (криві 1–4, квадрати) та SC11 (5–8, кола). Криві 1 та 5 (незаповнені точки) отримані без УЗН, решта – під час УЗН: U–L (криві 2 та 6), U–Ts1 (3), U–Ts2 (7) та U–Tb3 (4 та 8).

УЗН призводить до зменшення  $\tau_n$ , причому ефект достатньо значний: при поширення АХ значення часу життя може зменшуватись до 20 % вихідної значення.

Отримані таким чином величини  $L_{n,in}$  цілком співрозмірні зі значеннями  $L_{n,in}^{ph}$ , отримані на основі аналізу залежностей  $J_{sc}(T)$ . Невеликі кількісні відмінності між  $\varepsilon_{Ln}^{ph}$  та  $\varepsilon_{Ln}$ , на нашу думку, пов’язані з певною АІ зміною температурної залежності довжини дифузії (див. Рис.3.6), яка не враховувалася під час апроксимації температурної залежності струму короткого замикання.

Час життя неосновних носіїв в загальному випадку описується наступним чином [128]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{bb}^{-1} + \tau_{CE Auger}^{-1} + \tau_{SRH}^{-1}, \quad (3.17)$$

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

$$\tau_{bb}^{-1} = B(p_p + n_p + \Delta n), \quad (3.18)$$

$B$  – коефіцієнт міжзонної рекомбінації,  $B = 1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{с}^{-1}$  [128,129],  $\Delta n$  – концентрація нерівноважних електронів,  $\tau_{CE Auger}$  визначається Оже–рекомбінацією,

підсиленою внаслідок кулонівської взаємодії [130]

$$\tau_{\text{CE Auger}} = \frac{\Delta n}{np \left( 1,8 \cdot 10^{-24} n_p^{0,65} + 6 \cdot 10^{-25} p_p^{0,65} + 3 \cdot 10^{-27} \Delta n^{0.8} \right)}, \quad (3.19)$$

$n$  та  $p$  — концентрації електронів та дірок, відповідно;  $\tau_{\text{SRH}}$  — час рекомбінації ШРХ. В наших дослідах  $\Delta n$  не перевищувала  $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Як наслідок, розрахунки показали, що  $\tau_{\text{bb}}^{-1} \leq 14 \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{CE Auger}}^{-1} \leq 6 \text{ с}^{-1}$ . А отже, міжзонною рекомбінацією та рекомбінацією Оже можна знехтувати,  $\tau_n = \tau_{\text{SRH}}$ .

За умови низького рівня інжекції якщо в кристалі присутні декілька рекомбінаційних центрів  $\tau_{\text{SRH}}$  описується виразом

$$\tau_n^{-1} = \sum_i^{M_d} \tau_{n,i}^{-1} = \sum_i^{M_d} N_{d,i} \sigma_{n,i} v_{\text{th},n}, \quad (3.20)$$

де  $M_d$  — загальна кількість типів центрів,  $\tau_{n,i}$  описує час життя при рекомбінації лише за участю дефектів  $i$ -го типу, які характеризуються концентрацією  $N_{d,i}$  та ППЗ електронів  $\sigma_{n,i}$ .

На Рис. 3.7 наведено залежність оберненого часу життя в ОПЗ від параметрів УЗН, причому в одному випадку таким параметром вибрана  $W_{\text{US}}$ , а в другому —  $u_{\text{US}}^2$ . Видно, що  $\tau_n^{-1}$  лінійно зростає з підвищенням інтенсивності введеного УЗ, тобто AI зміни часу життя можна записати у вигляді

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{\text{US}}^* W_{\text{US}}, \quad (3.21)$$

або

$$\tau_{n,\text{US}}^{-1} = \tau_{n,in}^{-1} + K_{\text{US}} u_{\text{US}}^2, \quad (3.22)$$

де  $K_{\text{US}}^*$  та  $K_{\text{US}}$  характеризують акусто–дефектну взаємодію (АДВ) і залежать від властивостей дефекту та характеристик кристалу. Проте використання другого виразу є більш доцільним, так як  $K_{\text{US}}^*$  залежить також і від типу збуджених хвиль, тоді як  $K_{\text{US}}$  визначається лише АДВ. Іншими словами, саме зміщення атомів (а не інтенсивність AX) є основним фактором впливу УЗН на рекомбінацію носіїв заряду. Зауважимо, що вирази (3.21) та (3.22) за формулою схожі з добре відомою формулою Messenger–Spratt [101], яка описує зміни часу життя внаслідок радіаційного опромінення, причому роль флюенса відіграє  $u_{\text{US}}^2$  ( $W_{\text{US}}$ ).

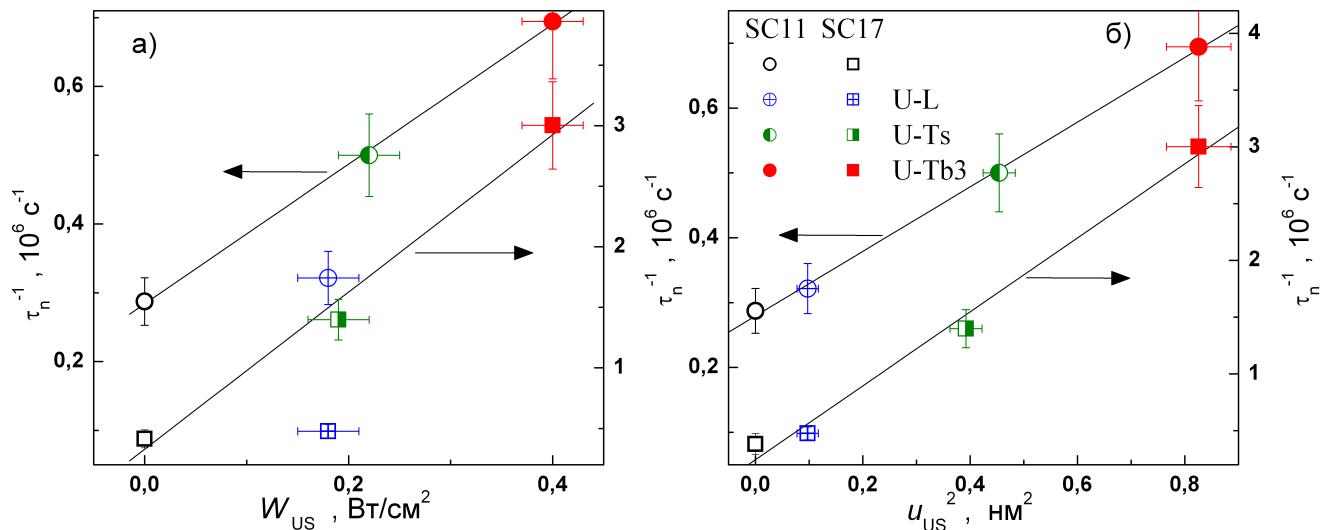


Рис. 3.7 – Залежність оберненого часу життя в ОПЗ від інтенсивності введеного звуку (а) та від квадрату амплітуди AI зміщень атомів для SC17 (квадрати, праві осі обох графіків) та SCR11 (кола, ліві осі) при 320 К. Заповнення точок залежить від УЗН і співпадає з наведеним на Рис. 3.6. Прямі - лінійна апроксимація (для а - лише даних, отриманих при використанні поперечних хвиль.

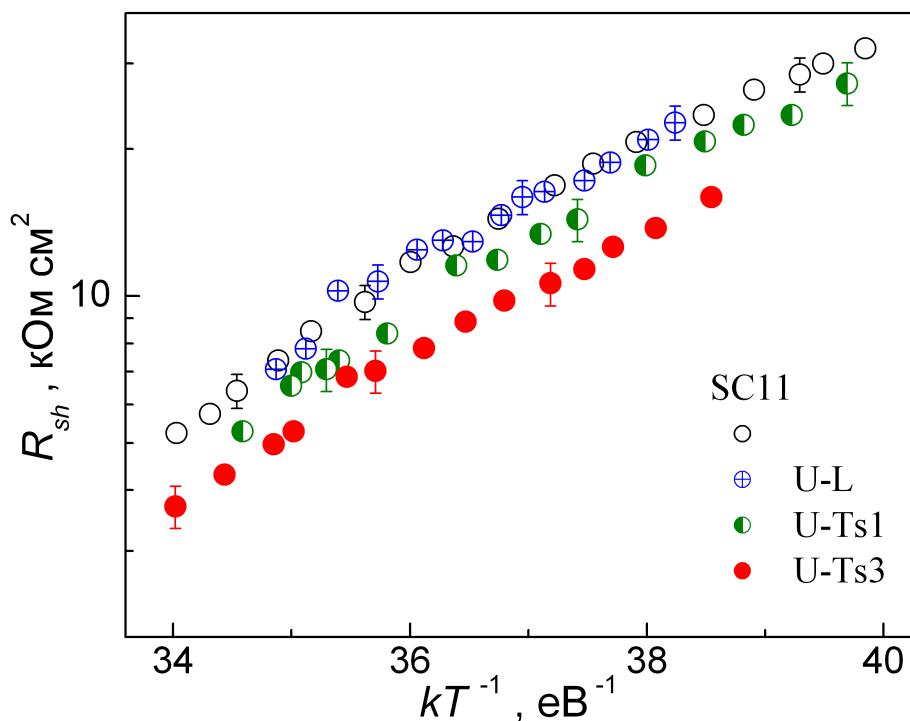


Рис. 3.8 – Температурні залежності шунтуючого опору SC11, отримані за умов УЗН та без нього (порожні кола).

Визначені величини  $K_{US}$  наведено в Таблиці 4.

На Рис. 3.8 показана температурна залежність шунтувочого опору зразка SC11. Зauważимо, що для SC17  $R_{sh} > 10^{15}$  Ом·см<sup>2</sup> незалежно від температури та УЗН і шунтуючий опір не впливав на ВАХ. З усього досліженого набору зразків лише цей мав подібну особливість. З рисунка видно, що УЗН з використанням поперечних хвиль викликає зменшення  $R_{sh}$ , тоді як повздовжні хвилі практично не впливають на величину шунтувочного опору. Розраховані величини як  $R_{sh}$ , так і його AI змін наведені в Таблицях 4 та 5. Детальний розгляд можливих причин виникнення  $R_{sh}$  та впливу на нього УЗН наведено у параграфі 3.4.4.

### 3.2.4 Модель акусто–активного комплексного дефекту

Для пояснення взаємодії пружних хвиль з дефектами у неп’єзоелектричних кристалах запропоновано чимало механізмів. Зокрема вважається, що в умовах УЗН може відбуватися

- а) зміна заселеності коливних рівнів, зв’язаних з домішками [131];
- б) зміщення домішкових атомів порівняно з їх оточенням [89, 132, 133];
- в) зменшення енергії активації дифузії дефектів [134];
- г) локальне підвищення температури в області кластерів точкових дефектів [135];
- д) поглинання УЗ дислокаціями [57, 136];

тощо. Проте повна теорія АДВ в кремнії ще не побудована, причиною чого, зокрема, є недостатня кількість експериментальних досліджень, сфокусованих на вивчення AI ефектів.

На нашу думку, виявлені оборотні AI зміни рекомбінаційних параметрів КСЕ можна пояснити зміною відстані між компонентами дефектного комплексу в умовах УЗН. Зокрема, якщо мова йде про AI модифікацію  $n_{id}$  та  $\tau_g$ , то відбувається зміна відстані між донором та акцептором, які приймають участь у CDLR.

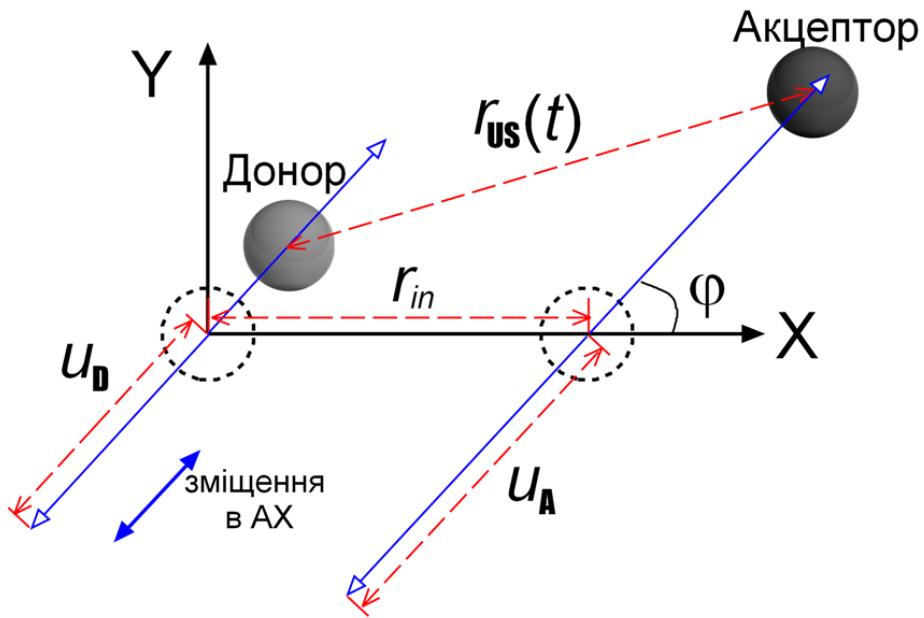


Рис. 3.9 — Модель поведінки дефектного комплексу в умовах УЗН.

Дійсно, з літератури [132, 133] відомо, що для сили  $F_d$ , яка діє на точковий дефект під час УЗН, є справедливим вираз

$$F_d = \chi \Delta\Omega_d \frac{\partial\xi(z,t)}{\partial z}, \quad (3.23)$$

де  $\chi$  — об'ємний модуль пружності,  $\Delta\Omega_d$  — зміна об'єму кристалу, що припадає на один дефект (для міжузлових атомів та домішок заміщення з іонним радіусом, що перевищує радіус атома матриці  $\Delta\Omega_d > 0$ , тоді як для вакансій та домішок заміщення з меншим іонним радіусом  $\Delta\Omega_d < 0$ );  $\xi$  — деформація кристалічної гратки; при цьому вважається, що АХ поширюється в напрямі осі  $Z$ ;  $\partial\xi(z,t)/\partial z \sim \xi_{US} \sim u_{US} \sim \sqrt{W_{US}}$ . Таким чином, під час УЗН точковий дефект здійснює коливання, причому їх амплітуда та фаза визначаються як параметрами самого ТД, так і інтенсивністю АХ.

На Рис. 3.9 показана спрощена якісна модель поведінки дефектного комплексу, який містить дві складові, в умовах поширення АХ. У вихідному стані, до УЗН, донор та акцептор перебувають на відстані  $r_{in}$  один від одного, вісь  $X$  спрямована вздовж прямої, яка з'єднує дефекти. В умовах УЗН дефекти коливаються з амплітудами  $u_D$  та  $u_A$ . Напрям коливань співпадає з напрямом зміщення в АХ та утворює кут  $\varphi$  з віссю  $X$ .  $u_D$  та  $u_A$  залежать від  $\xi_{US}$ , пружних полів дефекту (значень  $\Delta\Omega_d^D$  та  $\Delta\Omega_d^A$ , пов'язаних з кожною окремою складовою), енергії зв'язку комплексу і можуть відрізнятися між собою. Відповідно, відстань між

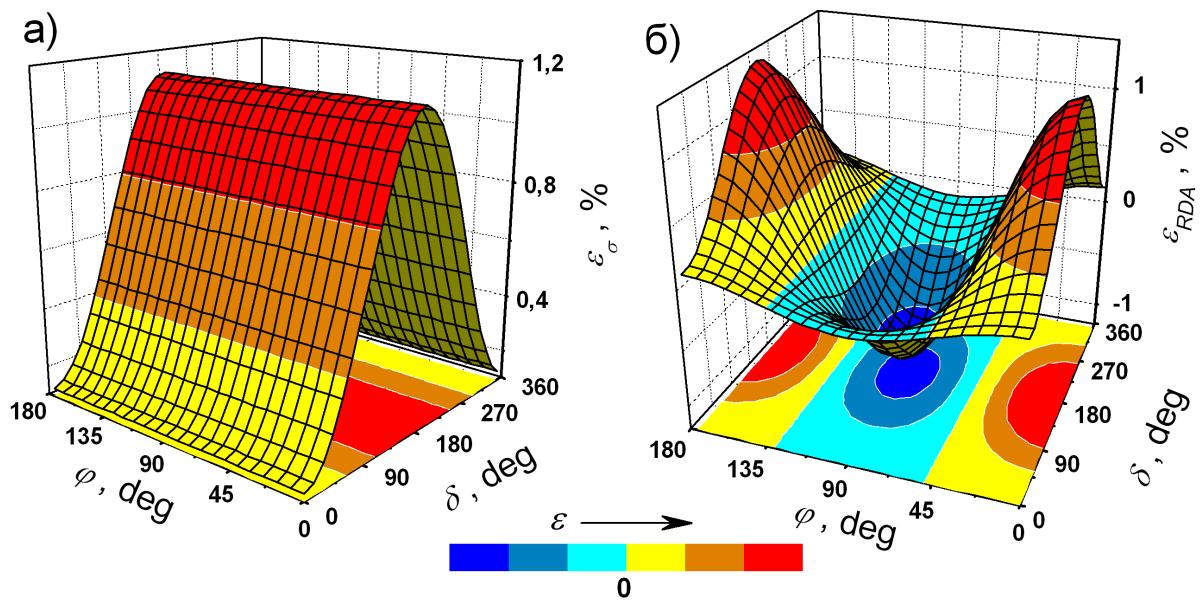


Рис. 3.10 – Розраховані залежності AI змін поперечного перерізу захоплення носіїв (а) та параметру зв’язку (б) від зсуву фаз між коливаннями та від взаємного розташування вісі комплексу та напряму зміщення в АХ. При розрахунках вважалося, що  $a_B = 3.23$  нм,  $r_{in} = 10$  нм,  $u_A = 1$  нм та  $u_D = 0.5$  нм.

донором та акцептором за умов УЗН залежить від часу  $t$ :

$$r_{US}(t) = \left\{ [r_{in} + u_A \cos(\omega_{US}t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US}t)]^2 \cos^2 \varphi + [u_A \cos(\omega_{US}t + \delta) - u_D \cos(\omega_{US}t)]^2 \sin^2 \varphi \right\}^{0.5}, \quad (3.24)$$

де  $\omega_{US}$  – циклічна частота УЗ, а  $\delta$  – зсув фаз між коливаннями донора та акцептора.

Зміна відстані між компонентами комплексу, згідно з моделлю CDLR, має викликати зміни ППЗ носіїв та величини  $R_{DA}$ . Використовуючи формули (3.15) and (3.16), були проведені розрахунки AI відносних змін поперечного перерізу захоплення  $\varepsilon_\sigma = [\sigma_{US} - \sigma(r_{in})]/\sigma(r_{in})$  та параметру зв’язку  $\varepsilon_{RDA} = [R_{DA,US} - R_{DA}(r_{in})]/R_{DA}(r_{in})$ , де  $\sigma_{US}$  та  $R_{DA,US}$  були усереднені по періоду АХ  $T_{US}$ :

$$\sigma_{US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} \sigma(r_{US}(t)) dt, \quad (3.25)$$

$$R_{DA,US} = \frac{1}{T_{US}} \int_0^{T_{US}} R_{DA}(r_{US}(t)) dt. \quad (3.26)$$

Декілька типових прикладів результатів розрахунків показано на Рис. 3.10 та Рис. 3.11. Під час їх проведення вважалося, що

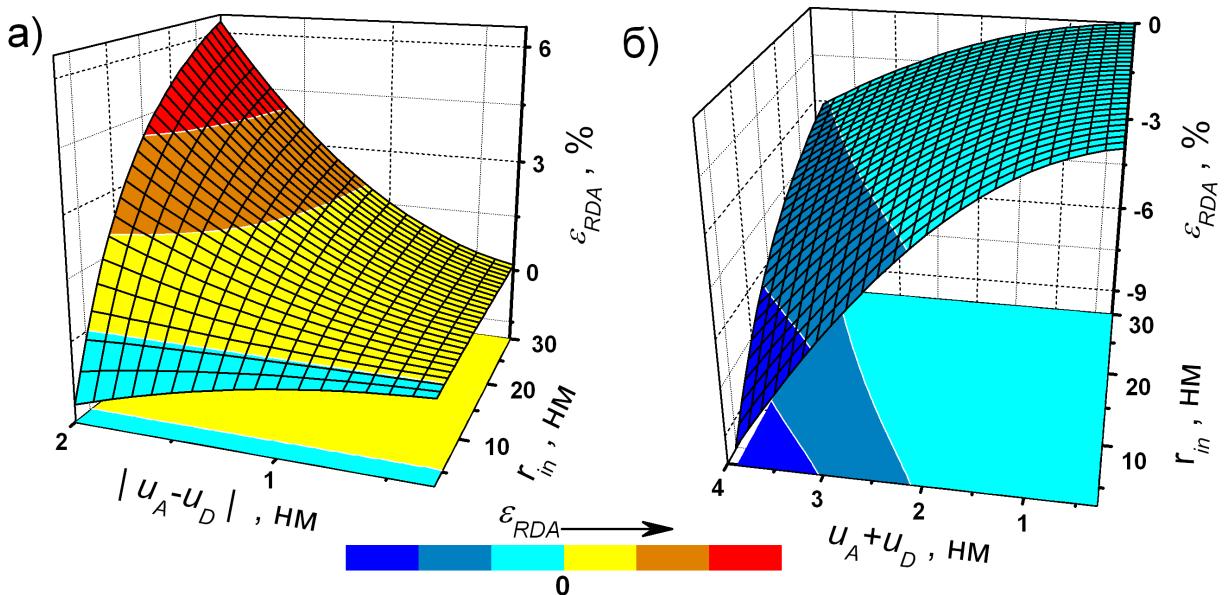


Рис. 3.11 — Розраховані залежності АІ змін параметру зв’язку від амплітуди коливань та початкової відстані між компонентами. При розрахунках вважалося, що  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\delta = 0^\circ$  (а) та  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\delta = 180^\circ$  (б).

- а) характерний час релаксації в CDLR-підсистемі набагато менший, ніж  $T_{\text{US}}$ ;
- б)  $a_B = 3.23$  нм — значення, яке раніше використовувалося в літературі [126];
- в) значення  $u_D$  та  $u_A$  співрозмірні з  $u_{\text{US}}$ ; проте при цьому потрібно взяти до уваги, що зміщення домішкових атомів, які не утворюють ковалентних зв’язків з оточенням, може перевищувати зміщення атомів, які утворюють кристалічну гратку.

Як видно з Рис. 3.10,а, УЗН викликає збільшення ППЗ. Залежності АІ змін параметру зв’язку більш складні і не монотонні – див. Рис. Fig. 3.10,б. Зокрема, очікується зменшення  $R_{\text{DA}}$  якщо  $\varphi \approx 90^\circ$  (тобто вісь комплексу перпендикулярна до напрямку зміщень в AX, див. Рис. 3.11,б) або при малих значеннях  $r_{in}/a_B$  (див. Рис. 3.11,а). До речі, в останньому випадку передбачається [125, 126], що процеси CDLR будуть відбуватися найбільш інтенсивно.

Якщо припустити, що на дефектах не відбувається дисипація енергії УЗ, то в такому спрощеному випадку  $\delta$  може бути рівним або  $0^\circ$  (якщо  $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}}) > 0$ ) або  $180^\circ$  (якщо  $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}}) < 0$ ). Виявляється, що при цьому величина  $\varepsilon_{\text{RDA}}$  не залежить від абсолютних значень  $u_A$  та  $u_D$ , а визначається лише їх сумою  $|u_D + u_A|$  (при  $\delta = 180^\circ$ ) або модулем їх різниці  $|u_D - u_A|$  (при  $\delta = 0^\circ$ ). Більше того, ці залежності (від  $|u_D + u_A|$  або від  $|u_D - u_A|$ ) однакові в обох випадках (при

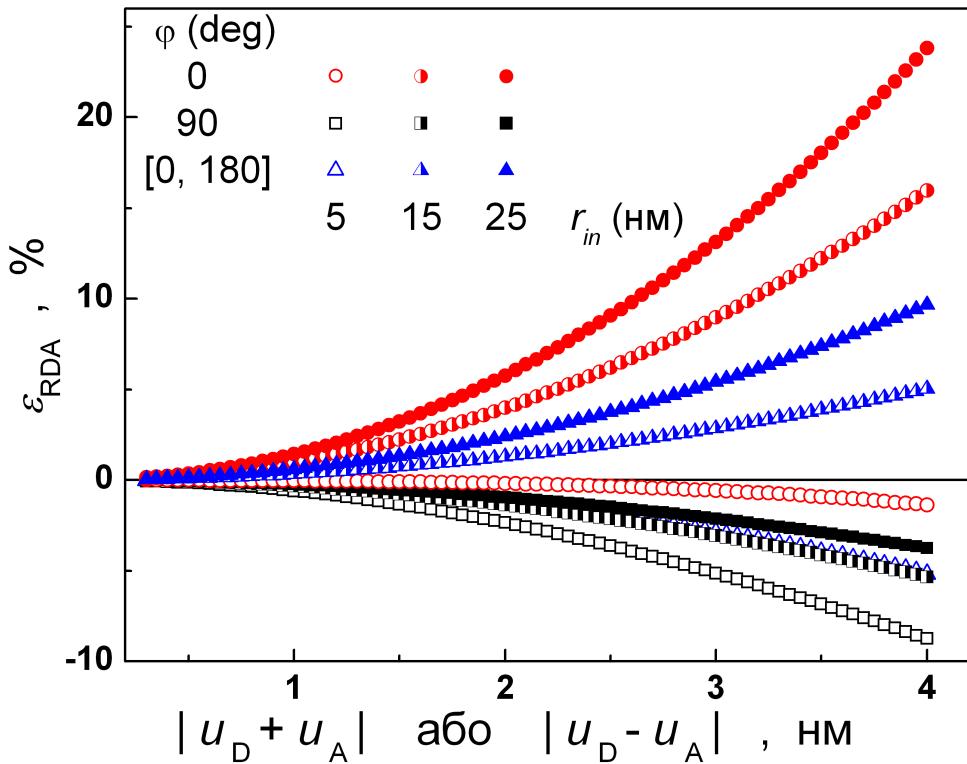


Рис. 3.12 — Розраховані залежності AI змін параметру зв'язку від амплітуди коливань. По горизонталі відкладено  $|u_D - u_A|$  для випадків  $\delta = 0^\circ$  та  $|u_D + u_A|$  при  $\delta = 180^\circ$ . При розрахунках вважалося, що  $a_B = 3.23$  нм,  $r_{in} = 5$  нм (незаповнені точки), 15 нм (напів–заповнені точки) та 25 нм (заповнені точки),  $\varphi = 0^\circ$  (кола),  $90^\circ$  (квадрати). Трикутники відповідають середнім значенням  $\varepsilon_{RDA}$ , обчисленним для діапазону  $\varphi$  від  $[0^\circ$  до  $180^\circ$ ].

$\delta = 180^\circ$  і при  $\delta = 0^\circ$ ). Декілька прикладів таких розрахованих залежностей наведено на Рис. 3.12.

Залежність відносної зміни ППЗ від амплітуди коливань має подібний характер, більше того вона не залежить від  $\varphi$ :

$$\varepsilon_\sigma = \frac{(u_D \pm u_A)^2}{2 r_{in}^2}, \quad (3.27)$$

де знаки «+» та «-» відповідають випадкам  $\delta = 180^\circ$  та  $\delta = 0^\circ$ , відповідно. Тобто, при  $(\Delta\Omega_d^D \cdot \Delta\Omega_d^A < 0)$  ефективність впливу УЗ має бути більшою, так як в цьому випадку вона визначається сумою зміщень компонент пари, тоді як в протилежному — їх різницю

Враховуючи, що  $u_D, u_A \sim \xi_{US} \sim u_{US} \sim \sqrt{W_{US}}$ , остання формула може бути записана у вигляді

$$\varepsilon_\sigma = K_{US}^{DA} u_{US}^2 = K_{US}^{DA*} W_{US}, \quad (3.28)$$

де  $K_{\text{US}}^{\text{DA}}$  ( $K_{\text{US}}^{\text{DA}*}$ ) характеризує взаємодію УЗ з парою донор–акцептор та залежить від властивостей дефектів та кристалічної гратки (і ще й від типу хвиль для  $K_{\text{US}}^{\text{DA}*}$ ).

Звичайно, можлива орієнтація пари зумовлена мінімізацією її повної енергії, а отже існують визначається кристалографічними осями. Проте, з одного боку, врахуємо що кристали кремнію характеризуються кубічною симетрією і містять достатньо велику кількість еквівалентних напрямів. З іншого боку, необхідно врахувати, що струм, пов'язаний з CDLR процесами протікає переважно в околі протяжних дефектів [126, 127]. Нарешті, дислокації в ОПЗ нерідко розташовуються перпендикулярно площині  $p - n$  переходу і досліджені структури не є винятком (див. параграф 3.4.4). Якщо дефектна пара та дислокація розташовані поблизу один одного, то дислокація з крайовою компонентою буде впливати на просторове розташування пари. Як наслідок, у ідеальному випадку пара донор–акцептор з  $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} > 0)$  переважно будуть орієнтовані паралельно дислокаційній лінії, тоді як вісь спарених дефектів з  $(\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} < 0)$  має утворювати з дислокаційною лінією прямий кут. При цьому, при поширенні УЗ перпендикулярно площині  $p - n$  переходу (як в експериментах) найбільш цікавими будуть наступні випадки

при  $\delta = 0^\circ$  (випадок  $\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} > 0$ ):

$$\varphi = 90^\circ \text{ (поперечні хвилі)} \text{ та } \varphi = 0^\circ \text{ (повздовжні хвилі)}$$

при  $\delta = 180^\circ$  (випадок  $\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} < 0$ ):

$$\varphi \in [0^\circ \div 180^\circ] \text{ (поперечні хвилі)} \text{ та } \varphi = 90^\circ \text{ (повздовжні хвилі)}.$$

Іншими словами, якщо зміна об'єму кристалу, пов'язана з донором, протилежна за знаком зміні об'єму кристалу, пов'язаній з акцептором, то при поширенні поперечних хвиль можуть реалізуватися випадки, які відповідають всім кривим на Рис. 3.12. Якщо ж  $\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} > 0$ , то потрібно брати до уваги лише криві, для позначення яких використано квадрати.

Таким чином, в рамках запропонованої моделі очікується, що УЗН спричинює зміну відстані між донором та акцептором, що стає причиною появи  $\varepsilon_\sigma$  та  $\varepsilon_{\text{RDA}}$ , величина яких переважно визначається АІ зміщенням атомів. Згідно з

CDLR теорією, збільшення ППЗ та зменшення параметру зв'язку має викликати зменшення часу життя носіїв та збільшення фактору неідеальності, що і спостерігається на експерименті.

Запропонована модель може бути використана і для пояснень впливу УЗ на процеси рекомбінації в КНО (див. Рис. 3.6). Так як AI зміни оборотні, то зміна часу життя, згідно з (3.20), може бути пов'язана лише зі збільшенням  $\sigma_n$  в умовах УЗН. Відомо, що переважна більшість рекомбінаційних центрів у кремнії є комплексними ТД, причому компоненти комплексу не еквівалентні між собою. Зокрема, нерідко вони характеризуються протилежним електричним зарядом. В літературі [137] запропоновано, що для подібних ТД також має виконуватись емпіричне співвідношення (3.15), причому в такому випадку  $r$  визначається відстанню між компонентами комплексного ТД, яка менша, ніж відстань між донором та акцептором в CDLR. В цьому випадку, згідно з описаною моделлю, УЗН також викликає зміну  $r$  та  $\sigma_n$  відповідно до виразу (3.28). Проте якщо для випадку CDLR зміна ППЗ носіїв донором (і/або акцептором) доповнюється зміною параметру зв'язку, то при AI варіація часу життя в КНО визначається лише модифікацією поперечного перерізу захоплення.

Ефективність АДВ залежить від типу дефекту та його структури [90] і не всі дефекти в кремнії є акусто активними (ААД). Якщо  $M_d^{\text{AA}}$  та  $M_d^{\text{nonAA}}$  — загальна кількість типів ААД та не акусто активних (non-AA) центрів, то вираз (3.20) для  $\tau_n^{-1}$  в умовах УЗН та без нього може бути записаний у вигляді

$$\tau_{n,in}^{-1} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}, \quad (3.29)$$

$$\tau_{n,\text{US}}^{-1} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{\text{US}} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n}. \quad (3.30)$$

Враховуючи, що  $\sigma_{n,j}^{\text{US}} = (\varepsilon_{\sigma,j} + 1)\sigma_{n,j}^{in}$  останнє співвідношення може бути записано у вигляді

$$\begin{aligned} \tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} v_{\text{th},n} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n} + \sum_l^{M_d^{\text{nonAA}}} N_{d,l} \sigma_{n,l} v_{\text{th},n} = \\ &= \tau_{n,in}^{-1} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} \varepsilon_{\sigma,j} v_{\text{th},n}. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Взявши до уваги (3.28), отримуємо

$$\begin{aligned}\tau_{n,\text{US}}^{-1} &= \tau_{n,in}^{-1} + \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} u_{\text{US}}^2 v_{\text{th},n} = \\ &= \tau_{n,in}^{-1} + u_{\text{US}}^2 \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n},\end{aligned}\quad (3.32)$$

де  $K_{\text{US},j}$  описує взаємодію УЗ з дефектом  $j$ -го типу. Порівнявши з (3.22) можемо сказати, що параметр  $K_{\text{US}}$ , який кількісно описує експериментально виявлений вплив УЗ на час життя неосновних носіїв в базі КСЕ, залежить від кількості АА дефектів та їх концентрації:

$$K_{\text{US}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} N_{d,j} \sigma_{n,j}^{in} K_{\text{US},j} v_{\text{th},n} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{K_{\text{US},j}}{\tau_{n,j}^{in}}. \quad (3.33)$$

Більше значення  $K_{\text{US}}$ , отримане для SC17 (див. Таблицю 4), свідчить про наявність у цьому зразку більшої кількості ААД та/або більшої їх концентрації.

Виявлена лінійність залежності зворотного часу життя від амплітуди атомних зміщень (див. Рис. 3.7,б) підтверджує справедливість запропонованої моделі. Крім того, зауважимо що так як початкова відстань  $r_{in}$  між компонентами комплексного ТД, яка менша, ніж початкова відстань між донором та акцептором в CDLR, то, згідно з формулою (3.27), очікується що УЗ має більш ефективно впливати в першому випадку. Саме таке співвідношення ( $\varepsilon_{\tau n} > \varepsilon_{\tau g}$ ) і спостерігається на експерименті — див. Таблицю 5.

### 3.2.5 Чисельний розрахунок залежностей напруги холостого ходу та фактора форми

Як вже згадувалося раніше, аналітичні вирази, які б відображали залежність напруги холостого ходу та фактора форми сонячного елементу від  $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$  та  $R_{sh}$  в рамках моделі подвійного діода відсутні. З метою візуалізації подібних залежностей були проведені чисельні розрахунки. Вони полягали в тому, що використовуючи формули (3.1)–(3.6) був синтезований набір ВАХ, які відповідали різним значенням параметрів. При цьому використовувалися значення

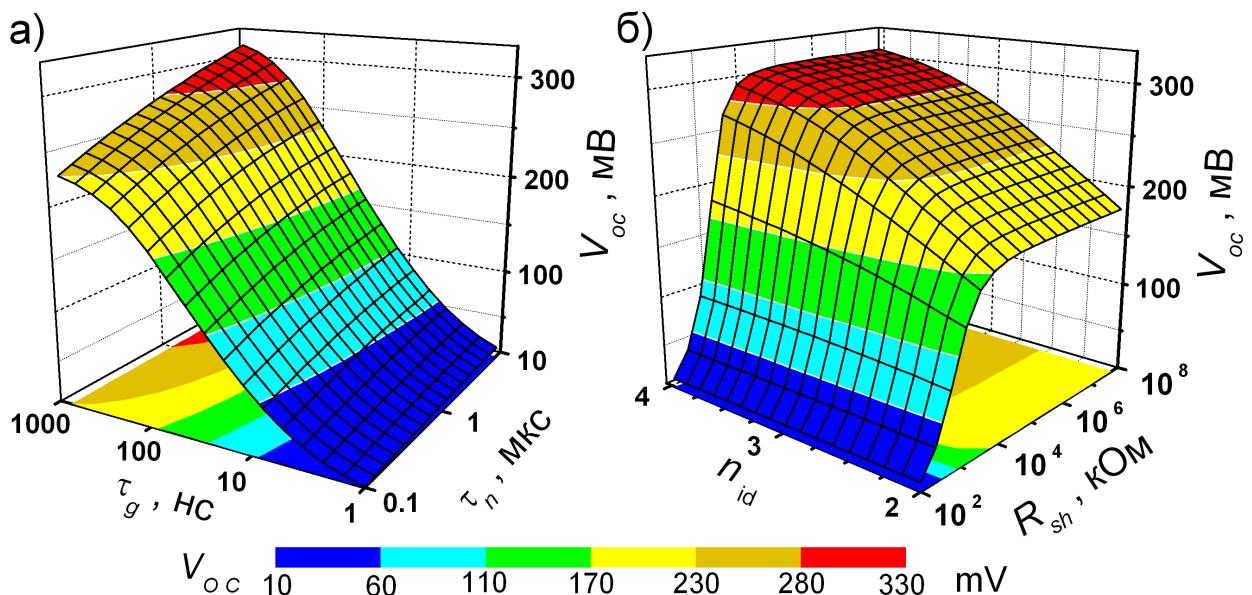


Рис. 3.13 – Результати моделювання в рамках моделі подвійного діоду залежності напруги холостого ходу КСЕ від часу життя носіїв заряду в ОПЗ та КНО (а) і фактору неідеальності та шунтуючого опору (б). При розрахунках вважалося, що  $n_{id} = 2.55$  (а),  $R_{sh} = 5 \times 10^3$  Ом (а),  $\tau_n = 3 \times 10^{-6}$  с (б),  $\tau_g = 5 \times 10^{-8}$  с (б),  $T = 320$  К, освітлення монохроматичне ( $\lambda = 900$  нм) та низькоінтенсивне ( $W_{ph} = 8$  Вт/м<sup>2</sup>).

параметрів, що були близькі до тих, якими характеризувалися досліджені КСЕ. Після цього з штучних ВАХ використовуючи традиційний спосіб були визначені  $V_{oc}$  та  $FF$ . Типові приклади результатів обчислень, які відповідають температурі 320 К, наведено на Рис. 3.13 та Рис. 3.14.

Як видно з Рис. 3.13, а та Рис. 3.14, а, зменшення  $\tau_g$  викликає зменшення як  $V_{oc}$ , так і  $FF$ . Водночас, для досліджених КСЕ напруга холостого ходу та фактор форми слабко залежать від часу життя неосновних носіїв в КНО.

В свою чергу, Рис. 3.13, б та Рис. 3.14, б показують, що на величину  $V_{oc}$  та  $FF$  загалом впливає як  $n_{id}$ , так і  $R_{sh}$ , проте ступінь цих залежностей суттєво визначається величиною шунтуючого опору. Наприклад, при  $R_{sh} > 10^5$  Ом (що відповідає випадку зразка SC17), а)  $V_{oc}$  зростає з підвищенням величини фактора неідеальності; б)  $V_{oc}$  та  $FF$  практично не залежать від значення  $R_{sh}$ . В той же час, при  $R_{sh} \leq 10^4$  Ом (випадок зразка SCR11), а) напруга холостого ходу та фактор форми зменшуються зі зменшенням шунтуючого опору; б) лише  $FF$  слабко залежить від  $n_{id}$ .

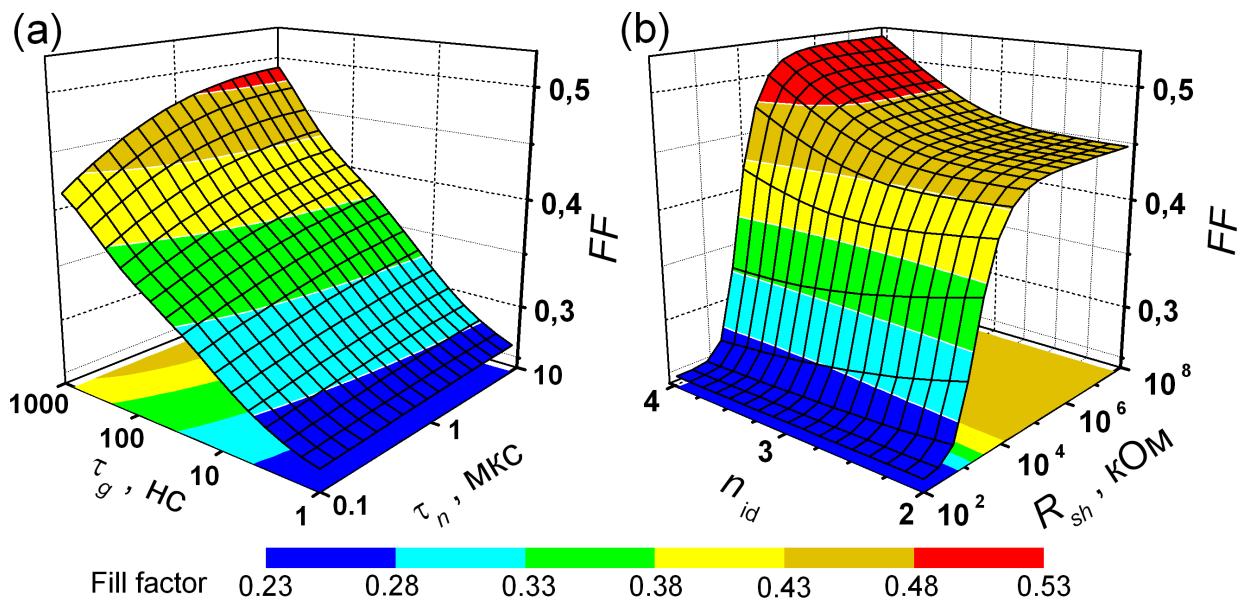


Рис. 3.14 — Результати моделювання в рамках моделі подвійного діоду залежності фактору форми СЕ від часу життя носіїв заряду в ОПЗ та КНО (а) і фактору неідеальності та шунтувочного опору (б). При розрахунках вважалося, що  $n_{id} = 2.55$  (а),  $R_{sh} = 5 \times 10^3$  Ом (а),  $\tau_n = 3 \times 10^{-6}$  с (б),  $\tau_g = 5 \times 10^{-8}$  с (б),  $T = 320$  K, освітлення монохроматичне ( $\lambda = 900$  нм) та низькоінтенсивне ( $W_{ph} = 8$  Вт/м<sup>2</sup>).

Таким чином, розглянута у параграфі 3.2.3 зменшення  $\tau_g$  викликає AI деградацію як напруги холостого ходу, так і фактора форми. Цей ефект деградації підсилюється в SC11 внаслідок AI зменшення  $R_{sh}$  та частково компенсується в SC15 через AI збільшення  $n_{id}$ , що і пояснює відмінність величин  $\varepsilon_{Voc}$  та  $\varepsilon_{FF}$  в Таблиці 5.

### 3.2.6 Дефекти, які визначають рекомбінацію в КСЕ

Раніше не було висловлено ніяких припущень, щодо того, які саме дефекти впливають на час життя носіїв заряду та беруть участь у АДВ. Даний параграф присвячений розгляду саме цього питання.

Відомо, що основними дефектами, які суттєво зменшують час життя носіїв в кремнії, вирощеному за методом Чохральського та легованому бором, є

- а) комплекси, що містять бор та кисень (так звані ВО дефекти) [79, 80];

- б) пари залізо–бор [128, 138, 139] (або інші залізовмісні пастки, виявлені в  $n^+ - p$  переходах [140, 141]);
- в) кисневмісні преципітати [111, 112, 128, 142–144].

Дефекти перших двох типів чутливі до інтенсивного освітлення при кімнатних температурах. З метою виокремлення впливу окремих дефектів на процеси, що відбуваються у дослідженіх КСЕ, після закінчення дослідження впливу УЗ на їх параметри була застосована наступна експериментальна процедура.

Для інтенсивного освітлення зразків була використана галогенова лампа (інтенсивністю близько 2 Suns). Освітлення проводилось при температурі близько 305 K, час одного освітлення вар'ювався в інтервалі від 1 до 8 год. Після освітлення зразки знаходилися в темряві при кімнатній температурі. Протягом перших 5 год після закінчення освітлення проводилось вимірювання темнових ВАХ з інтервалом часу  $10 \div 15$  хв. Метод цих вимірювань було визначення кінетики можливих оборотних змін параметрів КСЕ, викликаних освітленням. Для оцінки величини необоротних змін, також було проведено вимірювання ВАХ та визначення параметрів через 48 год після освітлення. Після того, як сумарний час інтенсивного освітлення досягав величини порядку 15 год, проводився відпал зразків у темряві при температурі 200 °C тривалістю 10 хв, після якого при кімнатній температурі знову проводилось визначення параметрів. Після цього цикли освітлення–відпал повторювалися.

Відомо [79, 80], що інтенсивне освітлення викликає перетворення ВО дефектів, що, в свою чергу, призводить до суттєвого (до 10 % від вихідного значення при тривалому освітленні) зменшення часу життя неосновних носіїв. При кімнатній температурі ці зміни є залишковими, ВО дефекти не повертаються до вихідної конфігурації. Проте десяти–хвилинний відпал при 200 °C відновлює рекомбінаційні параметри кристалу, причому якщо відпал відбувався у темряві, то дефекти повертаються до початкової конфігурації і знову можуть деградувати під дією світла [80, 106, 145].

Таким чином, якщо якийсь з параметрів ( $\tau_g$ ,  $\tau_n$ ,  $n_{id}$  чи  $R_{sh}$ ) визначається ВО дефектами, то внаслідок вибраної експериментальної процедури мають спостерігатися його необоротні зміни після інтенсивного освітлення і відновлення величини після відпалу. Якщо припустити, що в дослідженіх КСЕ конфігурація

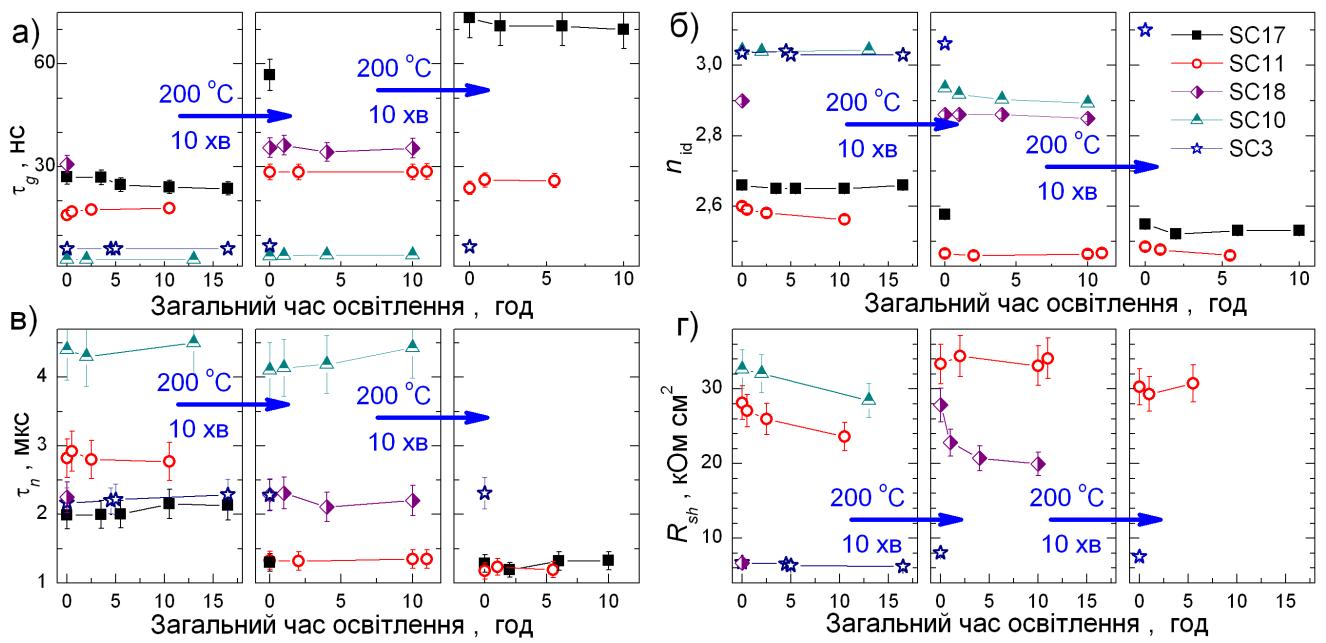


Рис. 3.15 – Залежності стаціонарних величин часу життя в ОПЗ (а), фактору неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та шунтуючого опору (г) від повної тривалості високоінтенсивного освітлення та відпалу. Лінії наведено лише для зручності. Для зразка SC10 після першого відпалу значення  $R_{sh} > 10^{12}$  Ом·см<sup>2</sup>.

ВО дефектів одразу відповідала деградованому стану, то описані в попередньому реченні перетворення мають спостерігатися після першого відпалу.

На Рис. 3.15 показані стаціонарні значення параметрів зразків після освітлень та відпалів. Як видно з наведених даних, для різних зразків були використані різноманітні режими. Проте в будь-якому випадку, освітлення не викликає змін ні  $\tau_g$ , ні  $\tau_n$ , ні  $n_{id}$  як до відпалу так і після. Отже, можна виключити вплив комплексів, які містять бор та кисень, на рекомбінаційні процеси як в ОПЗ, так і в базі діоду.

В Si:B переважна кількість домішкових атомів заліза утворює пари з бором. Водночас пара  $Fe_iB_s$  достатньо легко дисоціює і звільнені таким чином міжвузольні атоми заліза викликають зменшення часу життя, яке залежить від рівня легування та концентрації надлишкових носіїв заряду [139]. Після припинення освітлення, в темряві, пари  $Fe_iB_s$  відновлюються, при цьому зменшення концентрації  $Fe_i$  має описуватися виразом [128, 146]

$$N_{Fe}(t) = (N_{Fe,0} - N_{Fe,eq}) \exp \left[ -\frac{t}{\tau_{rep}} \right] + N_{Fe,eq}, \quad (3.34)$$

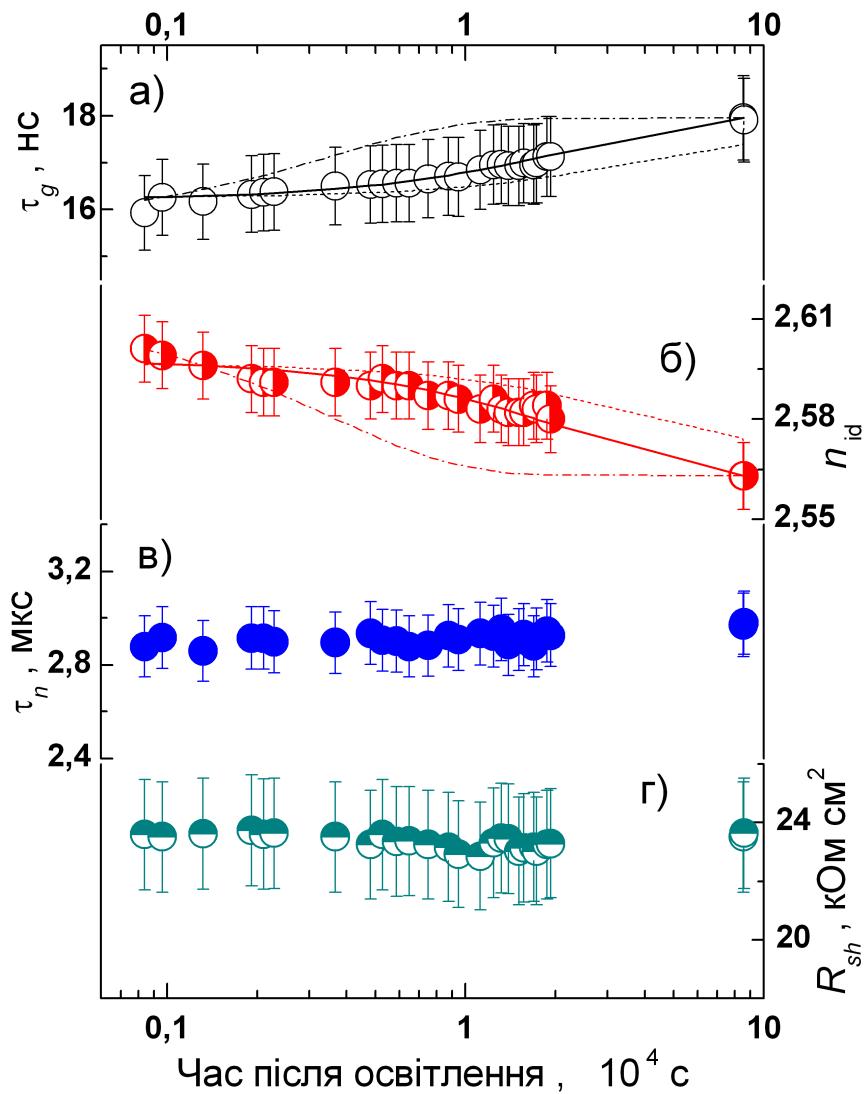


Рис. 3.16 – Залежність часу життя в ОПЗ (а), фактору неідеальності (б), часу життя в КНО (в) та шунтуючого опору (г) від часу, що пройшов після припинення освітлення. Зразок SC11,  $T = 295$  К. Точки – результати вимірювань, лінії – апроксимація з використанням формул (3.34) та (3.35) і  $E_{D,Fe} = 0,63$  еВ (штрих–пунктирна лінія), 0,68 еВ (суцільна лінія) та 0,73 еВ (штрихова лінія).

де  $N_{Fe,0}$  — концентрація міжвузольних атомів безпосередньо після освітлення,  $N_{Fe,eq}$  — рівноважна концентрація, яка досягається після тривалого перебування кристалу у темряві. При цьому характерний час утворення пари  $\tau_{rep}$  залежить як від температури, так і від рівня легування:

$$\tau_{rep} = 770 \cdot p_p^{-2/3} \exp\left(\frac{E_{D,Fe}}{kT}\right), \quad (3.35)$$

де  $E_{D,Fe} = 0,68$  еВ — енергія активації дифузії  $Fe_i$ .

Типова релаксаційна залежність зміни параметрів КСЕ після інтенсивного освітлення показана на Рис. 3.16. Так як  $\tau_n$  не змінюється після освітлення (див. Рис. 3.16,в), то можна зробити висновок про те, що пари  $Fe_iB_s$  суттєво не впливають на час життя в ОПЗ.

З іншого боку, виявлено збільшення  $n_{id}$  (приблизно на 0.03) та зменшення  $\tau_g$  (приблизно на 10 %) безпосередньо після освітлення — див. Рис. 3.16,а та Рис. 3.16,б. В темряві ці зміни поступово зникають. Було зроблено припущення, що еволюція  $\tau_g$  та  $n_{id}$  може бути описана виразом, подібним до (3.34). При використанні величини  $\tau_{rep} = [1,3 \cdot 10^{-3}(1,4 \times 10^{15})^{2/3} \exp(-\frac{0,68}{295k})]^{-1} = 2,53 \cdot 10^4$  с, яка очікується для відомого значення  $E_{D,Fe} = 0,63$  еВ, апроксимуюча крива достатньо добре співпадає з експериментальними даними (суцільні лінії на Рис. 3.16,а та б). В той же час застосування іншої величини для  $E_{D,Fe}$  викликає суттєві відмінності між розрахованими та вимірюваними величинами (штриховані лінії на цьому ж рисунку). Отримані результати свідчать на користь того, що пара залізо–бор впливає на рекомбінацію в ОПЗ. Заряд пари в основному стані дорівнює «+1», а отже у CDLR процесах має відігравати роль донора. З одного боку, пара  $Fe_iB_s$  є непоганим кандидатом на роль ААД: бор є домішкою заміщення з іонним радіусом, який менший ніж для Si ( $\Delta\Omega_d(B_s) < 0$ ), тоді як для міжвузольного заліза  $\Delta\Omega_d(Fe_i) > 0$ . Більше того, в літературі [56, 147] представлені результати впливу УЗН на цей дефект. Проте з іншого боку, ППЗ електронів та дірок для  $Fe_i$  та  $Fe_iB_s$  відрізняються досить суттєво, в 1,7 та 0,04 рази, відповідно [128]. А так як,  $\tau_g$  змінюється під дією світла незначним чином (приблизно на 10 %, що навіть менше ніж в умовах УЗН), то це свідчить про неосновну роль пари як у рекомбінаційних процесах в ОПЗ, так і в АДВ у цій області.

Таким чином, можна зробити висновок, що рекомбінація як в ОПЗ, так і в КНО відбувається, переважно, завдяки кисневмісним преципітатам (КП). 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 ангстрім залежно від режиму обробки. При їх утворенні у загалом бездислокаційному Cz–Si виникають лінійні дефекти та дефекти пакування [148, 149]. Наявність КП суттєво впливає на

час життя носіїв як в ОПЗ, так і в КНО. наприклад, у кристалах з високою концентрацією преципітатів довжина дифузії неосновних носіїв може зменшуватись до декількох мікрон [148]. Водночас КП виконують роль гетерів для домішкових атомів металів, які неминуче потрапляють у кристал під час виробництва інтегральних схем і відіграють згубну роль для їх властивостей [150, 151]. Цей процес гетерування є дуже важливим з точки зору збільшення відсотку виходу придатної мікроелектронної продукції. Проте за наявності надмірної кількості КП та супроводжуючих їх появу дислокації спостерігається зменшення механічної міцності Cz–Si [151].

В досліджуваних зразках утворення певної кількості цих дефектів, і, відповідно, зменшення  $\tau_n$  могло відбутися під час відпалу, який застосовувався для переведення імплантованих іонів фосфору у електрично–активний стан. Подібні процеси відомі з літератури. Наприклад, в роботі [152] показано, що відпал при температурі 750–850°C може викликати збільшення концентрації КП та зменшення часу життя.

З точки зору моделі CDLR це також цілком придатні об'єкти. Дійсно, згідно з результатами, представленими в [142, 143], рекомбінацію на SiO<sub>x</sub> не можна пояснити використовуючи наближення одного дефекту, якому відповідає два рівні у забороненій зоні, необхідно розглядати щонайменше два незалежних дефекти. Цим дефектам відповідають рівні  $E_v + 0.22$  еВ та  $E_c - 0.08$  еВ, причому для них  $\sigma_n/\sigma_p = 157$  та  $\sigma_p/\sigma_n = 1200$  [143]. Тобто, ці дефекти цілком можуть виконувати роль донора та акцептора в моделі CDLR. Як вже згадувалось, очікується, що процеси CDLR відбуваються переважно в околі лінійних дефектів [126, 127]. Водночас, в літературі [128, 142, 143] показано, що дислокації та дефекти пакування, які оточують КП, можуть змінювати ППЗ та збільшувати концентрації двох вищезазначених дефектів, проте не викликають появу нових рівнів у забороненій зоні.

В літературі [128] також показано, що ефективний коефіцієнт захоплення носіїв кисневмісними преципітатами збільшується в декілька разів за умов перебування дефекту в полі механічних напруг. В нашому випадку додатковим

джерелом подібних напруг, поряд з оточуючими КП дислокаціями та дефектами пакування, є УЗ і тому зменшення часу життя носіїв може бути викликано і цією причиною також.

Скупчення SiO<sub>x</sub>, як правило, нерівномірно розподілені по площі пластини Cz–Si [112] або сонячних елементів [111]. Це може бути причиною зміни параметрів від зразка до зразка. Нарешті, стан КП залежить від обробки кристалу при підвищенні температури. В досліджених структурах відпал, на відміну від освітлення, викликає певні зміни параметрів (див. Рис.3.15). Виявлені зростання  $\tau_g$  і  $R_{sh}$  та спад  $\tau_n$  і  $n_{id}$ , на нашу думку, пов’язані саме з видозміною КП.

З іншого боку, дефекти різного типу зустрічаються в кремнієвих структурах одночасно. Наприклад, у роботі [153] показано, що значна частина експериментальних особливостей зміни часу життя внаслідок утворення ВО–дефектів може бути пояснена наявністю (та світло–індукованим розпадом) пар Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub>. А саме, визначальними для величини  $\tau_n$  є комплекси, що містять бор та кисень, проте наявність домішкового заліза впливає на процеси визначення параметрів кристалу. Подібна супутникова роль пар Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub> спостерігається і в нашему випадку.

Таким чином, на підставі зазначених вище даних, можна зробити висновок, що дефектами, які приймають участь як у рекомбінаційних процесах, так і у акусто–дефектній взаємодії є, переважно, кисневмісні преципітати. Крім того, певний внесок у ці процеси пов’язаний з парами Fe<sub>i</sub>B<sub>s</sub>.

### **3.3 Зміна активності рекомбінаційних центрів у кремнієвих *p–n* структурах за умов ультразвукового навантаження**

#### **3.3.1 Метод визначення енергетичного положення рівнів в ОПЗ**

Методи нерівноважної модифікації дефектно–домішкової підсистеми з метою отримання нових властивостей напівпровідникових кристалів, структур чи

приладів, тобто методи так званої «інженерії дефектів» викликають все більшу зацікавленість дослідників [154]. Це зумовлено перспективами створення за допомогою подібних методів елементної бази твердотільної електроніки нового покоління за рахунок контролюваного формування та видозміни активних центрів або нанокластерів. Безумовні, лідерами цієї галузі є радіаційні методи — див., наприклад, [155, 156]. Проте цікаві результати отримані і при дослідженнях альтернативних способів впливу на дефектну підсистему напівпровідників, зокрема при використанні з цією метою АХ. Наприклад, УЗО стимулює перегрупування дефектів [157], розпад [158] та утворення [159] різноманітних комплексів, формування наночастинок [160] в об'ємі напівпровідника, зміну концентрації дефектних центрів на границі розділу окис–напівпровідник [161]. Однією з переваг використання УЗ є можливість перебудовувати дефекти оборотним чином, що відкриває перспективи створення функціональних електронних пристрій з динамічним керуванням характеристиками.

В цьому параграфі представлені результати експериментального дослідження впливу УЗН на енергетичне положення в забороненій зоні та рекомбінаційну активність електронних станів, пов’язаних з дефектами в кремнієвих  $p-n$  структурах. Для досліджень використовувалися зразки, вирізані як з центральної частини платини, так і з області поблизу її краю (SC11A та SC3, див. Рис. 3.1). Подібний вибір викликаний тим, що розподіл дефектів по площі напівпровідникової пластини неоднорідний і, відповідно, можна було очікувати певну відмінність у впливі УЗ.

Параметри ГР визначалися згідно з методикою, яка запропонована в [162]. Вона базується на вивченні диференційного показника нахилу ВАХ  $\zeta$ :

$$\zeta = \frac{qI}{kT} \left( \frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1}. \quad (3.36)$$

Кількість максимумів на залежності  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$  має відповідати кількості різних типів глибоких рівнів у забороненій зоні напівпровідника, які ефективно приймають участь у рекомбінації носіїв заряду. При цьому енергія термічної активації  $i$ -го ГР  $E_c - E_{t,i}$  визначається абсцисою відповідного максимуму  $V_{0,i}$ :

$$E_c - E_{t,i} \approx \frac{E_g - qV_{0,i}}{2}. \quad (3.37)$$

Формула (3.37) справедлива з точністю до систематичної похибки  $\delta_{Et}$ , що залежить від матеріалу і властивостей ГР. Так, для випадку рівнів, розташованих у верхній половині забороненої зони вона визначається виразом  $\delta_{Et} = \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{c_n N_c}{c_p N_V} \right)$  (де  $c_n$  та  $c_p$  – усереднені по всім станам коефіцієнти захоплення електрону та дірки цим центром). Проведені оцінки показали, що для кремнію при  $c_n/c_p = 10$  та кімнатній температурі  $\delta_{Et} \approx 0,02$  еВ. Амплітуда кожного з максимумів визначається внеском у рекомбінацію того чи іншого центру [162].

Була використана наступна процедура. Вимірювання ВАХ коректувалася з врахуванням величини шунтувального опору і на її основі будувалася залежність  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$ . Після цього проводилася апроксимація отриманої залежності сумою гаусових кривих, кількість яких визначалася кількістю максимумів. Використовуючи знайдені таким чином  $V_{0,i}$  за допомогою Формули (3.37) були розраховані значення  $E_c - E_{t,i}$  для кожного ГР. При цьому також проводилася оцінка відносного внеску  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну площину

$$\eta_i = \frac{S_i}{S_\Sigma}, \quad (3.38)$$

де  $S_i$  – площа під гаусіаною, яка описує  $i$ -ий максимум,  $S_\Sigma$  – загальна площа під всією апроксимуючою кривою. Надалі величина  $\eta_i$  розглядалася як показник питомого внеску у загальну рекомбінацію кожного з ГР.

### 3.3.2 Виявлені рівні та їх можлива ідентифікація

На Рис. 3.17,а наведена виявлена залежність  $\partial\zeta/\partial V$  для зразка SC11A. На ній спостерігається три максимуми, що, згідно з [162], свідчить про наявність трьох типів рівнів, що визначають генераційно–рекомбінаційні процеси під час проходження струму. Ці рівні надалі позначені Е1, Е2 та Е3. Абсциси максимумів дорівнюють, відповідно, 0,14, 0,21 та 0,28 В. Розрахунок за формулою (3.37) показав, що  $E_c - E_{t,i}$  для рівнів Е1, Е2 та Е3 складає величини  $(0,48 \pm 0,01)$ ,  $(0,44 \pm 0,01)$  та  $0,40 \pm 0,01$  еВ, відповідно – див. Таблицю 6. З наведеної на Рис. 3.17,а видно, що за відсутності УЗН максимальний внесок у рекомбінацію робить найбільш глибокий рівень.

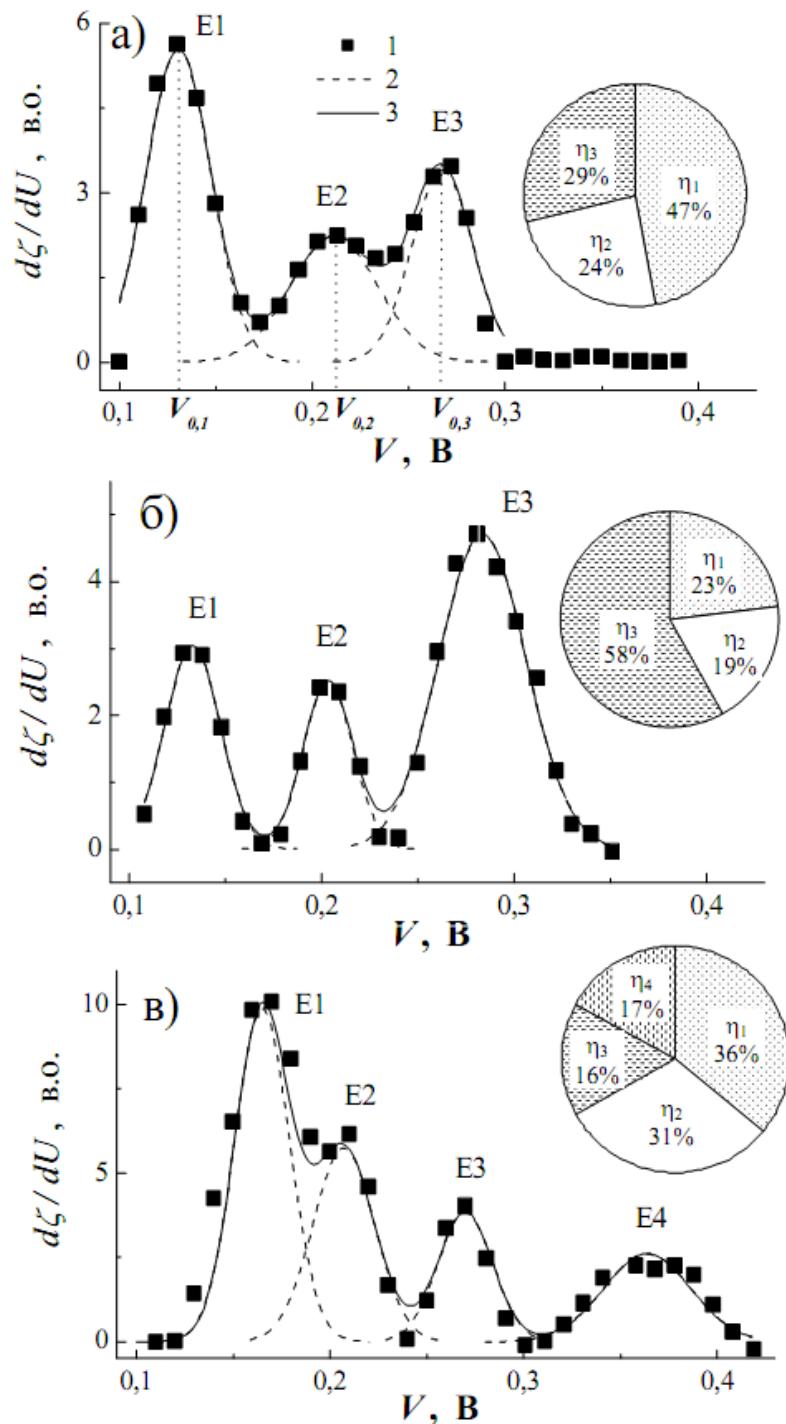


Рис. 3.17 – Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ за відсутності УЗН (а) та за його наявності ( $U-L26t, W_{US} = 0,1 \text{ Вт/см}^2$  та  $U-L4t, W_{US} = 0,25 \text{ Вт/см}^2$  для б та в, відповідно). 1 – точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 – гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 – сума всіх гаусіан. Зразок SC11A. Справа біля кривих наведено діаграми питомих внесків  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну криву.

Табл. 6 – Порівняння отриманих значень енергій активації глибоких рівнів та літературних даних.

Отримані результати					Літературні дані		
Рівень	SC11A		SC3		$E_c - E_t$ , eВ	Тип дефекту	Джерело
	без УЗ	УЗН	без УЗ	УЗН			
	$(E_c - E_t)$ , ±0,01 eВ						
E1	0,48	0,47	0,48	0,48	0,475	COV <sub>2</sub>	[163]
					0,50–0,52	дисл.	[164–166]
E11	—	—	0,46	0,46	0,46	V <sub>3</sub>	[167, 168]
					0,46	V <sub>2</sub> O	[169]
					0,46	V <sub>3</sub> O	[168]
E2	0,44	0,425	0,43	0,42	0,42–0,46	VP <sub>s</sub>	[170–173]
					0,43	дисл.	[149]
					0,43–0,44	V <sub>2</sub>	[169, 174]
					0,43	Fe <sub>i</sub> B <sub>s</sub> <sup>orth</sup>	[175, 176]
					0,45	Fe <sub>i</sub> O <sub>i</sub>	[177]
					0,43–0,44	Si <sub>i</sub>	[170, 178]
E3	0,40	0,40	0,40	0,39	0,41	BO <sub>SRC</sub>	[78–80, 179]
					0,41–0,43	SiO <sub>x</sub>	[149, 180, 181]
					0,39	V	[182]
E4	—	0,37	0,37	0,355	0,36–0,43	BO <sub>FRC</sub>	[80]
					0,37	B <sub>i</sub>	[163]
					0,34–0,36	V <sub>3</sub>	[167, 168]
					0,34	V <sub>3</sub> O	[168]
					0,37–0,39	дисл.	[148, 166, 183–185]
					0,36; 0,39	Si <sub>i</sub>	[178, 182]

Під час УЗН картина максимумів змінюється — див. Рис. 3.17,б та Рис. 3.17,в. А саме, змінюються співвідношення площ під максимумами (внески в рекомбінацію різних ГР), відбувається незначний зсув положення максимумів (zmіна енергії активації ГР), змінюється кількість максимумів (проявляються новий ГР). Зокрема, при U–L4t та U–L8t з'являється сигнал ще від одного ГР, позначеного E4, для якого  $E_c - E_{t,i} = (0,37 \pm 0,01)$  еВ. Більш детально AI зміни розглянуті в параграфі 3.3.3.

Результати, отримані для SC3, наведено на Рис. 3.18 та в Таблиці 6. Видно, що в цьому випадку картина більш складна, ніж для SC11A: навіть за відсутності УЗН присутній максимум E4 та, крім того, спостерігається ще один максимум, позначений E11, який пов'язаний з рівнем  $E_c - E_{t,i} = (0,46 \pm 0,01)$  еВ. Характер AI змін для SC3, загалом, співпадає з виявленими в SC11A ефектами.

Загалом, в літературі відомо чимало дефектів в кристалах кремнію, енергетичні рівні яких знаходяться на відстані  $0,35 \div 0,50$  еВ від дна зони провідності. Відомі значення енергій активації та відповідні конфігурації дефектів наведено в правій частині Таблиці 6. Спираючись на отримані величини  $E_c - E_t$ , технологію виготовлення зразків та літературні дані визначемо, які конкретні дефекти можуть бути співставлені рівням E1–E4.

Досліжені структури містять несиметричний  $n^+ - p$  перехід і ОПЗ знаходитья практично повністю в області з дірковою провідністю. Отже, переважно рекомбінація буде відбуватися за участю тих центрів, які мають донорний характер. Як вже згадувалося, легування  $n$ -шару здійснювалось шляхом іонної імплантациї фосфору. В таких структурах, як в  $n$ -, так і в  $p$ -областях, можуть часто зустрічатися так званий Е-центр, тобто комплекс вакансії та заміщаючого атома фосфору  $VP_s$ . Цьому дефекту відповідає рівень з енергетичним положенням  $E_t = E_c - (0,42 \div 0,46)$  еВ [170–173], що близько до параметрів центру E2. Проте відомо [171, 173], що цей рівень є акцепторним, йому відповідає зарядовий стан  $(-/0)$  і він є рекомбінаційно-активним переважно в  $n$ -Si. Тому вважаємо, що Е-центр не відповідає за появу рівня E2. Після імплантациї та відпалу атоми фосфору не зустрічаються у складі міжузлових комплексів [186] і тому подібні дефекти ми також виключимо з розгляду.

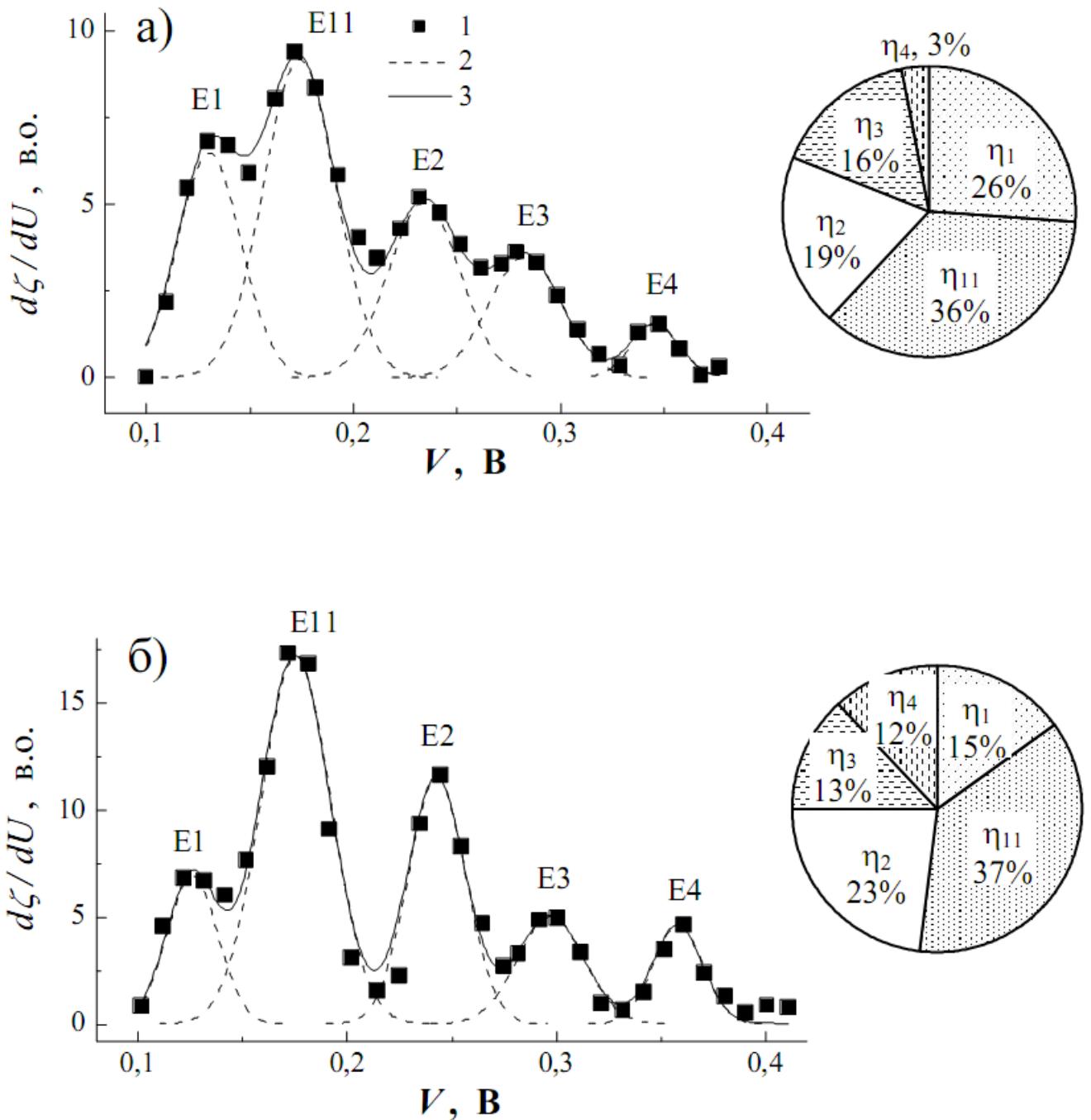


Рис. 3.18 – Польова залежність похідної диференційного показника нахилу ВАХ за відсутності УЗН (а) та за його наявності ( $U-L4t$ ,  $W_{US} = 0,60 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , б). 1 – точки, отримані після диференціювання експериментальних ВАХ, 2 – гаусіани, якими апроксимувалися максимуми, 3 – сума всіх гаусіан. Зразок SC3. Справа біля кривих наведено діаграми питомих внесків  $\eta_i$  кожного з максимумів у загальну криву.

Іншими типовими дефектами, які виникають внаслідок іонного опромінення є різноманітні вакансійні комплекси. Наприклад, енергія активації рівня E1 0,48 eВ достатньо близька до положення рівня комплексу COV<sub>2</sub>  $E_t = E_c - 0,475$  eВ [163]. Проте цей центр спостерігався в n-Si, опроміненому або електронами, або  $\gamma$ -квантами [163] і тому його появі в досліджених структурах малоймовірна.

За своїм енергетичним положенням у верхній частині забороненої зони рівні дивакансії ( $-/-0$ )  $E_c - (0,43 \div 0,44)$  eВ [169, 174], вакансії ( $2-/-$ )  $E_c - 0,39$  eВ [182], тривакансії ( $2-/-$ )  $E_c - (0,34 \div 0,36)$  eВ та ( $-/-0$ )  $E_c - 0,46$  eВ [167, 168] можуть відповідати центрам E2, E3, E4 та E11. Проте всі вони є акцепторними (одно- чи двозарядними) і тому також не можуть проявлятися в наших експериментах. Подібна властивість, коли акцепторні рівні знаходяться у верхній половині  $E_g$ , а донорні — в нижній, характерна і для різноманітних мультивакансій V<sub>n</sub> ( $n > 3$ ) [187].

Утворені після імплантациї фосфору вакансії є достатньо рухливими і в Cz-Si утворюють (особливо після відпалу) комплекси з киснем [188]. Глибина залягання рівня E4 близька до розташування стану V<sub>3</sub>O ( $2-/-$ ) (0,34 eВ нижче дна зона провідності [168]), а рівня E11 — до станів V<sub>3</sub>O ( $-/-0$ ) ( $E_c - 0,46$  eВ [168]) та V<sub>2</sub>O ( $2-/-$ ) ( $E_c - 0,46$  eВ [169]). Проте ці рівні також акцепторні. Таким чином, участь комплексів, пов'язаних з вакансіями, в утворенні піків на залежності  $\partial\zeta/\partial V$ , зв'язаних з рівнями E1–E4 може бути виключена.

При іонній імплантaciї кремнію, попередньо легованого бором, у значній кількості утворюються власні міжузольні дефекти та B<sub>i</sub>. Положення рівня міжузольного бору  $E_c - 0,37$  eВ [189] близьке до енергії активації E4. Тоді як з Si<sub>i</sub> пов'язують декілька рівнів:  $E_c - 0,36$  eВ [182],  $E_c - 0,39$  eВ [178, 182],  $E_c - 0,43$  eВ [178] та  $E_c - 0,44$  eВ [170]. Зауважимо, що перший з них є нестабільним і спостерігається лише після опромінення при низьких температурах [182]. Ці характеристики близькі до енергій активацій рівнів E2 та E4.

Раніше, у параграфі 3.2.6, вже згадувалося, що типовими порушеннями в Cz-Si:B є ВО дефекти, кисневмісні преципітати та домішки заліза. До речі, утворення КП також супроводжується емісією Si<sub>i</sub> [190]:



З самими КП пов'язують рівні, розташовані на відстані 0,41–0,43 еВ від дна зони провідності [149, 180, 181], що, враховуючи  $\delta_{E_t}$ , достатньо близько до енергії активації Е3.

Подібне розташування ( $E_t = E_c - 0,41$  еВ, [78–80, 179, 191]) характерне і для ВО–дефекту. Як відомо, ці центри утворюються внаслідок інжекції носіїв, їх конфігурація визначена не точно, зокрема в літературі пропонується, що це можуть бути комплекси  $B_iB_sO_i$ ,  $B_sSi_i$  [79] або  $B_iO_{3i}$  [191]. Проте серед ВО виділяють дефекти, що утворюються швидко (FRC, fast-formed recombination center) та повільно (SRC, slow-formed recombination center). Означений вище рівень відносить до SRC–форми, тоді як  $BO_{FRC}$  характеризується рівнем  $E_c - 0,36$  еВ, який також потрапляє у діапазон, що нас цікавить (рівень Е4).

При утворенні КП, окрім власних міжузольних атомів, для зняття механічних напруг також утворюються дислокації та дефекти пакування. Серед останніх виділяють так звані OSFR–дефекти (oxidization induced stacking-faults ring), оточені кільцевими частковими дислокаціями [151, 192].

З дислокаціями в кремнії пов'язують цілий ряд енергетичних рівнів, зокрема  $E_c = (0,37 \div 0,39)$  еВ [148, 166, 183–185],  $E_c = 0,43$  еВ [149, 183]  $E_c = (0,50 \div 0,52)$  еВ [164–166], близькі за параметрами до Е4, Е2 та Е1, відповідно.

Щодо рівнів, пов'язаних з дефектами, які містять залізо, то у діапазоні енергій, який розглядається, знаходиться рівні  $E_c = 45$  еВ, пов'язаний з комплексом FeO [177], та  $E_c = 43$  еВ, що співставляється з парою  $Fe_iB_s$ , що має ромбічну симетрію [175, 176]. Як видно з даних Таблиці 6, ці значення співрозмірні з енергією активації Е2.

Таким чином, серед типових дефектів у кремнієвих структурах є декілька кандидатів, які можуть біти відповідальними за появу рівнів Е1, Е2, Е3 та Е4 та, фактично, жодного на роль Е11. У наступному параграфі, спираючись на виявлені AI ефекти, це коло буде звужене (розширене).

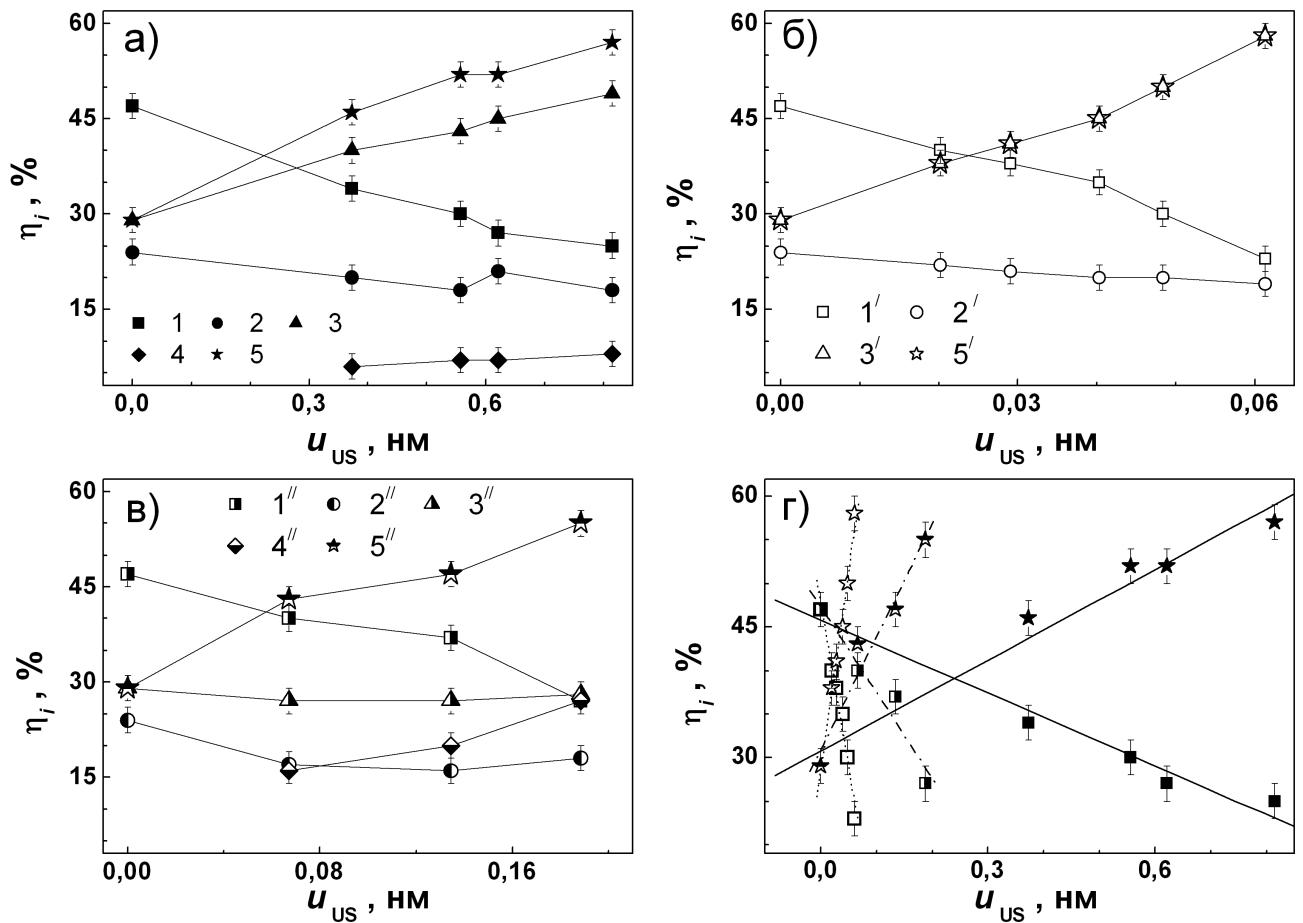


Рис. 3.19 – Залежність питомих внесків у загальну рекомбінацію рівнів Е1 (криві 1, 1' та 1'', квадрати), Е2 (криві 2, 2' та 2'', кола), Е3 (криві 3, 3' та 3'', трикутники) та Е4 (криві 4, та 4'', ромби), а також сумарного внеску Е3 та Е4 (криві 5, 5' та 5'', зірки) від амплітуди зміщень атомів при U-L4t (а, г, заповнені точки), U-L26t (б, г, порожні точки), U-L8t (в, г, напівзаповнені точки). Зразок SC11A. На а–в лінії наведені лише для зручності, на г – лінії результат лінійної апроксимації.

### 3.3.3 Акусто–індуковані зміни в системі рекомбінаційних центрів

Як вже зазначалося, в умовах УЗН залежність  $\partial\zeta/\partial V = f(V)$  змінювалась. Основні результати щодо впливу УЗН на рекомбінаційні рівні в SC11A та SC3 наведено на Рис. 3.19 та Рис. 3.20, відповідно. Узагальнюючи представлені результати зазначимо, що

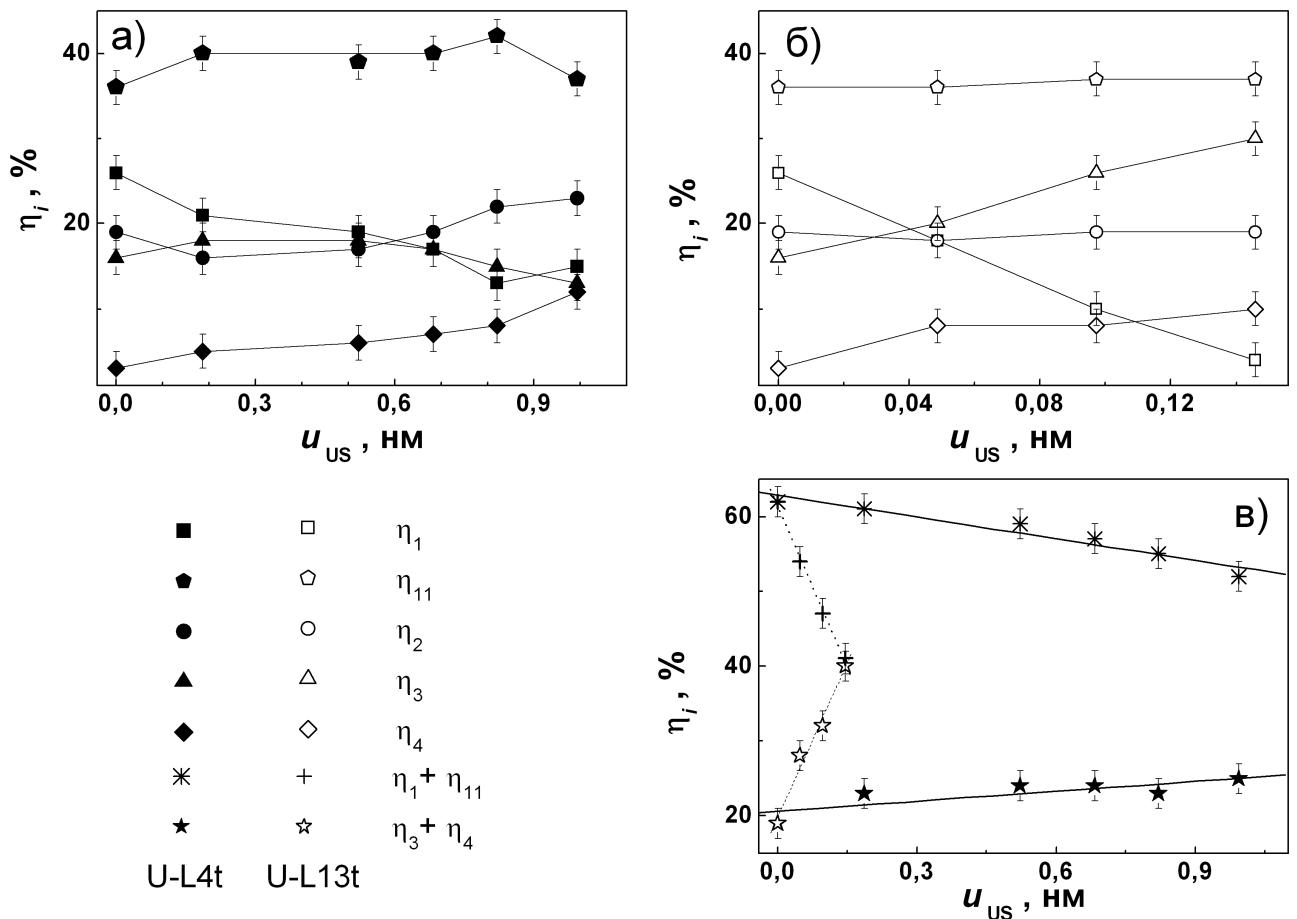


Рис. 3.20 – Залежність питомих внесків у загальну рекомбінацію рівнів Е1 (квадрати), Е11 (п'ятикутники), Е2 (кола), Е3 (трикутники) та Е4 (ромби), а також сумарного внеску Е1 та Е11 (хрести) і Е3 та Е4 (зірки) від амплітуди зміщень атомів при U-L4t (а, в, заповнені точки) та U-L13t (б, в, порожні точки). Зразок SC3. На а–в лінії наведені лише для зручності, на г – лінії результат лінійної апроксимації.

- а) зі збільшенням інтенсивності УЗ збільшується роль у рекомбінаційних процесах рівнів, розташованих біжче до дна зона провідності; зокрема збільшується внесок рівня Е3 та зменшується внесок рівня Е1, причому залежності показників питомого внеску рівнів від амплітуди зміщень атомів у AX ( $\eta_i \sim U_{us}$ );
- б) АІ зміни відбуваються більш ефективно при підвищенні частоти УЗН – див Рис. 3.19,г та Рис. 3.20,в;
- в) в умовах УЗН в зразку SC11A з'являється сигнал від ще одного ГР (Е4), тоді як в SC3 відповідний сигнал наявний і за відсутності пружних коливань; внесок цього рівня  $\eta_4$  збільшується зі зростанням  $U_{us}$ ;

г) спостерігається незначний, 0,010–0,015 еВ, зсув положення рівнів близче до дна зони провідності; зауважимо що величина зсуву співрозмірна з похибкою визначення енергії активації і причиною виокремлення цього ефекту є лише постійність його знаку для всіх зразків та режимів.

Зупинимось на причинах АІ появі рівня Е4. У випадку, коли цей рівень пов'язаний з міжвузольним атомом бору, можна запропонувати наступним механізмом цього ефекту. При УЗН може відбуватися звільнення власних міжвузольних атомів, захоплених дислокаційними петлями поблизу  $p-n$  переходу (можливість існування значної кількості  $Si_i$  та дислокацій згадувалась у попередньому параграфі); після цього  $Si_i$  дифундують в глибину  $p$ -області, де витісняють легуючі атоми В з вузлів за механізмом Воткінса. Проте а) при такому варіанті незрозумілим залишається зникнення сигналу від Е4 в SC11A після припинення УЗН (всі виявлені ефекти є оборотними); б)  $B_i$  є центром з від'ємною кореляційною енергією, його донорний рівень  $E_t = E_c - 0,13$  еВ [189] знаходиться близче до  $E_c$ , тому ймовірність спостереження акцепторного рівня  $E_t = E_c - 0,37$  еВ в  $p-Si$  дуже мала; в) дефект відпалюється вже при температурах 240–250 К, перетворюючись на комплекс  $B_iO_i$  ( $E_c - 0,23$  еВ) [193]. Як наслідок, подібний механізм, як і те, що Е4 пов'язаний саме з  $B_i$ , видається малоймовірним.

Інший цікавий з точки зору АДВ варіант появі Е4 полягає в тому, що в умовах УЗН відбувається перебудова ВО дефекту з однієї конфігурації в іншу:  $BO_{CRC} \rightarrow BO_{FRC}$ . Тобто і Е3, і Е4 відносяться до одного й того ж ВО дефекту у різних конфігураціях, УЗН викликає збільшення частки дефектів у конфігурації  $BO_{FRC}$ , що призводить до появи відповідного максимуму (SC11A) або його підсилення (SC3). Те, що сигнал від Е4 присутній у SC3 і до УЗН свідчить просто про нерівномірність розподілу цих дефектів по пластині. Якщо Е3 та Е4 відповідають двом станам ВО, то доцільно розглядати суму  $\eta_3 + \eta_4$  як показник внеску цього дефекту в загальну рекомбінацію, що і зроблено на рисунках. Отримані залежності вказують, що в цілому внесок ВО комплексу в рекомбінацію при дії пружних коливань зростає. Як було розглянуто раніше (параграф 3.2.4), згідно з моделлю акусто-активного комплексу найбільш очікуваною АДВ є для системи, складові якої характеризуються різним за знаком надлишковим об'ємом. В цілому, ВО задовольняє цій умові для конфігурацій, що містять заміщаючий

атом бору ( $B_iB_sO_i$  та  $B_sSi_i$ ). Дійсно, так як ковалентний радіус бору дорівнює  $0,8 \text{ \AA}$ , а кремнію –  $1,18 \text{ \AA}$ , то  $\Delta\Omega_d(B_s) < 0$ , тоді як для міжвузольних компонент  $\Delta\Omega_d > 0$ .

На жаль, від такої стрункої картини доведеться також відмовитися. По–перше, з недавнього часу в літературі наводяться докази того, що не існує двох різних конфігурацій (двох різних дефектів) FRC та SRC [145, 191, 194, 195], а отже AI перехід  $BO_{SRC} \rightarrow BO_{FRC}$  неможливий. По–друге, згідно з результатами, викладеними в параграфі 3.2.6, в досліджуваних зразках ВО центри не впливають на рекомбінацію, а отже ні E3, ні E4 з ВО дефектами не зв’язані.

На наш погляд, правильна картина AI появі наступна. Відомо, що на периферійних ділянках напівпровідниківих пластин концентрація дефектів вища, ніж для центральних. В нашому випадку про це, зокрема, свідчить менше значення шунтувочного опору в ( $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$  при кімнатній температурі) порівняно з SC11A ( $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ Ом}$ ). В досліджуваних структурах шунтувочний опір визначається дислокаціями, які перпендикулярні до площини  $p-n$  переходу, причому в умовах УЗН їх рекомбінаційна активність зростає ( $R_{sh}$  зменшується) – детально це описано в параграфі 3.4.4. Якщо припустити, що E4 зв’язаний з дислокаціями (див. Таблицю 6), яких більше в SC3, то зрозумілим стає наявність відповідного максимуму в цьому зразку без УЗН і зростання  $\eta_4$  при УЗН.

Щодо рівня E3 (для якого  $\eta_3$  також збільшується при поширенні AX), то він має бути пов’язаний з КП  $SiO_x$ . Дійсно, згідно з результатами, представленими в параграфах 3.2.3 та 3.2.6, саме кисневмісні преципітати наявні в досліджених структурах і підвищують свою рекомбінаційну активність під дією УЗ.

Повертаючись до співставлення виявлених рівнів з конкретними дефектами зауважимо, що E1 може бути пов’язаний з OSFR та відповідними частковими дислокаціями. Відомо, що при захопленні дислокаціями домішок, їх рекомбінаційна активність збільшується у декілька разів [166, 196]. При УЗН відбувається часткове звільнення цих захоплених атомів, що і викликає зменшення  $\eta_1$ . Крім того, в літературі описано уширення ліній дислокаційної люмінесценції внаслідок захоплення домішки [183]. Більш висока концентрація домішок в SC3, у

тому числі і захоплених на дислокаційні петлі, на нашу думку і викликає наявність в діапазоні  $E_c - (0,46 \div 0,48)$  еВ двох рівнів (E1 та E11), внесок яких в рекомбінацію суттєво вищий, ніж в SC11A — див. Рис. 3.17 та Рис. 3.18. Отже, внесок цих рівнів в рекомбінаційні процеси також можна розглядати разом ( $\eta_1 + \eta_{11}$ , див. Рис. 3.20).

В параграфі 3.2.6 також було показано, що в ОПЗ присутні також домішкові атоми заліза. Саме з ними і пов'язаний рівень E2. Вибираючи між  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  та  $\text{Fe}_i\text{O}_i$  (див. Таблицю 6), врахуємо наступне. Звичайно, найчастіше як рекомбінаційний центр розглядають пару залізо–бор, проте в літературі показано, що в  $n^+ - p$  переходах активними можуть бути і інші залізовмісні пастки [140, 141]. Пара  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  є бістабільною, може перебувати в двох конфігураціях, які відрізняються відстанню між компонентами комплексу на симетрією (тригональна або ромбічна). Рівень, з яким ми можемо пов'язати E2, відповідає неосновному стану  $\text{Fe}_i\text{B}_s^{\text{orth}}$ , тобто концентрація дефектів саме в цій конфігурації за рівноважних умов досить низька. Нарешті, E2 фактично не змінює свою рекомбінаційну активність в умовах УЗН.  $\Delta\Omega_d(\text{B}_s) < 0$ , то  $\Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ , тобто комплекс  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  є потенційно акусто–активним центром, тоді як для  $\text{Fe}_i\text{O}_i$   $\Delta\Omega_d(\text{Fe}_i) \cdot \Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ . Таким чином, кращим кандидатом для E2 виглядає комплекс  $\text{Fe}_i\text{O}_i$ .

Наприкінці зауважимо, що зменшення енергії активації в кремнієвих структурах за умов УЗ навантаження спостерігалося і раніше як для центрів, пов'язаних з дислокаціями [197], так і з точковими дефектами [89]. Причому в останньому випадку автори пов'язували ефект зі зміщенням домішки з рівноважного положення під дією механічної напруги, яка виникає під час поширення УЗ.

Таким чином, приведені результати підтверджують практичну перспективність динамічного акустичного керування властивостями напівпровідників та характеристиками приладів на їх основі. Необхідно зауважити, що нерівноважний стан дефектів (в нашему випадку рекомбінаційних центрів), який виникає при появі нерівноважних носіїв заряду, є важливим фактором підвищення ефективності АДВ загалом. Саме в такому випадку додаткова коливальна деформація зовнішнього УЗ стає більш ефективним засобом керування характеристиками приладу. Безумовно, питання фізичного механізму акустоіндукованих

перетворень структури, конфігурації, зарядового стану дефектів у напівпровідниках потребують подальших досліджень.

### **3.4 Особливості акусто–дефектної взаємодії в радіаційно–опромінених кремнієвих структурах з p–n переходом**

У цьому параграфі викладено результати дослідження впливу УЗН на параметри опромінених кристалічних КСЕ. Зрозуміло, що властивості таких структур визначаються, насамперед, дефектним складом. Ефективність АДВ залежить від структури дефектів [90] і далеко не всі дефекти кристалічної структури кремнію є акусто–активними і здатні змінювати свою конфігурацію в умовах УЗН. Одним з найбільш поширених та вивчених способів зміни дефектної підсистеми напівпровідників є опромінення. З точки зору АДВ, з одного боку, виявлено [12, 161, 198, 199], що високоінтенсивна УЗО здатна незворотнім чином змінювати властивості опромінених кремнієвих структур. Цей ефект пов’язаний з AI відпалом РД, насамперед точкових. З іншого боку, опромінення може бути причиною появи оборотних AI явищ [159, 200], яка пов’язана з формуванням акусто–активних РД. На жаль, експериментальному дослідженю акусто–керованих ефектів в опромінених кремнієвих структурах присвячено достатньо небагато робіт. Представлені результати частково доповнюють картину АДВ в подібних системах. Зокрема проведено порівняння AI ефектів, яки виникають при використанні опромінення різного типу (нейтронів та гамма–квантів), а отже при появі дефектів різного типу. Так як наслідки опромінення кремнію вивчені достатньо добре, то вдалося, зокрема, вирізнати вплив УЗ на різні за типом РД. Зразки та деталі радіаційного впливу описані у параграфі 3.1.

Проводилося вимірювання ВАХ зразків у темряві за умов УЗН та без нього, спираючись на які було визначено параметри КСЕ. Загалом процедура, за винятком об’єкту безпосереднього експериментального дослідження, співпадала з описаною у параграфі 3.2.1. Відмінності мали місце лише при отриманні результатів, наведених у параграфі 3.4.5, але на його початку експериментальні

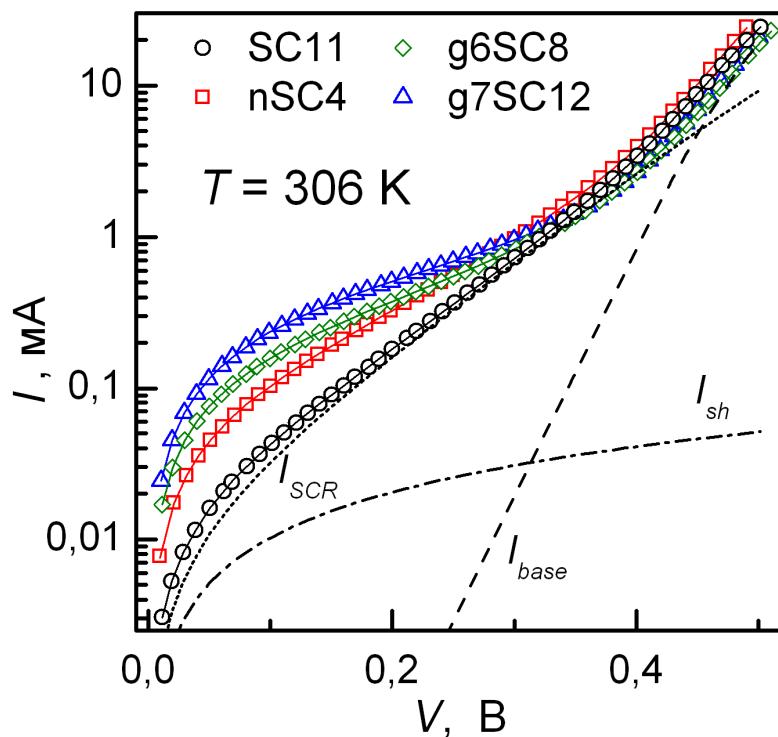


Рис. 3.21 — Темнові ВАХ неопроміненого зразка (кола), нейtronно-опроміненого (квадрати) та  $\gamma$ -опроміненого (ромби та трикутники) виміряні при температурі 306 К без УЗН. Точки відображають результати вимірювань, лінії отримані шляхом апроксимації за формулами (3.1) та (3.2). Штрихованою, пунктирною та штрих–пунктирною лініями показано розраховані складові повного струму, пов’язані з рекомбінацією в КНО, в ОПЗ та шунтуючу складову, відповідно, для неопроміненого зразка.

деталі описані окремо. На Рис. 3.21 наведено декілька прикладів вимірюваних кривих, які відображають зміну форми ВАХ внаслідок опромінення. Крім того, на рисунку за допомогою розривних ліній показано приклад розрахованих під час апроксимації внесків  $I_{SCR}$ ,  $I_{base}$  та  $I_{sh}$  (див. формулу (3.1)) у загальний струм. На цьому рисунку, як і надалі, проводиться порівняння результатів, отриманих для опромінених КСЕ, з даними для неопроміненого зразка SC11, параметри якого, зокрема величина шунтуючого опору, схожі з параметрами SC4, SC8, SC12. Так як при вивченні AI ефектів в опромінених структурах використовувалися лише поперечні АХ, то для порівняння наведено результати впливу на SC11 УЗН з таким самим типом хвиль.

Табл. 7 – Швидкості введення та концентрації дефектів у досліджених зразках.

Дефект	$\eta_n^\Psi$ , см <sup>-1</sup> [203]	$\eta_\gamma^\Psi$ , см <sup>-1</sup> [205]	$\eta_\gamma^D$ , рад <sup>-1</sup> см <sup>-3</sup> [204]	$N_{t,RD}, 10^{11}$ см <sup>-3</sup>		
	nSC4	g6SC8	g7SC12			
$C_iO_i$	1,38	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^5$	5,5	6	60
$V_2$	1,21		$3 \cdot 10^4$	4,8	0,3	3
$V_3$	0,37	—	—	1,5	—	—
$VO_i$	0,52	$4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^5$	2	6–7	60–70

### 3.4.1 Оцінка наслідків опромінення

При передбаченні структури РД, які утворюються внаслідок опромінення кристалів кремнію, необхідно враховувати рівень та тип легування, концентрацію кисню та дозу. В нашому випадку використовувалися зразки  $p$ -Si з концентрацією бору  $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, вирощені за методом Чохральського, зі значною концентрацією кисню,  $\sim 7 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> та достатньо низькі дози опромінення. В цьому випадку очікується [201–203], що при нейтронному опроміненні будуть виникати К-центрі (пара міжвузольний вуглець–міжвузольний кремній,  $C_iO_i$ ), вакансійні кластери  $V_n$  (дивакансії  $V_2$ , тривакансії  $V_3$ , ...) та А-центрі (пара вакансія–міжвузольний атом кисню,  $VO_i$ ). В той же час  $\gamma$ -промені мають викликати появу лише, переважно,  $C_iO_i$  та  $VO_i$  [203–206]. Відомо, що концентрація РД  $N_{t,RD}$  лінійно залежить від дози (флюенсу) опромінення:

$$N_{t,RD} = \eta^D D = \eta^\Psi \Psi, \quad (3.39)$$

де  $\eta^D (\eta^\Psi)$  – швидкість введення (генерації) дефектів. Запропоновані в літературі значення темпів генерації при опроміненні нейtronами  $\eta_n$  та гамма–квантами  $\eta_\gamma$  наведено в Таблиці 7. В цій же таблиці також наведені очікувані значення  $N_{t,RD}$  для досліджених зразків.

У таблиці представлені дані лише для основних дефектів. Окрім них при  $\gamma$ -та нейтронному опроміненні кремнію можуть також утворюватися а)  $I_p$  центри, пов’язані з міжвузольними атомами; б) бістабільні донори (BD-дефекти); в) пари міжвузольний бор–міжвузольний кремній ( $B_iO_i$ ); г) пари міжвузольний вуглець–заміщаючий вуглець ( $C_iC_s$ ). Проте в досліджуваних зразках їх впливом

можна знехтувати. Так, утворення бістабільних донорів та  $I_p$  центрів характеризується порівняно малою швидкістю введення. Наприклад, як показують результати робіт [202, 207], в nSC4 та g7SC12 очікувана концентрація BD дорівнює лише  $(1 \div 2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . практично повна відсутність пар  $\text{B}_i\text{O}_i$  пов'язана з невисокою концентрацією легуючого бору [208]. Нарешті, відомо [201, 204, 205], що формування комплексів  $\text{C}_i\text{C}_s$  пригнічується у кристалах з високою концентрацією кисню, зокрема вирощених за методом Чохральського. Крім того  $\text{C}_i\text{C}_s$  не є рекомбінаційно–активним центром [209], а наше дослідження, фактично, пов'язане з вивчення впливу УЗН на рекомбінаційні процеси в КСЕ.

### 3.4.2 Область просторового заряду

Як вже згадувалося раніше,  $n_{id}$  та  $\tau_g$  є саме тими параметрами ВАХ, які відображають рекомбінаційні процеси в області просторового заряду. Отримані температурні залежності фактору неідеальності та часу життя в ОПЗ наведено на Рис. 3.22 та Fig. 3.23, відповідно.

З рисунків видно, що фактор неідеальності у опромінених структурах зі зменшенням температури зростає, тоді як для  $\tau_g$  спостерігається зворотна залежність. Загалом, зміни  $n_{id}$  та  $\tau_g$  з температурою добре описуються, як і для неопромінених зразків (див. параграф 3.2.3), формулами (3.10) та (3.9), відповідно. Результати відповідної апроксимації також наведені на Рис. 3.22 та Fig. 3.23, а визначені значення  $T_{id}$  and  $E_{\tau_g}$  — в Таблиці 8.

При аналізі отриманих результатів, хотілося б наголосити на наступних виявлених особливостях:

- опромінення викликає зміну величин  $T_{id}$  та  $E_{\tau_g}$ , причому для g6SC8 характеристична температура фактора неідеальності та характеристична енергія часу життя в ОПЗ близькі, за схожих умов, до відповідних значень g7SC12;
- в умовах УЗН спостерігається, як і для неопромінених структур, модифікація величин  $n_{id}$  та  $\tau_g$ ; величини відповідних змін наведено в Таблиці 9;

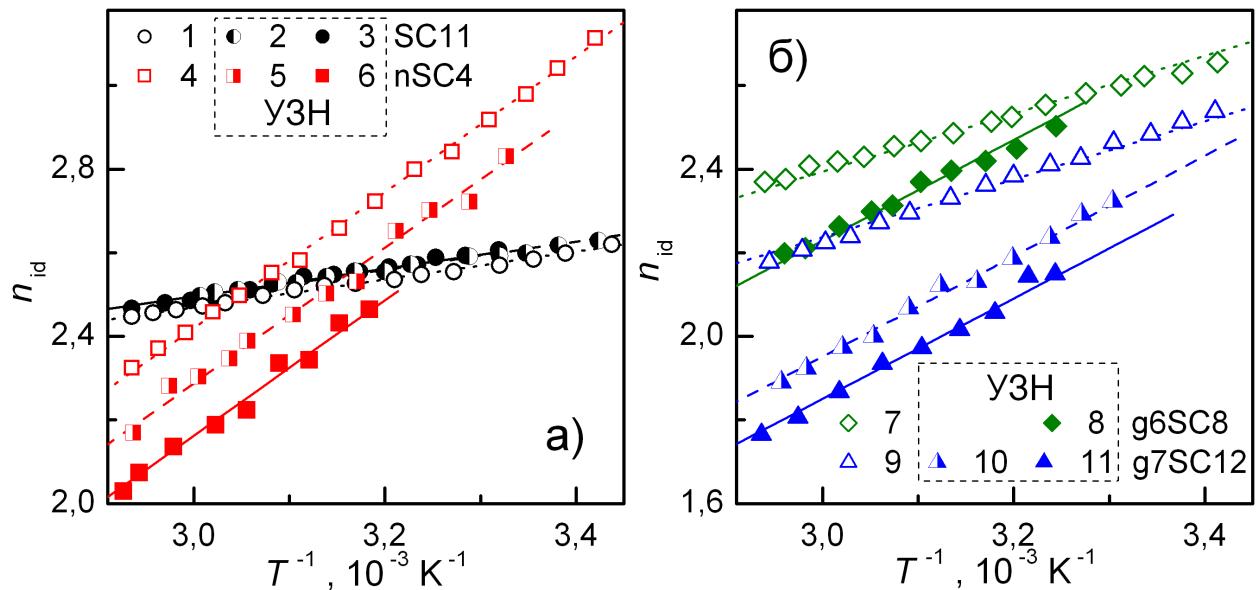


Рис. 3.22 – Температурні залежності фактору неідеальності для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно. Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням формули (3.10).

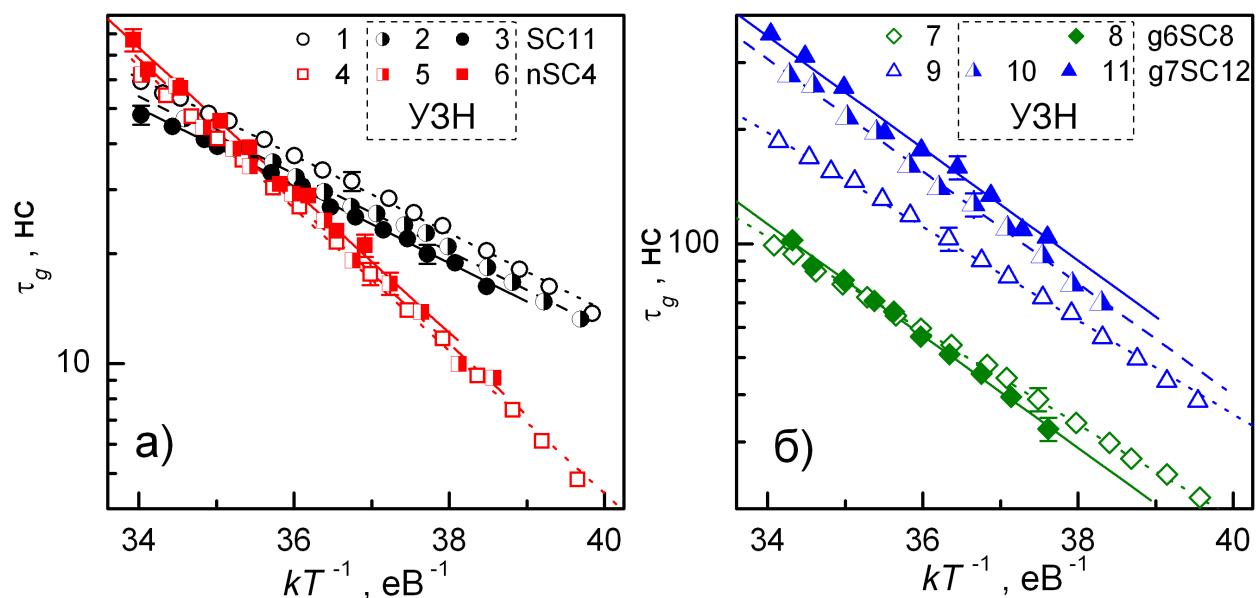


Рис. 3.23 – Температурні залежності часу життя в ОПЗ. Позначення кривих співпадають з Рис. 3.22. Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням формули (3.9).

Табл. 8 – Характеристичні величини температурних залежностей параметрів опромінених та неопромінених структур  $n^+ - p - \text{Si}$ .

Зразок	УЗН	$T_{\text{id}}$ , К	$E_{\tau_g}$ , еВ	$R_{293,\text{A1}}$ , кОм	$\sigma_{\text{dis}}$ , $10^4$ К/Ом
SC11	нема	$330 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$27 \pm 3$	$41 \pm 4$
	U–Ts2	$310 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$27 \pm 3$	$50 \pm 4$
	U–Tb3	$360 \pm 30$	$0.24 \pm 0.01$	$26 \pm 3$	$58 \pm 4$
nSC4	нема	$1610 \pm 70$	$0.45 \pm 0.02$	$2.2 \pm 0.4$	$65 \pm 7$
	U–Ts3	$1600 \pm 70$	$0.44 \pm 0.02$	$2.3 \pm 0.4$	$95 \pm 10$
	U–Tb3	$1680 \pm 70$	$0.44 \pm 0.02$	$2.2 \pm 0.4$	$130 \pm 10$
g6SC8	нема	$610 \pm 40$	$0.28 \pm 0.01$	$0.7 \pm 0.1$	$19 \pm 2$
	U–Tb2	$1080 \pm 50$	$0.33 \pm 0.02$	$0.8 \pm 0.1$	$24 \pm 2$
g7SC12	нема	$770 \pm 50$	$0.29 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.06$	$26 \pm 3$
	U–Ts1	$1260 \pm 60$	$0.34 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.06$	$45 \pm 4$
	U–Tb1	$1270 \pm 60$	$0.35 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.06$	$55 \pm 4$

- в)  $\Delta n_{\text{id}}$  та  $\varepsilon_{\tau_g}$  змінюються при збільшенні  $W_{\text{US}}$ , тоді як  $T_{\text{id}}$  та  $E_{\tau_g}$  практично не залежать від інтенсивності УЗН;
- г) УЗН викликає збільшення як  $T_{\text{id}}$ , так і  $E_{\tau_g}$  в  $\gamma$ -опромінених структурах (див. Рис. 3.22,б та Рис. 3.23,б), тоді як подібний ефект не спостерігається в неопромінених та нейтронно–опромінених зразках (див. Рис. 3.22,а та Рис. 3.23,а);
- д) AI зміни фактору неідеальності та часу життя в ОПЗ в опромінених та неопромінених зразках мають протилежний знак (для g6SC8 не у всьому температурному діапазоні);
- е) зміни фактору неідеальності в умовах УЗН значно більші в радіаційно–модифікованих структурах.

Особливості рекомбінації в ОПЗ (великі значення  $n_{\text{id}}$ , малі величини та температурна залежність  $\tau_g$ ) однакові, як для опромінених структур так і неопромінених. Тому доцільно припустити, що для nSC4, g6SC8 та g7SC12 процеси в області просторового заряду також можна описати за допомогою моделі рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів, яка детально описана в паграфі 3.2.3. Для пояснені AI змін параметрів також доцільно залучити модель

Табл. 9 – Акусто–індуковані зміни параметрів структур  $n^+$ - $p$ -Si (при 330 К).

Зразок	УЗН	$\Delta n_{\text{id}}, \pm 0.01$	$\varepsilon_{\tau g}, \pm 5\%$	$\varepsilon_{1/\tau n}, \pm 0.2$	$\varepsilon_{\sigma \text{dis}}, \pm 10\%$
SC11	U-Ts2	-0.02	14	0.7	-20
	U-Tb3	-0.03	17	1.4	-40
nSC4	U-Ts3	0.13	-5	1.5	-50
	U-Tb3	0.26	-13	3.0	-100
g6SC6	U-Tb2	0.15	-2	2.3	-30
g7SC12	U-Ts1	0.26	-49	0.9	-70
	U-Tb12	0.36	-70	1.9	-110

акусто–активного комплексного дефекту - див. параграф 3.2.4. А отже, враховуючи експериментально отримані результати та оцінки, отримані на основі моделі,

- а) так як  $E_{\tau g}$  (особливо) та  $T_{\text{id}}$  (менше) визначаються положенням рівнів, зв'язаних зі спареними дефектами, то їх зміна в nSC4, g6SC8 та g7SC12 порівняно з SC11 свідчить про те, що після опромінення змінилися дефекти (або донор, або акцептор, або й обидва), які приймають участь у CDLR; при цьому за рекомбінацію в g6SC8 та g7SC12 відповідають однакові за типом дефекти (проте з різною концентрацією, так як  $T_{\text{id}}$  не зовсім співпадають), які відрізняються від рекомбінаційно активних дефектів в ОПЗ нейтронно–опроміненого зразка;
- б) AI зміни  $E_{\tau g}$  (та  $T_{\text{id}}$ ), які спостерігаються лише в g6SC8 and g7SC12, свідчать про перебудову РД, створених внаслідок  $\gamma$ –опромінення; так як зміни обортні, то йде мова про те, що відповідні гамма–індуковані РД є конфігураційно бістабільними (або метастабільними) і під дією УЗ відбувається їх перебудова з основного стану, властивого ненавантаженій внаслідок поширення пружних коливань гратці; подібні AI перетворення дефектів спостерігалися і раніше [200,210,211];
- в) знак AI  $\varepsilon_{\sigma}$  не міняється (див. Рис. 3.10,а та формулу (3.27)), тоді як знак  $\varepsilon_{\text{RDA}}$  може мінятися для пари, що складається з дефектів, яким відповідають протилежні змінами об'єму кристалу (див. Рис. 3.12); отже зміна знаків  $\Delta n_{\text{id}}$  та  $\varepsilon_{\tau g}$  свідчить про перехід від випадку ( $\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} > 0$ ) до ( $\Delta\Omega_d^{\text{D}} \cdot \Delta\Omega_d^{\text{A}} < 0$ ) після опромінення; на користь такого переходу свідчить і підсилення ефективності впливу УЗН на дефекти в опромінених структурах.

До речі, висновок зроблений в параграфі 3.2.6 про те, що в неопромінених структурах процеси CDLR проходять за участю кисневих преципітатів та комплексу  $\text{Fe}_i\text{B}_s$  свідчить на користь останнього твердження, так як обидва ці дефекти характеризуються  $\Delta\Omega_d > 0$ , тобто є дефектами міжвузольного типу. Таким чином, в опромінених структурах один з компонентів CDLR-пари має мати вакансійний тип ( $\Delta\Omega_d < 0$ ).

Щодо nSC4, то дефектом, який здатен пояснити AI зміни  $\tau_g$  та  $n_{\text{id}}$ , цілком може бути дивакансія, значна кількість яких утворюється при нейтронному опроміненні. Проте у гамма–опромінених зразках очікується поява бістабільного (або метастабільного) дефекту. Загалом у кремнії відомо лише декілька подібних дефектів з  $\Delta\Omega_d < 0$ , а саме

- $\text{VO}_2$  [212],
- $\text{V}_3$  [168],
- $\text{VO}_i$  [213].

Проте комплекс  $\text{VO}_2$  утворюється в радіаційно–опромінених кристалах після відпали при  $300^\circ\text{C}$ ,  $\text{V}_3$  не є типовим дефектом для кремнію, опроміненого  $\gamma$ – $^{60}\text{Co}$ , тоді як  $\text{VO}_i$  при цьому утворюються у достатній кількості (див. Таблицю 7) і можуть приймати участь в CDLR в околі  $n^+$ – $p$  інтерфейсу в g6SC8 and g7SC12. Метастабільний стан  $\text{VO}_i$  зазвичай спостерігається при низьких температурах і відрізняється більшою відстанню між вакансією та киснем та глибшим розташуванням енергетичного рівня [213]. Для комплексу як цілого  $\Delta\Omega_d(\text{VO}_i) < 0$ , проте для його компонент  $\Delta\Omega_d(\text{V}) < 0$  та  $\Delta\Omega_d(\text{O}_i) > 0$ . Таким чином, згідно зі зробленими при розгляді акусто–активного комплексу припущеннями,  $\text{VO}_i$  є цілком придатним для AI зміни відстані між компонентами. Отримані результати свідчать, що під дією УЗН відбувається перехід  $\text{VO}_i$  у метастабільну конфігурацію, що, в свою чергу, викликає зміни  $T_{\text{id}}$  та  $E_{\tau_g}$ .

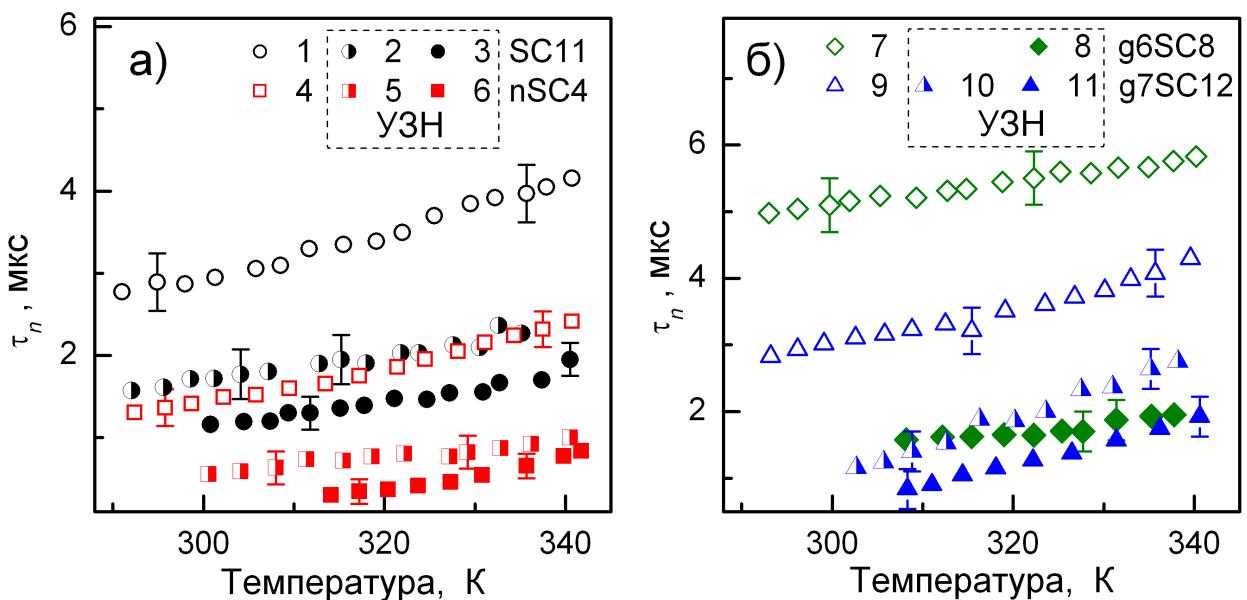


Рис. 3.24 – Температурні залежності часу життя неосновних носіїв заряду в КНО для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно.

### 3.4.3 Квазі–нейтральна область

Чисельним показником рекомбінаційних процесів, які відбуваються в КНО *p-n* структури є час життя неосновних носіїв заряду. Рис. 3.24 відображає виявлену поведінку  $\tau_n$  зі зміною температури як для опромінених зразків, так і неопромінених, як при застосуванні УЗН, так і без нього. Загалом, залежності  $\tau_n$  від температури та УЗН не змінюються після радіаційного впливу. Вихідні значення  $\tau_n$  знаходяться в діапазоні 2  $\div$  5 мкс для різних зразків, що відповідає довжинам дифузії 80  $\div$  130 мкм. При опроміненні використовувалися не дуже високі дози і тому такий розкид значень часів життя не зв'язаний саме з радіаційним впливом, а швидше визначається неоднорідністю вихідної пластини, з якої були виготовлені зразки. Подібна неоднорідність зустрічається досить часто [111, 112].

З іншого боку, для опису радіаційно–індукованого зменшення часу життя використовується формула Messenger–Spratt [101]:

$$\tau_n^{-1} = \tau_{n0}^{-1} + K_\tau \Psi, \quad (3.40)$$

Табл. 10 – Виміряні та оцінені параметри часу життя в КНО.

Зразок	$\tau_{n,in}^{-1}$ (320 K), $10^5$ с $^{-1}$	$K_\tau$ , см $^2$ /с	$K_\tau \times \Psi$ , $10^4$ с $^{-1}$	$K_{\text{US}}^{\text{eff}}$ , см $^2$ /Вт
SC11	2,9	...	...	3,5
nSC4	4,7	$10^{-7}$ [69] $2 \times 10^{-7}$ [214]	4÷8	7,1
g6SC8	1,8	$5 \times 10^{-12}$	0,8	6,0
g7SC12	2,8	[69, 215]	8	5,2

де  $\tau_{n0}$  відповідає неопроміненому зразку, а  $K_\tau$  – константа пошкодження часу життя (lifetime damage constant). Загалом  $K_\tau$  залежить від кристалу, типу опромінення і насамперед визначається величиною NIEL. Відомі з літератури значення  $K_\tau$  для Cz–Si та проведені з використанням виразу (3.40) оцінки відповідних змін оберненого часу життя наведено в Таблиці 10. Як видно з наведених даних, оцінені значення радіаційно–індукованих змін  $\tau_n^{-1}$  складають лише (8-17), 4 та 29% вимірюваних значень для зразків nSC4, g6SC8 та g7SC12, відповідно, а отже не можуть пояснити експериментально виявлений розкид даного параметру.

З іншого боку, оцінка впливу утворених РД на час життя неосновних носіїв заряду в КНО може бути проведена спираючись на вираз (3.20). При цьому необхідно взяти до уваги, що  $\text{VO}_i$  не є рекомбінаційно–активним центром у  $p$ -Si [215–219]. Була проведена оцінка величин  $\tau_{n,\text{RD}}^{-1}$  (оберненого часу життя, пов’язаного з рекомбінацією на окремих РД) для  $\text{C}_i\text{O}_i$ ,  $\text{V}_2$  та  $\text{V}_3$ , спираючись на їх концентрацію (див. Таблицю 7) та відомі з літератури значення ППЗ електронів. Отримані результати наведено в Таблиці 11. Видно, що на  $\tau_n$  в гамма–опромінених зразках переважно впливають комплекси  $\text{C}_i\text{O}_i$ , тоді як для nSC4 основні очікувані зміни часу життя пов’язані з вакансійними кластерами. Зауважимо, що для nSC4, g6SC8 та g7SC12 сума величин  $\tau_{n,\text{RD}}^{-1}$  для різних дефектів непогано співпадає з відповідними значеннями ( $K_\tau \cdot \Psi$ ) (Таблиця 10)

Рис. 3.24 показує, що УЗН викликає зменшення  $\tau_n$ . З виразу (3.20) видно, що при аналізі змін  $\tau_n$  зручніше розглядати відносні зміни оберненого часу життя

$$\varepsilon_{1/\tau_n} = \frac{\tau_{n,\text{US}}^{-1} - \tau_{n,in}^{-1}}{\tau_{n,in}^{-1}} = \frac{\tau_{n,in} - \tau_{n,\text{US}}}{\tau_{n,\text{US}}}.$$

AI значення наведено в Таблиці 9.

Використовуючи модель акусто–активного комплексу (параграф 3.2.4, формули (3.28) та (3.31)) вираз для  $\varepsilon_{\tau n}$  можна перетворити наступним чином

$$\varepsilon_{1/\tau n} = K_{\text{US}}^{\text{eff}} W_{\text{US}}, \quad (3.41)$$

де  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  характеризує АДВ у зразку і залежить від концетрацій як ААД, так і не акусто–активних (non–AA) центрів

$$K_{\text{US}}^{\text{eff}} = \sum_j^{M_d^{\text{AA}}} \frac{\tau_{n,in}}{\tau_{n,j,in}} K_{\text{US},j}^*. \quad (3.42)$$

Як вже було зазначено,  $K_{\text{US},j}^*$  описує взаємодію  $j$ –го рекомбінаційного центру з ультразвуком. Отримані залежності  $\varepsilon_{1/\tau n}$  від  $W_{\text{US}}$  показано на Рис. 3.25. Лінійність цих залежностей ще раз підтверджує справедливість припущення, використаних при побудові моделі. Визначені величини  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  наведено в Таблиці 10.

Припустимо, що в неопромінених зразках присутні ААД лише одного типу, тобто  $M_d^{\text{AA}} = 1$ . Відповідно до результатів, наведених в параграфі 3.2.6, це можуть бути дефекти, пов’язані з кисневмісними преципітатами. Позначимо константи взаємодії УЗ із  $C_iO_i$  та  $V_n$  як  $K_{\text{US}}^{\text{CO}}$  та  $K_{\text{US}}^{\text{V}}$ , відповідно. В цьому випадку вираз для  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  в неопромінених та опромінених зразках матиме вигляд (3.43) та (3.44), відповідно:

$$K_{\text{US}}^{\text{eff}} = K_{\text{US}}^{\text{AA}} \tau_{n,in} / \tau_{n,in}^{\text{AA}}, \quad (3.43)$$

$$K_{\text{US}}^{\text{eff}} = K_{\text{US}}^{\text{AA}} \tau_{n,in} / \tau_{n,in}^{\text{AA}} + K_{\text{US}}^{\text{CO}} \tau_{n,in} / \tau_{n,\text{RD}}^{\text{CO}} + K_{\text{US}}^{\text{V}} \tau_{n,in} / \tau_{n,\text{RD}}^{\text{V}}. \quad (3.44)$$

У цих виразах  $\tau_{n,in}^{\text{AA}}$  – час життя неосновних носіїв за умови, що рекомбінація відбувається лише за участю ААД (non–AA рекомбінаційні центри відсутні), а  $K_{\text{US}}^{\text{AA}}$  описує АДВ з цим дефектом.

Табл. 11 – Оцінка впливу окремих РД на час життя неосновних носіїв в КНО.

Дефект	$\sigma_n, 10^{-15} \text{ см}^2$	$\tau_{n,\text{RD}}^{-1}, 10^4 \text{ с}^{-1}$		
		nSC	g6SC	g7SC
$C_iO_i$	0,7 [204], 0,9 [205]	0,8–1	0,9–1,1	9–11
$V_2$	3 [204], 2 [220]	2,2–3,3	0,1–0,2	1–2
$V_3$	2,4 [168]	0,7	–	–

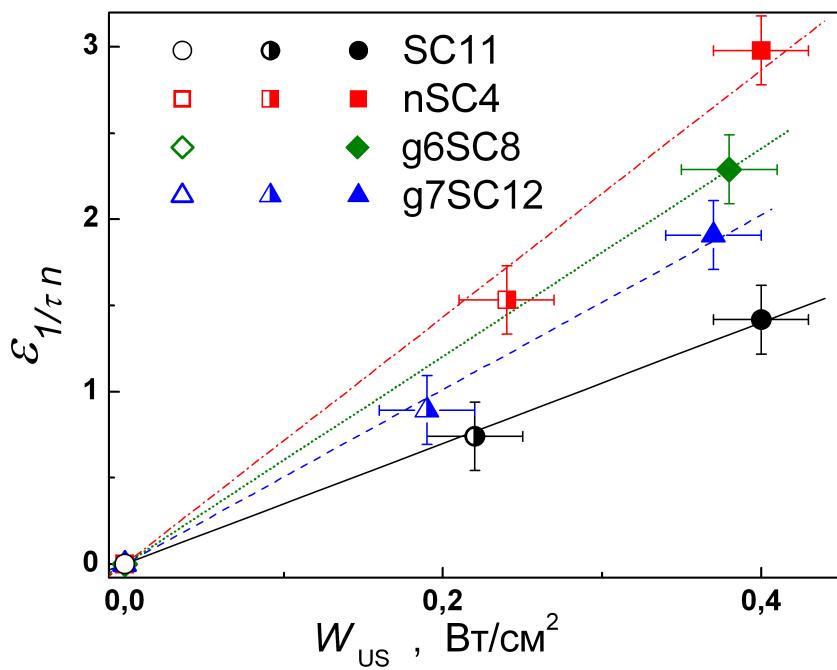


Рис. 3.25 – Залежності відносних змін оберненого часу життя в ОПЗ від інтенсивності УЗ для неопроміненого (кола), нейтронно–опроміненого (квадрати) та  $\gamma$ –опромінених (трикутники та ромби) зразків. Лінії – апроксимація згідно з формулою (3.41).

Для аналізу найбільш придатні два граничні випадки. В першому з них вважається, що ААД розподілені однорідно по кремнієвій пластині, тоді як non–AA рекомбінаційні центри – неоднорідно. Іншими словами, значення  $\tau_{n,in}^{\text{AA}}$  для зразків SC11, nSC4, g6SC8 та g7SC12 однакове, тоді як різниця величин  $(\tau_{n,in}^{-1} - K_\tau \cdot \Psi)$  визначається non–AA дефектами. Використовуючи вирази (3.43) та (3.44) а також дані таблиць 10 та 11 була отримана наступна система рівнянь

$$\begin{aligned} \text{SC11 : } 3.5 &= K_{us}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 2.9, \\ \text{nSC4 : } 7.1 &= K_{us}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 4.7 + 0.09 K_{us}^V + 0.02 K_{us}^{\text{CO}}, \\ \text{g6SC8 : } 6.0 &= K_{us}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 1.8 + 0.01 K_{us}^V + 0.05 K_{us}^{\text{CO}}, \\ \text{g7SC12 : } 5.2 &= K_{us}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} / 2.8 + 0.05 K_{us}^V + 0.35 K_{us}^{\text{CO}}, \end{aligned}$$

де  $(\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1}$  вимірюється в  $10^4 \text{ с}^{-1}$ . Ці рівняння є справедливими за умови, що  $K_{us}^{\text{AA}} \cdot (\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} = (10 \pm 3) \text{ см}^2 \text{ Bt}^{-1}$ ,  $K_{us}^V = (42 \pm 15) \text{ см}^2 \text{ Bt}^{-1}$ ,  $K_{us}^{\text{CO}} = 0$ . Так як  $(\tau_{n,in}^{\text{AA}})^{-1} < 1.83$ , то  $K_{us}^{\text{AA}} > 5 \text{ см}^2 \text{ Bt}^{-1}$ .

У іншому граничному випадку вважається, що non–AA розподілені по пластині рівномірно, тоді як ААД визначають відмінність значень  $(\tau_{n,in}^{-1} - K_\tau \cdot \Psi)$  у різних зразках. Проте, якщо записати систему рівнянь, використовуючи дані

припущення, то виявляється що експериментально визначені значення  $K_{\text{US}}^{\text{eff}}$  приводять до фізично неправильних (від'ємних) значень  $K_{\text{US},j}^*$ . Подібні нереальні результати отримуються і у припущені, що  $M_d^{\text{nonAA}} = 0$  (non-AA рекомбінаційні центри відсутні).

Таким чином, отримані результати дозволяють зробити висновок, що лише частина дефектів, пов'язаних з КП, є акусто-активними. Вони розподілені достатньо рівномірно по вихідній кремнієвій пластині і саме їх модифікація в умовах УЗН є причиною виявлених зміни часу життя неосновних носіїв заряду в неопромінених та  $\gamma$ -опромінених зразках. Ефект АІ зміни  $\tau_n$  підсилюється внаслідок АІ модифікації дівакансій у нейтронно-опромінених структурах. Іншими словами,  $C_iO_i$  не є акусто-активним дефектом, тоді як  $V_2$  має подібні властивості.

### 3.4.4 Акусто-індуковані зміни шунтуочного опору

На Рис. 3.26 наведено залежність величини шунтуочного опору опромінених та неопромінених структур за умов УЗН та без нього для дослідженого температурного інтервалу. Як видно з рисунку, опромінення викликає достатньо суттєве зниження шунтуочного опору, а отже і збільшення шунтуочного струму. Крім того, після  $\gamma$ -опромінення відбувається зміна температурної залежності  $R_{sh}$ : так, якщо для SC11 та nSC4 спостерігається зменшення шунтуочного опору з ростом температури, то для g6SC8 та g7SC12 в околі 293 K спостерігається майже лінійне збільшення залежності  $R_{sh}$  від  $T$ . Зауважимо, що вісь  $R_{sh}$  на Рис. 3.26,а має логарифмічний масштаб і лінійний на Рис. 3.26,б.

Відомо [221,222], що для появи шунтуочного опору в  $p-n$  структурах існує декілька причин, не пов'язаних з механічним ушкодженням. Так, причиною його появи можуть бути часточки алюмінію, макроскопічні включення  $\text{Si}_3\text{N}_4$  або утворення інверсійних шарів в околі преципітатів. Проте два останні утворення зустрічаються переважно у мультикристалічних КСЕ [221] і не можуть бути причиною шунтуочного опору в дослідженіх кристалічних зразках. В той же

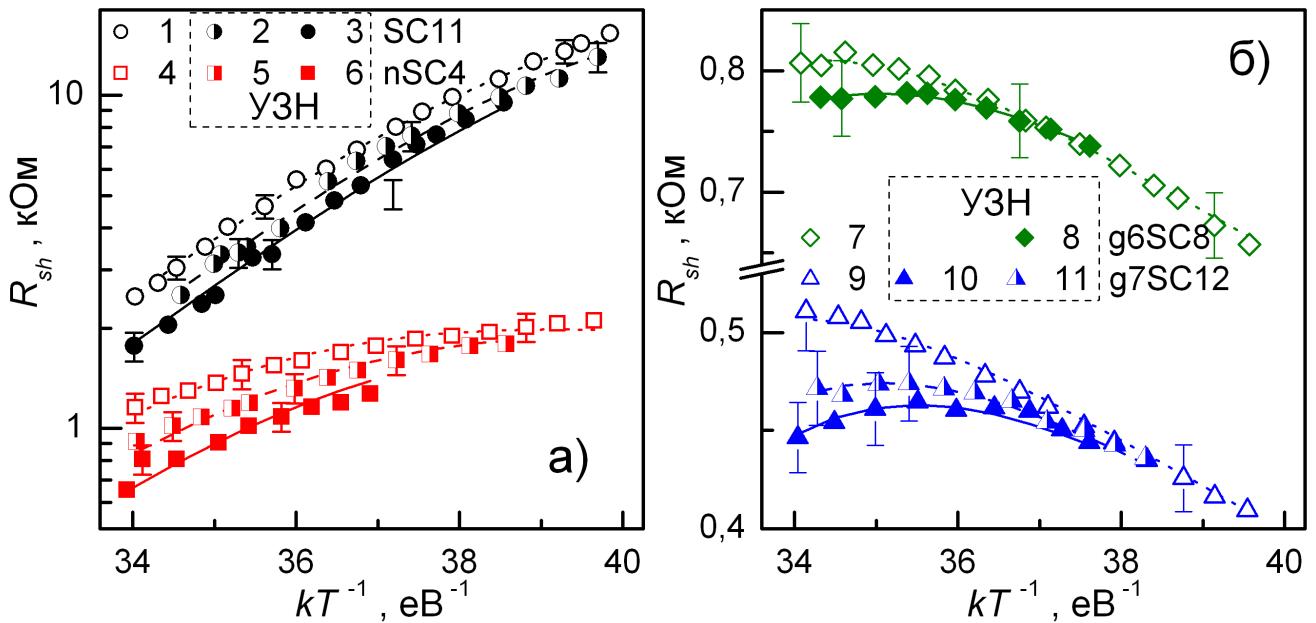


Рис. 3.26 – Температурні залежності величини шунтувочого опору для неопроміненого (криві 1–3, кола), нейтронно–опроміненого (4–6, квадрати) та гамма–опромінених (7–11, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 4, 7 та 9 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 3 та 6 відповідають УЗН U–Tb3, 2, 5, 8, 10 та 11 – U–Ts2, U–Ts3, U–Tb2, U–Ts1 та U–Tb1, відповідно. Точки – експеримент, лінії – результат апроксимації з використанням формул (3.45)–(3.47).

час вважається, що під час відпалу, необхідного для утворення контактів, частинки Al проникають у зразок, створюючи навколо себе області з високою концентрацією дірок ( $p^+$ ). Наявність таких компенсованих областей в емітері КСЕ забезпечує омічний контакт з базою.

Крім того, в літературі показано [221, 223–225], що дислокації, які перетинають область  $p-n$  переходу, теж можуть бути причиною появи омічного струму. Наприклад, наявність навіть декількох дислокацій в діодних кремнієвих структурах викликає зменшення питомого опору та зміну форми ВАХ, характерну для підвищення ролі шунтувочого опору [225]. В досліджених структурах причиною появи дислокацій можуть бути кисневмісні преципітати, при утворенні яких виникають лінійні дефекти [148, 149], а також напруги, що виникають на границі сильнолегованої  $n$ –області та слабколегованої бази.

На нашу думку, в досліджених структурах присутні і дислокації, і частки алюмінію. В цьому випадку повний шунтувочний опір може бути записаний у

вигляді

$$R_{sh}^{-1} = R_{sh,\text{Al}}^{-1} + R_{sh,\text{dis}}^{-1}, \quad (3.45)$$

де  $R_{sh,\text{Al}}$  та  $R_{sh,\text{dis}}$  відображають внески часток алюмінію та дислокаций, відповідно. Для опору металеву частинки очікується лінійна температурна залежність:

$$R_{sh,\text{Al}} = R_{293,\text{Al}}[1 + \alpha_R(T - 293)], \quad (3.46)$$

де  $R_{293,\text{Al}}$  — величина шунтувочого опору при 293 К, а  $\alpha_R$  — температурний коефіцієнт опору.

З іншого боку, відповідно до моделі дислокаційно–індукованого імпедансу фотовольтаїчних детекторів, запропонованої в роботах [226, 227],  $R_{sh,\text{dis}}$  може бути записаний у вигляді:

$$R_{sh,\text{dis}} = \frac{T}{\sigma_{\text{dis}}} \left[ \cosh \left( \frac{E_{\text{dis}} - E_i}{kT} \right) + \cosh \left( \frac{U_s}{kT} \right) \right], \quad (3.47)$$

де

$$\sigma_{\text{dis}} = \rho_{\text{dis}} A q^2 A_{\text{dis}} \sqrt{K_n K_p} N_{\text{dis}} (n_p + p_p) / k, \quad (3.48)$$

$E_{\text{dis}}$  — енергетичне положення рівня, що відповідає за появу дислокаційного рекомбінаційного струму;  $U_s$  — потенціал на поверхні дислокаційного ядра,  $\rho_{\text{dis}}$  та  $A_{\text{dis}}$  — густина та площа поверхні дислокаций,  $K_n$  та  $K_p$  — ймовірності захоплення електронів та дірок дислокаційними станами, are the probabilities for electrons and holes capture by the dislocation states,  $N_{\text{dis}}$  — густина поверхневих станів на кожній дислокації. Вираз (3.47) записано для спрощеного випадку  $K_p = K_n$ .

В роботі температурний коефіцієнт опору був оцінений за даними для зразка g7SC12 в околі кімнатної температури. Отримана величина  $8,3 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup> не дуже суттєво відрізняється від температурного коефіцієнту опору об'ємного алюмінію ( $4,3 \cdot 10^{-3}$  К<sup>-1</sup>), що підтверджує доцільність зроблених припущень. Надалі, використовуючи отримане значення  $\alpha_R$ , була проведена апроксимація температурних залежностей  $R_{sh}$  відповідно до формул (3.45)–(3.47). При цьому шуканими параметрами вважалися  $R_{293,\text{Al}}$ ,  $(E_{\text{dis}} - E_i)$ ,  $U_s$  та  $\sigma_{\text{dis}}$ . Виявилось, що експериментальні залежності добре описуються апроксимуючими кривими (див. Рис. 3.26) при значеннях  $(E_{\text{dis}} - E_i) = (0.46 \pm 0.02)$  еВ та  $U_s = (5 \pm 4) \times 10^{-8}$  еВ, причому ці величини не залежать від опромінення та УЗН. Отримана величина

$(E_{\text{dis}} - E_i)$  відповідає енергії активації носіїв  $0.10 \pm 0.02$  еВ. Це, в свою чергу, досить близько до енергії активації дислокаційних рівнів 0.08 еВ, яка спостерігалася раніше [185, 196, 228–231], у тому числі і в Cz–Si:В [185, 228, 232].

Отримані значення  $R_{293,\text{Al}}$  та  $\sigma_{\text{dis}}$  наведено в Таблиці 8.  $R_{293,\text{Al}}$  не залежить від УЗН та зростає з опроміненням. На нашу думку, виявлено зміна характеру температурної залежності шунтуючого опору пояснюється наступним чином. Для неопромінених зразків  $R_{sh,\text{dis}}$  менший ніж  $R_{sh,\text{Al}}$  і шунтуючий опір у структурі визначається насамперед рекомбінацією на дислокаціях, які перетинають площину  $p - n$  переходу, утворюючи канали для проходження носіїв заряду. При опроміненні утворюються вакансії, що полегшує дифузію атомів Al з електродів, насамперед з фронтального у емітер. В результаті кількість часточок Al та їх розмір зростає,  $R_{sh,\text{Al}}$  зменшується, перетворюючись при високих дозах на ключовий фактор визначення повного шунтуючого опору. Дифузія Al у  $\gamma$ -опромінених зразках відбувається більш ефективно через те, що при такому способі впливу утворюються окремі рівномірно розподілені по об'єму вакансії, тоді як при нейтронному опроміненні виникають рідко розташовані вакансійні кластери. Як наслідок, в nSC4 величина  $R_{sh,\text{Al}}$  хоч і зменшується, проте залишається більшою ніж дислокаційно–індукований опір на відміну від  $\gamma$ -опромінених зразків.

Розкид  $\sigma_{\text{dis}}$  в наборі зразків корелює з дисперсією  $\tau_n$  – див. параграф 3.4.3. Отже, відмінності  $\sigma_{\text{dis}}$  також пов'язані з неоднорідністю властивостей вихідної пластини. УЗН викликає збільшення  $\sigma_{\text{dis}}$ , відносні величини Al змін наведено в Таблиці 9. На нашу думку, ці зміни пов'язані зі зростанням величини  $A_{\text{dis}}$  під час поширення АХ. Дійсно, під час УЗН з використанням поперечних та повз涓жніх хвиль, атоми у ядрі дислокації коливаються перпендикулярно та паралельно, відповідно, напрямку поширення струму. У результаті в першому випадку на дислокаційні рівні носії захоплюються зі збільшеного об'єму, ефективна площа поверхні зростає і  $R_{sh,\text{dis}}$  зменшується внаслідок дії УЗ. При використанні повз涓жніх хвиль процес проходить менш ефективно і Al впливу на величину шунтуючого опору при такому УЗН не спостерігається (Рис. 3.8).

### 3.4.5 Особливості впливу ультразвукового навантаження на фотогенерацію струму в нейтронно–опромінених структурах

Для оцінки фотоелектричного перетворення в роботі також проводились вимірювання фотогенерованого струму в радіаційно–опромінених структурах при монохроматичному освітленні в режимі короткого замикання КСЕ (замість вимірювання повної ВАХ). На Рис. 3.27 наведено отримані температурні залежності фотоструму (струму короткого замикання) за умов УЗН та при нагріванні без збудження АХ. Криві 1 та 2 взяті з Рис. 3.4.

З рисунка видно, що при збільшенні температури  $J_{ph}$  зростає як до радіаційного впливу, так і після. З літератури [108, 233, 234] відомо, що подібна поведінка фотоструму зумовлена, переважно, двома факторами:

- 1) зменшення забороненої кристалу та зміною коефіцієнта поглинання світла;
- 2) збільшенням довжини дифузії неосновних носіїв заряду.

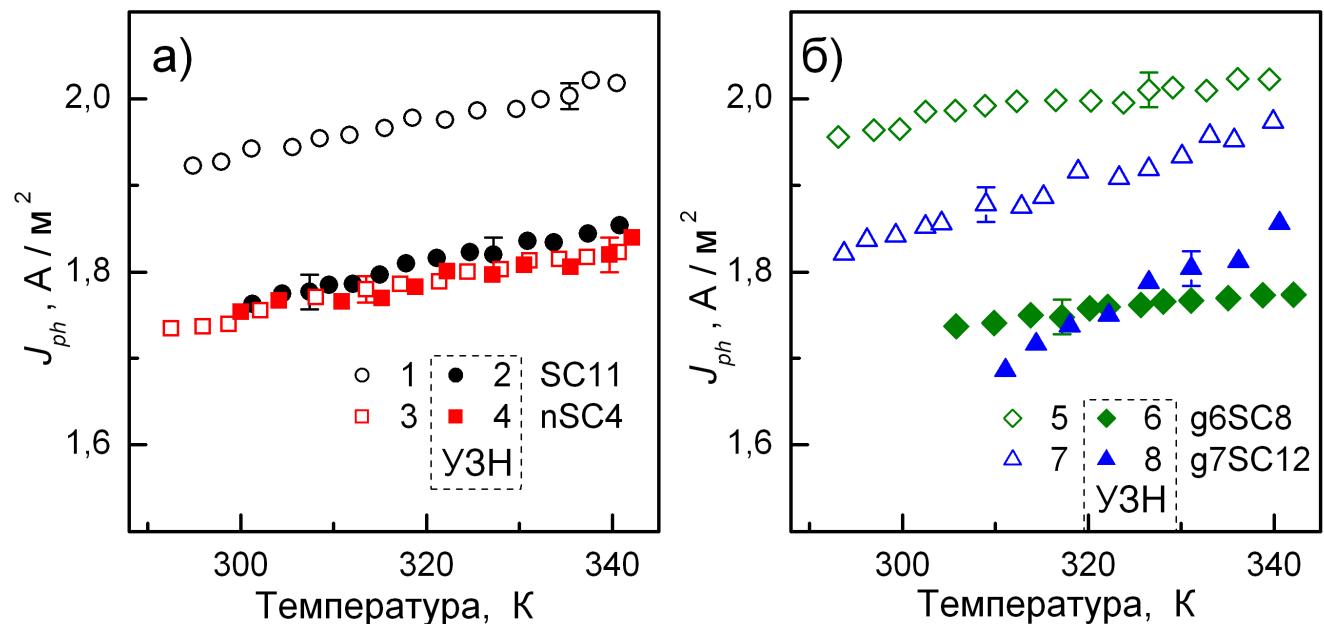


Рис. 3.27 – Температурні залежності густини фотоструму для неопроміненого (криві 1 та 2, кола), нейтронно–опроміненого (3 та 4, квадрати) та гамма–опромінених (5–8, ромби та трикутники) зразків. Криві 1, 3, 5 та 7 (незаповнені точки) отримані без УЗН, криві 2 та 4 відповідають УЗН U–Tb3, 6 та 8 – U–Tb2 та U–Tb1, відповідно.

Табл. 12 — Температурний коефіцієнт струму короткого замикання.

Зразок	$\beta_{Jph}^T, 10^{-3}\text{K}^{-1}$		УЗН
	без УЗН	зі УЗН	
SC11	$1,3 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	U-Tb3
nSC4	$1,1 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,3$	U-Tb3
g6SC8	$0,8 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$	U-Tb2
g7SC12	$1,6 \pm 0,2$	$3,1 \pm 0,4$	U-Tb1

Показано [233, 234], що при аналізі температурної залежності доцільно розглядати густину фотоструму у вигляді

$$J_{ph} = J_{Lg} f_c, \quad (3.49)$$

де  $J_{Lg}$  — ідеальне значення густини струму, яке визначається зонною структурою кристалу,  $f_c$  — коефіцієнт збирання (collection fraction), який залежить від відбиття світла, його паразитного поглинання (особливо вільними носіями заряду) та поширення носіїв у кристалі. В цьому випадку температурний коефіцієнт фотоструму  $\beta_{Jph}^T$  може бути записаний у вигляді

$$\beta_{Jph}^T = \frac{1}{J_{ph}} \frac{dJ_{ph}}{dT} = \frac{1}{J_{Lg}} \frac{dJ_{Lg}}{dE_g} \frac{dE_g}{dT} + \frac{1}{f_f} \frac{df_c}{dT}, \quad (3.50)$$

причому перший доданок для кремнію у випадку сонячного освітлення становить близько  $167 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ .

Визначені з експерименту значення температурних коефіцієнтів наведено в Таблиці 12. Видно, що у всіх випадках зміна  $J_{ph}$  з температурою визначається, насамперед, зміною  $f_c$ , а величина  $\beta_{Jph}^T$  практично не залежить від УЗН (за винятком інтенсивно опроміненого опроміненого гамма-квантами зразка).

На Рис. 3.27 звертає на себе увагу той факт, що у нейтронно-опроміненному зразку фактично не спостерігається зміни величини фотоструму під дією УЗН. Цей результат є досить несподіваним, враховуючи те, що, як було показано раніше, УЗ викликає зменшення часу життя неосновних носіїв в КНО і в нейтронно-опроміненному зразку також — див. Рис. 3.24, Таблицю 9. Причому ефективність AI змін  $\tau_n$  в нейтронно-опроміненному зразку навіть вища (Таблиця 9, Рис. 3.25), що, як було показано в параграфі 3.4.3, зв'язано з акусто-активністю дивакансії.

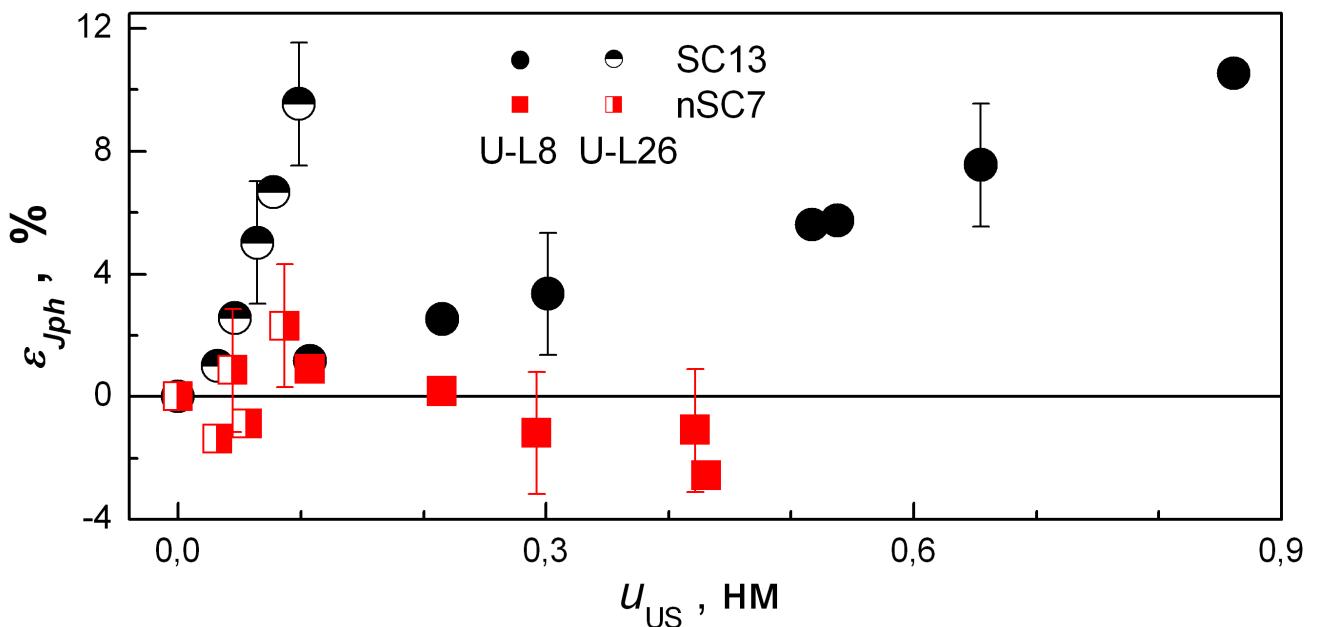


Рис. 3.28 – Залежності AI змін фотоструму від амплітуди зміщень атомів в неопроміненому (кола) та опроміненому (квадрати) зразках.  $f_{US}$ , Гц: 8,0 (U–L8, заповнені точки), 26,1 (U–L26, напівзаповнені точки).

На Рис. 3.28 наведено більш детальне порівняння AI змін фотоструму в нейтронно–опроміненому та неопроміненому зразках при різних режимах УЗН з використанням повздовжніх хвиль. З рисунка видно,  $J_{ph}$  зменшується (нагадаємо, що, як і для всіх інших параметрів,  $\varepsilon_{Jph} = (J_{ph,in} - J_{ph,US})/J_{ph,in})$ ) при цьому

- а) зі збільшенням частоти УЗ ефективність змін фотоструму в неопроміненому КСЕ зростає;
- б) навіть при високих частотах AI ефект впливу УЗ на  $J_{ph}$  в нейтронно–опроміненому КСЕ достатньо малий.

З метою більш детального вивчення виявленої особливості було проведено дослідження змін довжини дифузії неосновних носіїв заряду. Для визначення  $L_n$  використовувався варіант методу SSSCC (steady-state short-circuit current) [100]. А саме, як вже було згадано раніше, величина фотоструму в досліджених структурах описується виразом (3.5). Тобто,  $J_{ph}$  має лінійно залежати від кількості фотонів  $N_{ph} = W_{ph}\lambda/hc$ , якіпадають на поверхню структури за одиницю часу:

$$J_{ph} = K_{ph}N_{ph}, \quad (3.51)$$

де коефіцієнт пропорційності

$$K_{ph} = \frac{(1 - R_{ph}) q\beta\alpha L_n}{1 + \alpha L_n}. \quad (3.52)$$

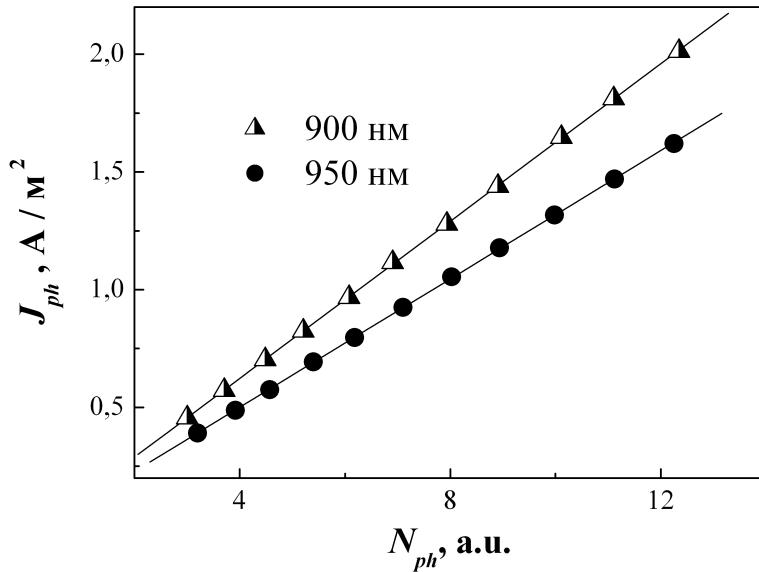


Рис. 3.29 – Залежність густини фотоструму від кількості падаючих фотонів. Точки – експеримент, лінії – лінійна апроксимація.  $\lambda$ , нм: 900 (трикутники), 950 (кола). Зразок SC13.  $T = 290$  К.

Таким чином, знаючи коефіцієнти  $K_{ph1}$  та  $K_{ph2}$  для двох довжин хвиль  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$ , можна визначити  $L_n$ :

$$L_n = \frac{(K_{ph1}\alpha_2)/(K_{ph2}\alpha_1) - 1}{\alpha_2(1 - K_{ph1}/K_{ph2})}, \quad (3.53)$$

де  $\alpha_1$  та  $\alpha_2$  – коефіцієнти поглинання для світла з довжиною хвилі  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$ , відповідно.

В роботі використовувалися довжини світла 900 та 950 нм, попереднє калібрування величини  $W_{ph}$  здійснювалось за допомогою германієвого фотодіоду 9Э111А. На Рис. 3.29 показано типові залежності фотоструму від кількості падаючих фотонів для двох довжин хвиль, які дійсно були лінійні. Зауважимо, що вираз (3.53) є справедливим, за умови, що  $R_{ph}$  та  $\beta$  є однаковими для обох довжин. Проте з літератури відомо, що для використаних довжин хвиль  $\beta = 1$  [109], а зміна коефіцієнту відбивання не перевищує 1% [235–237]. Таким чином, для визначення  $L_n$  використовувалася формула (3.53), причому  $K_{ph1}$  та  $K_{ph2}$  були виміряні експериментально, а значення коефіцієнтів поглинання обчислювалися за допомогою виразу (3.6).

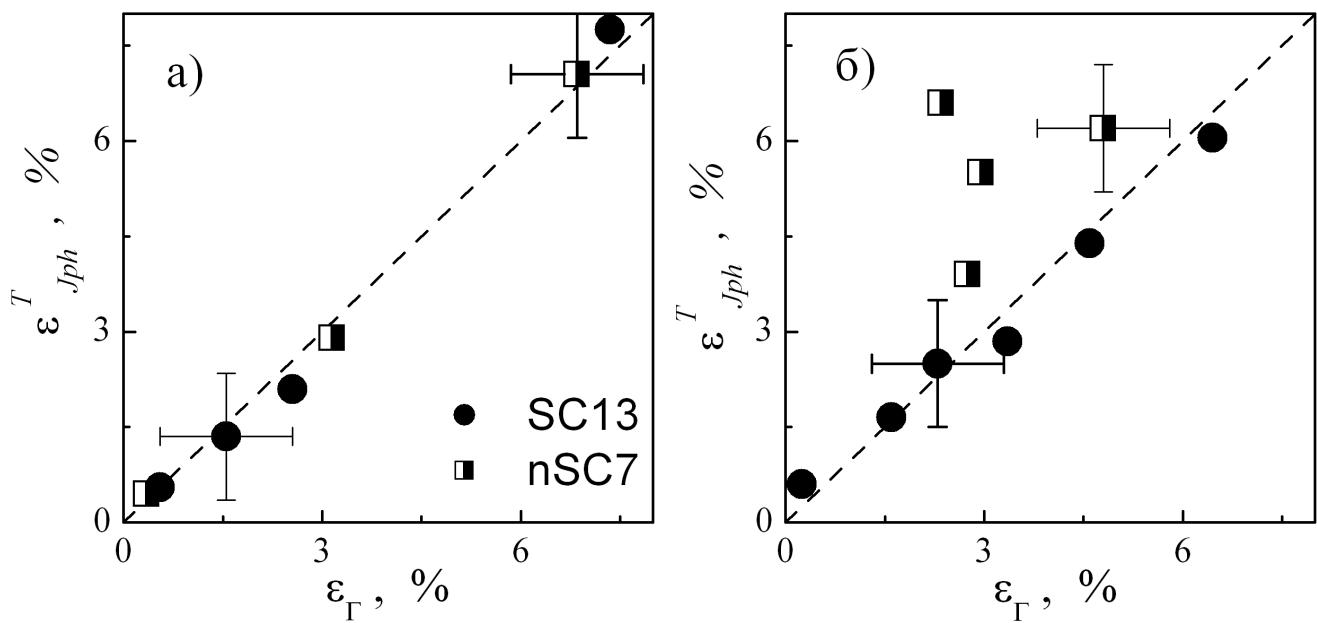


Рис. 3.30 – Порівняння відносних змін фотоструму зі змінами довжини вільного пробігу неосновних носіїв заряду при беззвуковому нагріванні (а) та нагріванні під час УЗН (U-L8, б) для неопроміненого (кола) та опроміненого (квадрати) зразків.

З виразу (3.5) випливає, що при незалежності  $R_{ph}$  від температури зміна  $J_{ph}$  має визначатися зміною коефіцієнта  $\Gamma = \alpha L_n / (1 + \alpha L_n)$ . Було проведено порівняння відносних змін фотоструму при нагріванні  $\varepsilon_{J_{ph}}^T = [J_{ph}(T) - J_{ph}(T_0)] / J_{ph}(T_0)$  ( $T_0 = 290$  K) з відносними змінами цього коефіцієнта  $\varepsilon_\Gamma = [\Gamma(T) - \Gamma(T_0)] / \Gamma(T_0)$ , при обчисленні якого використовувалися значення  $L_n$ , визначені для тих самих температур, при яких проводилося вимірювання  $J_{ph}$ . Отримані результати показано на Рис. 3.30.

Наведені дані показують, що при нагріванні за відсутності УЗН і для неопроміненого, і для нейтронно–опроміненого зразка зміна фотоструму визначається зміною  $L_n$ : точки на Рис. 3.30,а розташовані дуже близько до діагоналі. Подібна картина спостерігається і для неопроміненого зразка в умовах УЗН (Рис. 3.30,б). Тобто, зміна фотоструму в цьому випадку пов’язана з АІ зменшенням довжини дифузії (часу життя) неосновних носіїв заряду в квазі–нейтральній області внаслідок перебудови акусто–активних рекомбінаційних центрів – ефект, розглянутий раніше. Збільшення ефективності АІ змін зі

зростанням частоти УЗ, яке спостерігається в експериментах, може бути пов'язане з наближенням  $f_{US}$  до власних частот коливань домішкового комплексу. Подібний резонансний характер АДВ спостерігався і раніше [238].

Водночас у нейтронно–опромінених структурах зміна фотоструму при УЗН більша, ніж це можна очікувати виходячи зі значень зміни коефіцієнта  $\Gamma$ , пов'язаних з AI зростанням  $L_n$  – Рис. 3.30,б. Це свідчить про існування додаткового механізму впливу УЗ на генерацію фотоструму в таких зразках. Результатом дії цього механізму є збільшення величини  $J_{ph}$ , що повністю або частково компенсує зменшення величини фотоструму внаслідок AI збільшення активності рекомбінаційних центрів – Рис. 3.27 та Рис. 3.28. Водночас у структурах, опромінених  $\gamma$ -квантами даний механізм не відіграє суттєвої ролі.

Як видно з виразу (3.5), однією з причиною цього може бути зменшення коефіцієнту відбивання від поверхні зразка. В роботі [239] наведені результати, які свідчать про те, що в результаті УЗО кремнію відбувається зменшення  $R_{ph}$  у спектральному діапазоні, який використовувався в наших дослідах. Проте мусимо зазначити, що цей ефект мав залишковий характер і автори [239] пов'язували його зі зменшенням концентрації легуючої домішки у приповерхневому шарі напівпровідника внаслідок її акусто–стимульованої дифузії вглиб кристалу. В наших експериментах використовувалися АХ зі значно меншою потужністю, ніж в [239] (1 та 5 Вт/см<sup>2</sup>, відповідно), виявлені ефекти зміни фотоструму мали оборотний характер і тому пов'язувати виявлений ефект з дифузією фосфору в УЗ полі не варто. З іншого боку, відомо (див., наприклад, [240]), що дефектний склад приповерхневого шару суттєво впливає на процеси відбивання світла. На нашу думку, утворені в результаті нейтронного опромінення порушення кристалічної гратки (насамперед, вакансійні кластери) є ААД. Це підтверджується і попередньо наведеними даними, і результатами інших авторів [159]. AI перебудова або зміна заселеності рівнів комплексів під час УЗН і спричинює зменшення коефіцієнта відбивання і появу додаткового механізму зростання фотоструму. До речі, такі процеси, а саме зменшення до 8%  $R_{ph}$  за рахунок зміни заселеності рівнів в процесі акустичного навантаження спостерігалися раніше в епітаксійних плівках GaAs [241]. Іншою причиною зменшення коефіцієнта

відбивання може бути певне текстурування поверхні нейтронно-опромінених структур в умовах УЗН.

Таким чином в результаті нейтронного опромінення може відбуватися зміна просторового розташування області ефективної акусто-дефектної взаємодії і дані процеси починають ефективно відбуватися також в приповерхневому шарі напівпровідника.

### **Висновки до розділу 3**

1. Проведено експериментальне дослідження впливу ультразвукового навантаження на параметри кремнієвих сонячних елементів у діапазоні температур  $290 \div 340$  К. Виявлено, що при інтенсивності звуку менше  $0,5$  Вт/см $^2$  спостерігається оборотна акусто–індукована деградація КСЕ.
2. Проведено аналіз механізмів рекомбінації і показано, що в квазі–нейтральній області основним механізмом є рекомбінація Шоклі–Ріда–Хола, тоді як для області просторового заряду доцільно використовувати модель рекомбінації у системі спарених рівнів дефектів.
3. Показано, що деградація фотоелектричних властивостей КСЕ пов’язана з акусто–індукованим зменшенням часу життя носіїв заряду, причому величина ефекту залежить, насамперед, від амплітуди коливань атомів, а вже потім від інтенсивності ультразвуку.
4. Показано, що ефективність взаємодії акустичних хвиль з точковими дефектами зростає з підвищеннем частоти коливань.
5. Запропонована якісна модель акусто–активного комплексного дефекту, в рамках якого пояснено особливості спостережених ефектів.
6. Досліджено можлива роль комплексів, які містять бор та кисень, пара залізо–бор та кисневмісних преципітатів у визначенні властивостей досліджених структур. Показано, що саме останні ефективно впливають на процеси рекомбінації та беруть участь у акусто–дефектній взаємодії.

7. Виявлено, що в умовах акустичного навантаження збільшується внесок у рекомбінаційні процеси більш мілких рівнів, причому зміни величини відносних змін внесків різних центрів у загальну рекомбінацію практично лінійно залежать від амплітуди коливання атомів. Виявлено зменшення енергії термічної активації енергетичних рівнів, пов'язаних з дефектами, в умовах УЗН.
8. Виявлено ефект акусто–індукованого зменшення шунтуючого опору в КСЕ. Показано доцільність використання моделі дислокаційно–індукованого імпедансу для пояснення температурних залежностей шунтуючого опору. Показано, що умовах ультразвукового навантаження збільшується ефективність захоплення носіїв заряду лінійними дефектами, розташованими в області *p-n* переходу.
9. Проведено експериментальне дослідження залежності впливу УЗН на параметри кремнієвих структур з *p-n* переходом від опромінення реакторними нейtronами та  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ . Виявлено, що в опромінених структурах спостерігається збільшення ефективності впливу ультразвуку на шунтуючий опір та час життя неосновних носіїв заряду в базі діоду.
10. Виявлено, що акусто–індуковані оборотні зміни фактору неідеальності та часу життя носіїв в області просторового заряду мають різний знак в опромінених та неопромінених структурах.
11. Показано, що виявлені ефекти в нейтронно–опромінених діодах пов'язані зі впливом ультразвуку на стан дівакансій, тоді як в гамма–опромінених діодах основним акусто–активним центром є комплекс вакансії та міжвузольного кисню. Отримані результати свідчать, що ультразвукове навантаженні викликає перебудову комплексу  $\text{VO}_i$ . Водночас виявлено, що комплекс з міжвузольного вуглецю та міжвузольного кисню практично не приймає участі у акусто–дефектній взаємодії.
12. Вивлено, що вплив ультразвуку на фотогенерацію струму в нейтронно–опромінених кремнієвих *p-n* структурах пов'язаний не лише з акустоіндукованою зміною неосновних носіїв заряду, але й існує альтернативний механізм, результатом дії якого є підвищення ефективності

фото–електричного перетворення. Показано, що причиною подібних процесів може бути зменшення коефіцієнта відбивання світла в умовах ультразвукового навантаження. Таким чином в результаті нейтронного опромінення може відбуватися зміна просторового розташування області ефективної акусто-дефектної взаємодії і дані процеси починають ефективно відбуватися також і в приповерхневому шарі напівпровідника.

13. Показано, що ультразвук може бути ефективним інструментом впливу на стан дефектів у кремнієвих структурах, а отже і на їх властивості.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [1, 7, 8, 10, 13, 15, 26, 29, 32, 33, 35, 36, 38, 40, 41, 51, 55].

## Розділ 4. Визначення параметрів структур метал–напівпровідник

### 4.1 Загальні підходи до визначення параметрів діодів Шотки

Напівпровідникові бар'єрні структури, як вже зазначалося раніше, надзвичайно широко застосовуються у техніці. Параметри подібних структур є найбільш суттєвим фактором для можливості практичного використання, а їх визначення відіграє надзвичайну важливу роль під час розробки, проектування та виготовлення пристройів. Одним з найпроширеніших шляхів визначення параметрів полягає у вимірюванні вольт–амперних характеристик (ВАХ). В цьому випадку взаємозв'язок між струмом та напругою описується за допомогою певних фізичних моделей, в результаті чого з'являється можливість вичленити параметри, спираючись на результати експериментальних вимірювань. Наприклад, пряма гілка ВАХ ДШ згідно з моделлю термоемісії має описуватися [242] наступними виразами

$$I = I_s \left\{ \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{n_{id}kT} \right] - 1 \right\}, \quad (4.1)$$

$$I_s = AA^* T^2 \exp \left( -\frac{q\Phi_b}{kT} \right), \quad (4.2)$$

де  $I_s$  — струм насиження,  $R_s$  — послідовний опір,  $n_{id}$  — фактор неідеальності,  $A^*$  — ефективна стала Річардсона,  $\Phi_b$  — висота бар'єру Шотки (ВБШ) при нульовому зміщенні.  $\Phi_b$  (або  $I_s$ ),  $n_{id}$  та  $R_s$  є найбільш фундаментальними параметрами даної моделі та повинні бути максимально точно визначені з експериментальних ВАХ.

В літературі запропоновано декілька методів визначення параметрів ДШ. Найпростіший стандартний метод вимагає наявності лінійної області на залежності  $\ln(I)$  від  $V$  [242, 243]. В цьому випадку два параметри,  $n_{id}$  та  $\Phi_b$ , можуть бути визначені за кутом нахилу та перетином залежності з віссю струмів, відповідно. На жаль, подібний підхід перестає бути дієздатним у випадку, коли структура характеризується значним послідовним опором. Зокрема,

рівняння (4.1) перетворюється у трансцендентне, що суттєво ускладнює математичні аспекти визначення параметрів. З одного боку, існує цілий набір аналітичних методів екстраполяції параметрів ДШ. Вони базуються на безпосередніх алгебраїчних наближеннях і використовують різноманітні допоміжні функції [244–252], процедури диференціювання [253] або інтегрування [254–256] ВАХ, розбиття діапазону напруг на декілька частин [257], вимірювання ВАХ при декількох температурах [258] або з використанням додаткового зовнішнього опору [259].

З іншого боку, визначення параметрів є багатовимірною задачею чисельної оптимізації і тому для її вирішення запропоновані різноманітні чисельні методи [260–263]. Зазвичай, вони використовують метод найшвидшого градієнтного спуску для мінімізації різниці між виміряними та апроксимуючими значеннями. При цьому деякі автори [264, 265] шукають розв’язок рівняння (4.1) використовуючи  $W$ -функцію Ламберта [266]. Зазвичай, чисельні методи характеризуються більш високим рівнем достовірності визначення параметрів, проте нерідко вимагають відносно довгого часу для розрахунку. Крім того, спостерігається тенденція збіжності у локальний екстремум замість глобального.

Нарешті, порівняно нещодавно було запропоновано використовувати еволюційні алгоритми (EA) для визначення параметрів напівпровідниківих пристрій [103, 267–273]. EA це стохастичний метод, який виявляє дуже високу ефективність при оптимізації дійсних цільових функцій багатьох змінних. На відміну від чисельних методів, EA може бути застосований до нелінійних функцій без необхідності розрахунку похідних, а також слабко залежить від початкових наближень значень параметрів. EA вважаються [269] найбільш багатообіцяючими методами розрахунку параметрів.

Про важливість задачі визначення параметрів ДШ свідчить хоча б той факт, що незважаючи на досить тривалу історію вивчення цього питання і накопичений достатньо широкий асортимент методів вирішення цього завдання, в літературі постійно з’являються пропозиції щодо нових варіантів методів. Наприклад, серед подібних робіт лише у другій половині 2017 року можна виділити [257, 274, 275].

У літературі наявні роботи [261, 276, 277], в яких проводиться порівняння та огляд шляхів визначення параметрів ДШ, проте вони переважно зосереджені на розгляді лише декількох методів і фактично не беруть до уваги еволюційні алгоритми. Задача, яка вирішувалась під час досліджень, описаних у даному розділі, полягала у порівнянні ефективності (точності визначення параметрів та швидкості роботи) різних методів визначення параметрів МН–структур з ВАХ. Крім того, розглянуто питання впливу величини окремих параметрів на точність визначення всього набору. Було розглянуто підгрупу методів, які дозволяють визначити ВБШ, фактор неідеальності та послідовний опір використовуючи лише одну ВАХ. Зокрема, увага сфокусована на 10 аналітичних методах, 2 чисельних методах та 4 еволюційних алгоритмах (диференційної еволюції (DE, differential evolution), оптимізації зграї частинок (PSO, particle swarm optimization), модифікованої штучної бджолиної сім'ї (MABC, modified artificial bee colony) та оптимізованого викладання та навчання (TLBO, teaching learning based optimization)).

## 4.2 Контрольні вольт–амперні характеристики

Досліджені методи були застосовані до наборів ВАХ, отриманих як експериментально, так і синтезованих штучно. В останньому випадку використовувалися як ідеальні характеристики, так і криві з певним рівнем шуму, який відзеркалював можливість наявності випадкових похибок вимірювань у реальних умовах.

### 4.2.1 Ідеальні синтезовані ВАХ

Переважно, для оцінки спроможності визначення параметрів структур МН за допомогою аналітичних [244–246, 248–251, 253, 254] та чисельних [261, 262]

методів, а також еволюційних алгоритмів [267,269,270] використовують структури на основі кремнію. Керуючись таким загальноприйнятым підходом, під час синтезу ВАХ вважалося, що використовуються кремнієвий ДШ. ВАХ були розраховані за допомогою рівняння (4.1), для розв'язку якого застосувався метод дихотомії [278, с. 158]. При цьому використовувалися значення  $A = 3,14 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$  та  $A^* = 112 \text{ А см}^{-2}\text{К}^{-2}$  (випадок  $n\text{-Si}$  [100]). Напруга змінювалась з кроком 0,01 В, струм вар'ювався в діапазоні  $10^{-9} \div 10^{-2}$  А.

Задача полягала у перевірці ефективності методів при різних значеннях параметрів і тому дані були синтезовані для діапазону температур від 130 до 330 К. В той же час, ми намагались синтезувати ВАХ, які близькі до характеристик реальних діодів. Тому температурні залежності  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$  та  $R_s$  були обрані, спираючись на наступні міркування. Як передбачено теорією [242] та спостережено на експерименті [279,280], для випадку однорідного контакту Шотки ВБШ має зменшуватись з підвищеннем температури, причому очікувана залежність подібна до температурної залежності ширини забороненої зони напівпровідника. Тому для апроксимації температурної залежності ВБШ використовувалося рівняння Варшні [281]

$$\Phi_b(T) = \Phi_b(0) - \frac{7,021 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 1108}, \quad (4.3)$$

причому вважалося, що ВБШ при нульовій температурі  $\Phi_b(0) = 0,75$  еВ. Температурна залежність фактору неідеальності нерідко описується співвідношенням

$$n_{id} = 1 + \frac{T_0}{T}, \quad (4.4)$$

де величина константи  $T_0$  для випадку кремнію знаходиться в діапазоні  $20 \div 50$  К [279,282–284]. Для синтезу ВАХ було використане значення  $T_0 = 35$  К. Температурна залежність послідовного опору може бути описана виразом [243,285,286]

$$R_s = R_{s0} \exp \left( \frac{E_a}{kT} \right), \quad (4.5)$$

де  $E_a$  – енергія активації легуючої домішки. В роботі були використані значення  $E_a = 0,044$  еВ (що відповідає домішковому атому фосфору) та  $R_{s0} = 0.25$  Ом.

Як наслідок, набір синтезованих для аналізу ВАХ складався з 21 кривої, які відповідали інтервалу температур  $130 \div 330$  К з кроком 10 К. При цьому

$\Phi_b$ ,  $n_{id}$  змінювались  $R_s$  від 0,740 до 0,697 еВ, від 1,27 до 1,11 та від 12,6 до 1,2 Ом, відповідно.

#### 4.2.2 Синтезовані ВАХ з випадковими похибками

Для того, щоб моделювати можливі випадкові похибки, які виникають під час вимірювань, та проаналізувати стійкість методів визначення параметрів до їх наявності, були також синтезовані набори ВАХ, в яких значення напруги та струму вибиралися з певним рівнем шуму. В цьому випадку напруга  $V_i$  та струм  $I_i$ , які відповідали  $i$ -й точці ВАХ вибиралися випадковим чином використовуючи розподіл Гауса. Тобто, густина ймовірності очікування певної величини напруги описувалася виразом

$$f(V_i, \bar{V}_i, \sigma_V) = \frac{1}{\sigma_V \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(V_i - \bar{V}_i)^2}{2\sigma_V^2} \right]. \quad (4.6)$$

При цьому середнє значення (сподівання) напруги  $\bar{V}_i$  змінювалося з кроком 0,01 В, середнє значення сили струму  $\bar{I}_i$  обчислювалося використовуючи рівняння (4.1) та  $\bar{V}_i$ . Стандартне відхилення (дисперсія) напруги  $\sigma_V$  вибиралася сталою для всього набору (21 криві) ВАХ. Стандартне відхилення сили струму  $\sigma_I$  залежало від величини сили струму  $\sigma_I = \sigma_I^\varepsilon \cdot \bar{I}_i$ , де постійна для набору ВАХ величина  $\sigma_I^\varepsilon$  — відносна дисперсія струму. Такий підхід відповідає достатньо поширеному на практиці випадку, коли відносні похибки вимірювання напруги та струму залишаються сталими для всієї ВАХ. Надалі для позначення синтезованих подібним чином ВАХ буде використовуватися термін "зашумлені синтезовані дані"(noisy synthetic data).

Різні набори синтезованих ВАХ відрізнялися значеннями  $\sigma_V$  та  $\sigma_I^\varepsilon$ . Фактично, для ідеальних синтезованих ВАХ  $\sigma_V = 0$  В and  $\sigma_I^\varepsilon = 0$ .

### 4.2.3 Експериментальні ВАХ

Досліджені методи були застосовані також до експериментально вимірюваних ВАХ кремнієвих структур SSDA, описаних в параграфі 5.1. Параметри ДШ визначались на основі характеристик, отриманих в інтервалі температур  $130 \div 330$  К, який співпадав з діапазоном синтезованих ВАХ.

### 4.3 Критерії точності методів

У випадку, коли методи застосовувалися для аналізу синтезованих ВАХ, проводилося оцінювання точності визначення параметрів. Зокрема, для кількісної оцінки точності кожного з методів використовувалися наступні величини. Наприклад, оцінювання визначення фактору неідеальності з однієї ВАХ  $\chi_n^q$  здійснювалося за допомогою виразу

$$\chi_n^q = \left( \frac{n_{\text{id},ext} - n_{\text{id},ac}}{n_{\text{id},ac}} \right)^2, \quad (4.7)$$

де  $n_{\text{id},ext}$  — значення, отримане в результаті застосування методу,  $n_{\text{id},ac}$  — точне значення, яке використовувалося під час синтезу ВАХ.

Точність визначення  $n_{\text{id}}$  на всьому наборі ВАХ  $\varepsilon_n$  обчислювалася наступним чином:

$$\varepsilon_n = \sqrt[2N_{IV}]{} \prod_{i=1}^{N_{IV}} \chi_{n,i}^q, \quad (4.8)$$

де  $N_{IV}$  — загальна кількість ВАХ у наборі. Зауважимо, що  $\varepsilon_n$  — це квадратних корінь з середньо-геометричного значення  $\chi_n^q$ . Для оцінювання точності визначення ВБШ та послідовного опору з однієї ВАХ використовувалися величини  $\chi_{\Phi}^q$  та  $\chi_R^q$ , а для набору ВАХ —  $\varepsilon_{\Phi}$  and  $\varepsilon_R$ , для розрахунку яких використовувалися вирази, аналогічні (4.7) та (4.8), відповідно.

## 4.4 Методи визначення параметрів ДШ

### 4.4.1 Аналітичні методи

Модифікований метод Норда [244, 245, 258, 287] базується на використанні допоміжної функції

$$F(V) = \frac{V}{\gamma_N} - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I(V)}{AA^*T^2} \right), \quad (4.9)$$

де  $\gamma_N$  — довільна константа, яка має бути більша, ніж фактор неідеальності. При цьому величини ВБШ та послідовного опору визначаються за допомогою співвідношень

$$\Phi_b = F(V_{min}) + \frac{\gamma_N - n_{id}}{n_{id}} \left( \frac{V_{min}}{\gamma_N} - \frac{kT}{q} \right), \quad (4.10)$$

$$R_s = \frac{(\gamma_N - n_{id})kT}{qI_{min}}, \quad (4.11)$$

де  $F(V_{min})$  та  $V_{min}$  — це координати точки мінімуму залежності  $F(V)$  від  $V$ ;  $I_{min}$  — струм, який на ВАХ відповідає  $V_{min}$ .

Необхідно підкреслити, що згідно з цим методом, значення  $n_{id}$  має бути відомим. Як наслідок, при застосування метода Норда до синтезованих та експериментальних ВАХ, використовувалися величини  $n_{id,ac}$  та значення, отримане з використанням методу МАВС, відповідно.

Крім того, для випадку  $R_s < 5$  Ом, мінімум функції Норда  $F(V)$ , побудованої на основі ВАХ в діапазоні струмів до  $10^{-2}$  А, не спостерігався взагалі. Тому при застосуванні цього методу, так і методу Бохліна (описаного нижче), використовувалися набори ВАХ, синтезовані в більш широкому струмовому діапазоні, від  $10^{-9}$  до  $10^{-2}$  А.

Нарешті, проведені розрахунки показали, що точність методу Норда залежить від вибраної величини  $\gamma_N$ . Відповідні залежності наведено на Рис. 4.1. Зокрема показано, що похибка визначення  $\Phi_b$  збільшується зі зростанням  $\gamma_N$  як для випадку ідеальних синтезованих ВАХ, так і при використанні зашумлених даних. В той же час, похибка визначення  $R_s$  зменшується зі зростанням

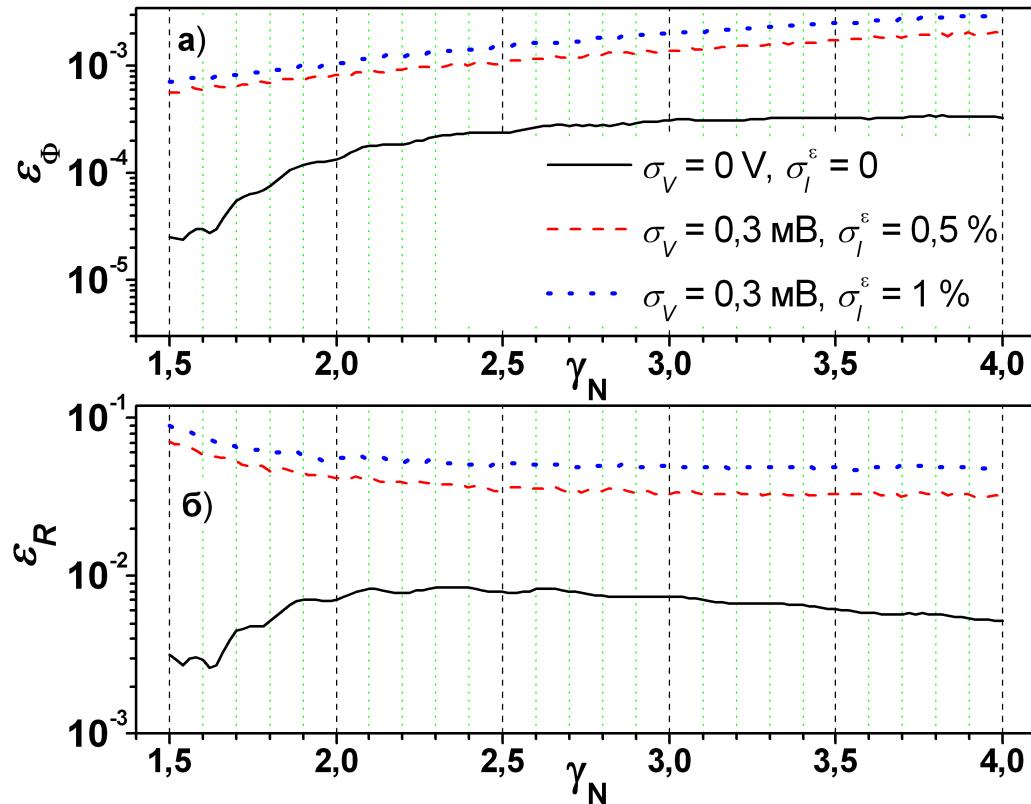


Рис. 4.1 – Залежності точності визначення  $\Phi_b$  (а) та  $R_s$  (б) від величини  $\gamma_N$ . при застосуванні метода Норда до набору ідеальних синтезованих ВАХ (суцільні лінії) та зашумлених даних (штрихові лінії).

γ<sub>N</sub> при γ<sub>N</sub> < 2 і залишається сталою при γ<sub>N</sub> > 2,5 для зашумлених даних; б) немонотонно залежить від γ<sub>N</sub> для ідеальних синтезованих ВАХ. Враховуючи виявлені суперечливі тенденції для мінімізації похибки методу Норда при отриманні наведених надалі даних використовувалося значення γ<sub>N</sub> = 1,8.

Для позначення результатів, отриманих з використанням методу Норда, використовується мітка «Norde».

J. Werner [246] показав, що за умови коли падіння напруги в області бар'ру  $V_d = (V - IR_s) \gg nkT/q$ , то

$$\frac{(dI/dV)}{I} = \frac{q}{nkT} \left[ 1 - R_s \left( \frac{dI}{dV} \right) \right]. \quad (4.12)$$

Рівняння (4.12) показує, що графік залежності  $(dI/dV)/I$  від  $(dI/dV)$  має бути прямою лінією, причому її нахил та точка перетину з вертикальною віссю визначаються  $R_s$  and  $n_{id}$ .

На жаль, даний метод дозволяє визначити лише два параметри ДШ. Для оцінки величини ВБШ була використана наступна процедура. Спираючись на

визначене значення  $R_s$ , експериментальна або синтезована ВАХ корелювалася і проводилась побудова залежності  $\ln I$  від  $V_d$ . Після цього проводилася апроксимація отриманої залежності лінійною функцією за методом найменших квадратів [278, с. 67] в діапазоні  $V_d > 3kT/q$ . Необхідно підкреслити, що під час апроксимації нахил кривої може розглядатися або як незалежна величина, яка обчислюється, або як відома величина, що визначається попередньо визначеним (під час апроксимації функції (4.12)) значенням  $n_{id}$ . В роботі розглянуто обидва випадки. Якщо величини  $R_s$  and  $n_{id}$  визначались шляхом лінійної апроксимації функції (4.12), а  $\Phi_b$  — як перетин залежності  $\ln I = f(V_d)$  при відомому нахилі, то використовується позначення «Werner». Якщо ж лише  $R_s$  визначається за допомогою функції Вернера (4.12), а  $\Phi_b$  and  $n_{id}$  обчислюються потім із залежності  $\ln I = f(V_d)$ , то використовується позначення «Werner\*». Подібний підхід до позначень отриманих результатів (із зірочкою та без неї) належно від того, скільки незалежних величин використовується при апроксимації скорельованих відповідно до визначеного раніше значення послідовного опору ВАХ) використовуються і для інших методів, детальніше описаних нижче.

R. Cibils та R. Buitrago [251] запропонували використовувати допоміжну функцію у вигляді

$$F_a(V) = V - V_a \ln I, \quad (4.13)$$

де  $V_a$  практично довільне значення напруги,  $V_a \geq 99,5I_sR_s + n_{id}kT/q$ . Якщо  $I_{min,a}$  — це значення струму, яке відповідає напрузі  $V_{min}$ , при якій спостерігається мінімум функції  $F_a(V)$ , то залежність  $I_{min,a}$  від  $V_a$  має бути [251] лінійною:

$$I_{min,a} = (V_a - n_{id}kT/q)/R_s. \quad (4.14)$$

В роботі при побудові сімейства допоміжних функцій згідно з виразом (4.13), використовувалися значення  $V_a$  в діапазоні від 0,035 В до максимального значення напруги для даної ВАХ. Крок зміни  $V_a$  дорівнював 1 мВ. Отримані результати позначені міткою «Cibils».

A. Kaminski зі співавторами [254] запропонували два методи. Перший з них використовує допоміжну функцію, яка будується з використанням інтегрування ВАХ. Так, ордината та абсциса  $j$ -ої точки допоміжного графіку

розраховуюся як

$$Y_j = \frac{1}{I_j - I_1} \int_{V_1}^{V_j} I dV \quad \text{and} \quad X_j = \frac{I_j + I_1}{2}, \quad (4.15)$$

де  $V_i$  та  $I_i$  — це координати  $i$ -ої точки ВАХ,  $i \in (1, \dots, N_p)$ ,  $j \in (2, \dots, N_p)$ . Згідно з цим методом очікується, що залежність  $Y$  від  $X$  має бути лінійною, причому

$$Y = n_{\text{id}} kT/q + R_s X. \quad (4.16)$$

Тобто, лінійна апроксимація допоміжної функції дозволяє визначити  $R_s$  та  $n_{\text{id}}$ .

В роботі лінійна апроксимація здійснювалась за допомогою методу найменших квадратів. Чисельне інтегрування ВАХ здійснювалось за методом трапецій [278, с. 98]. Отримані результати позначені мітками «Kaminski I» та «Kaminski\* I».

У другому методі, розглянутому в роботі [254], також використовується допоміжна функція  $Y$  від  $X$ , проте

$$Y_k = \frac{\ln(I_j/I_i)}{I_j - I_i} \quad \text{and} \quad X_k = \frac{V_j - V_i}{I_j - I_i}, \quad (4.17)$$

$i \in (1, \dots, N_p - 1)$ ,  $j \in (i + 1, \dots, N_p)$ ,  $k \in (1, \dots, N_p(N_p - 1)/2)$ . Отримана таким чином залежність має бути прямолінійною:

$$Y = q(-R_s + X)/n_{\text{id}} kT. \quad (4.18)$$

Отримані за допомогою даного підходу результати позначені мітками «Kaminski II» та «Kaminski\* II».

У методі, запропонованому в роботі [250], використовуються дві функції Норда, побудовані з використанням двох різних значень  $\gamma_N$ :

$$\begin{aligned} F_1(V) &= V/\gamma_1 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2), \\ F_2(V) &= V/\gamma_2 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2). \end{aligned} \quad (4.19)$$

Передбачено, що параметри ДШ визначаються за допомогою спiввiдношень

$$n_{\text{id}} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\gamma_1 I_{\min,2} - \gamma_2 I_{\min,1}}{I_{\min,2} - I_{\min,1}} + \frac{V_{\min,1} - V_{\min,2} + (\gamma_2 - \gamma_1)kT/q}{F_2(V_{\min,2}) - F_1(V_{\min,1}) - V_{\min,2}/\gamma_2 + V_{\min,1}/\gamma_1} \right], \quad (4.20)$$

$$R_s = \frac{kT}{2q} \left[ \frac{\gamma_1 - n_{\text{id}}}{I_{\min,1}} + \frac{\gamma_2 - n_{\text{id}}}{I_{\min,2}} \right], \quad (4.21)$$

$$\Phi_b = \frac{1}{2} \left[ F_1(V_{\min,1}) + \frac{(\gamma_1 - n_{\text{id}})(qV_{\min,1} - \gamma_1 kT)}{\gamma_1 q n_{\text{id}}} + F_2(V_{\min,2}) + \frac{(\gamma_2 - n_{\text{id}})(qV_{\min,2} - \gamma_2 kT)}{\gamma_2 q n_{\text{id}}} \right]. \quad (4.22)$$

де  $[F_1(V_{\min,1}), V_{\min,1}]$  та  $[F_2(V_{\min,2}), V_{\min,2}]$  — це координати мiнiмumiv функцiй  $F_1(V)$  вiд  $V$  та  $F_2(V)$  вiд  $V$ , вiдповiдно;  $I_{\min,1}$  та  $I_{\min,2}$  — значення струму, якi вiдповiдають на ВАХ значенням напруги  $V_{\min,1}$  та  $V_{\min,2}$ , вiдповiдно.

Проведенi чисельнi дослiдження показали, що, як i в методi Норда, в цьому випадку точнiсть вiзначення параметрiв залежить вiд вибору величин  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$ . Отриманi результати приведенi на Рис. 4.2. Зокрема виявлено, що похибка екстрагування параметрiв зростає при збiльшеннi модуля рiзницi параметрiв  $|\gamma_1 - \gamma_2|$ . З метою мiнiмiзацiї помилок методу в подальшому наведенi результати, отриманi при використаннi величин  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ . Отриманi результати позначенi мiткою «Bohlin».

В роботi [249] для вiзначення параметрiв ДШ запропоновано використовувати масив функцiй  $\{F_L(I)\}$ :

$$F_L(I) = V(I) - V_a \ln I, \quad (4.23)$$

де  $V_a$  — це довiльне значення напруги. Кожна з функцiй  $F_L(I)$  має бути апроксимована залежнiстю

$$y(I) = c_1 + c_2 I + c_3 \ln I \quad (4.24)$$

та параметри  $c_1$ ,  $c_2$  та  $c_3$  мають бути вiзначенi. Тодi очiкується [249], що при  $V > 3kT/q$ , залежнiсть  $I_a = -c_3/c_2$  вiд  $V_a$  має бути лiнiйною:

$$I_a(V_a) = (-n_{\text{id}}kT/q + V_a)/R_s, \quad (4.25)$$

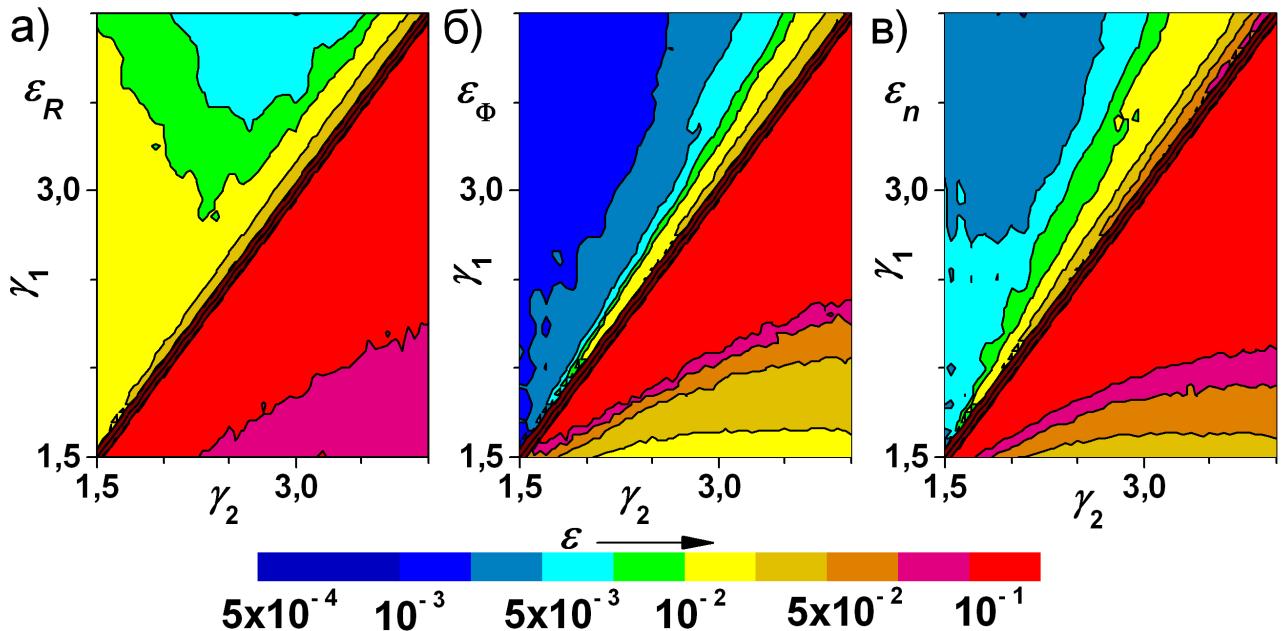


Рис. 4.2 – Залежності точностей визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{\text{id}}$  (в) від величини параметрів  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$  при застосуванні метода Бохліна. Наведено результати, отримані для наборів ідеальних ( $\sigma_V = 0$  В,  $\sigma_I^\varepsilon = 0$ ) синтезованих ВАХ (область  $\gamma_1 > \gamma_2$ ) та зашумлених ( $\sigma_V = 0,3$  мВ,  $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$ ) даних (область  $\gamma_2 > \gamma_1$ ).

що дозволяє визначити послідовний опір та фактор неідеальності. В свою чергу,  $\Phi_b$  може бути розрахований [249] за допомогою виразу

$$\Phi_b = c_3/n_{\text{id}} + kT/q \cdot \ln(AA^*T^2). \quad (4.26)$$

В роботі при застосуванні даного методу використовувалися значення  $V_a$  починаючи з 40 мВ з кроком 20 мВ; апроксимація  $F_L(I)$  здійснювалась за методом найменших квадратів. Отримані дані позначені міткою «Lee».

В роботі Д. Громова та В. Пугачевича [248] розглянуто два можливі шляхи визначення параметрів ДШ. Згідно з першим з них, залежність напруги від струму може бути апроксимована виразом (4.24) причому

$$R_s = c_2, \quad (4.27)$$

$$n_{\text{id}} = (c_3q)/(kT), \quad (4.28)$$

$$\Phi_b = [c_1/c_3 + \ln(AA^*T^2)] kT/q. \quad (4.29)$$

Другий шлях полягає у тому, що вираз (4.24) застосовується до апроксимації функції Норда з  $\gamma_N = 2$ :

$$F(I) = V(I)/2 - kT/q \cdot \ln(I/AA^*T^2). \quad (4.30)$$

В цьому випадку [248]

$$R_s = 2c_2, \quad (4.31)$$

$$n_{\text{id}} = (2c_3q)/(kT) + 2, \quad (4.32)$$

$$\Phi_b = \frac{2c_1}{n_{\text{id}}} + \frac{(2 - n_{\text{id}})kT}{n_{\text{id}}q} \ln(AA^*T^2). \quad (4.33)$$

Застосування методів показало, що обидва підходи приводять до абсолютно однакових результатів. Більше того, визначені значення параметрів дуже близькі до даних, які отримані за однакових початкових умов при використанні методу, описаного в роботі [249] та згаданого трохи вище. Тобто ці методи не є незалежними.

З іншого боку, проведені оцінки показали, що точність визначення параметрів за допомогою цих методів залежить від діапазону вихідної ВАХ, який використовується для побудови допоміжної функції, яка потім апроксимується залежністю (4.24). Так, на Рис. 4.3 наведено залежності похибок екстрагованих параметрів від початкового значення діапазону напруг, в якому проводилась апроксимація. Видно, що для ідеальних ВАХ точність підвищується при звуженні використаного діапазону. Водночас, для зашумлених даних спостерігається екстремальне значення точності при певних значеннях ширини діапазону. Причому ширина та положення діапазону, при якому точність визначення параметрів найбільша, залежить від рівня шуму.

У зв'язку з цим, для покращення ефективності роботи методів Громова та Лі, пропонується використовувати спеціальну адаптивну процедуру вибору діапазону побудови допоміжної функції. Вона полягає в тому, що параметрів визначаються для всіх можливих діапазонів, кількість яких залежить від кількості точок вихідної ВАХ. Після цього для кожного отриманого набору параметрів обчислюється величина  $\theta = \sum_{i=1}^{N_p} [1 - I_{\text{calc}}(V_i)/I_i]^2$ , де  $I_{\text{calc}}(V_i)$  розраховується з використанням виразів (4.1) та (4.2). Найкращим за точністю вважається той набір параметрів, для якого спостерігається мінімум величини  $\theta$ .

Зрозуміло, що подібна адаптивна процедура збільшує час, необхідних для визначення параметрів ДШ через необхідність багатократного повторення застосування методу Громова (Лі) та додаткових розрахунків. Проте, з іншого боку,

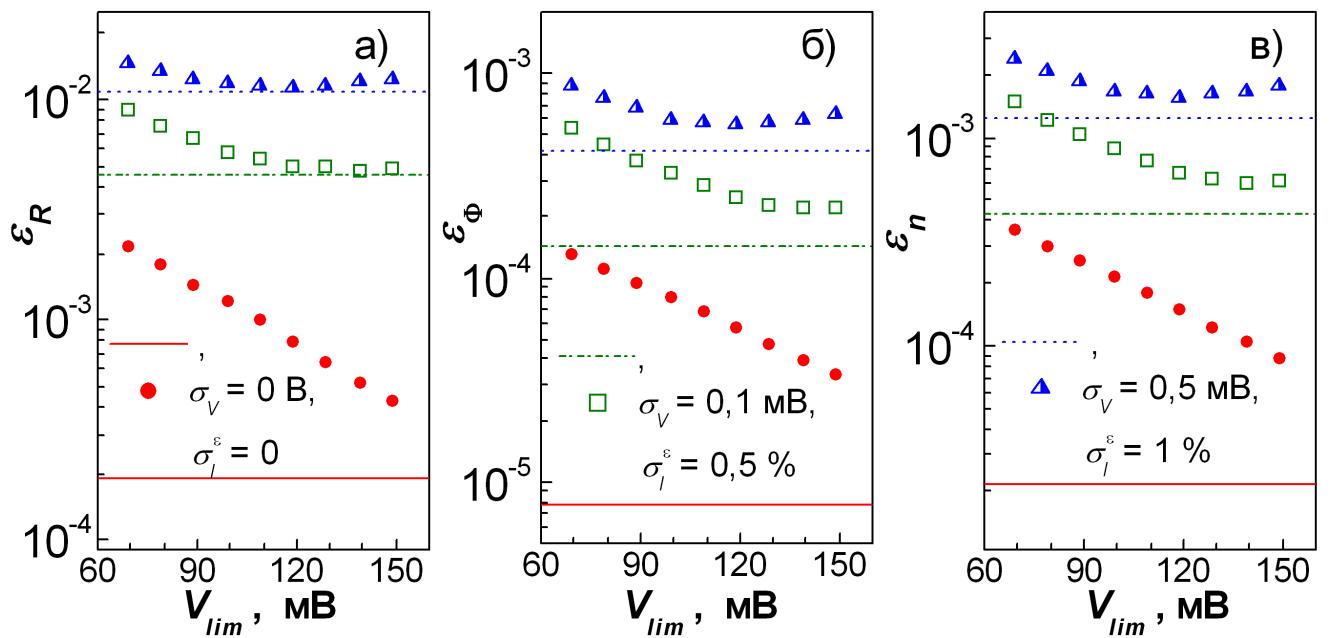


Рис. 4.3 — Залежності точності визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{id}$  (в) при використанні методу Громова. Наведено результати, отримані при апроксимуванні залежностю (4.24) допоміжної функції, побудованої на основі ділянки ВАХ в діапазоні напруг від  $V_{lim}$  до максимально значення.

Горизонтальні лінії вказують похибки значень параметрів ДШ, які отримані при використанні адаптивної процедури (див. текст). Представлені результати, отримані при застосуванні методу до ідеальних синтезованих ВАХ (заповнені кружечки, суцільні лінії) та зашумлених даних з  $\sigma_V = 0,1$  мВ та  $\sigma_I^\epsilon = 0,5\%$  (незаповнені квадрати, штрих–пунктирні лінії) та з  $\sigma_V = 0,5$  мВ та  $\sigma_I^\epsilon = 1\%$  (напівзаповнені трикутники, пунктирні лінії)

ця процедура може бути автоматизована, а також дозволяє підвищити точність — див. лінії на Рис. 4.3.

Нижче представлені результати застосування методу Громова з використанням запропонованої адаптивної процедури. Отримані дані позначені міткою «Gromov». Різниця між ними та позначеними міткою «Lee» визначає, фактично, доцільність запропонованої процедури.

В роботі [247] запропоновано визначати параметри ДШ шляхом побудови залежностей функцій  $H(V)$

$$H(I) = V - \frac{n_{id}kT}{q} \ln \left( \frac{I}{AA^*T^2} \right). \quad (4.34)$$

та  $dV/d(\ln I)$  від сили струму. За умови  $V_d > 3kT/q$  ці залежності мають бути лінійними, причому

$$\frac{dV}{d \ln I} = R_s I + n_{\text{id}} kT/q, \quad (4.35)$$

$$H(I) = n_{\text{id}} \Phi_b + IR_s. \quad (4.36)$$

При застосуванні методу спочатку визначаються  $R_s$  та  $n_{\text{id}}$  на основі рівняння (4.35), а потім  $\Phi_b$ , використовуючи вираз (4.36) та обчислене на попередньому кроці значення  $n_{\text{id}}$ . Отримані результати позначені міткою «Chung».

Ще одним методом, де використовуються диференційні коефіцієнти ВАХ, є запропонований в роботі [253]. В цьому випадку все починається з обчислення функції  $\alpha(V)$ :

$$\alpha(V) = d(\ln I)/d(\ln V). \quad (4.37)$$

Визначення параметрів відбувається з використанням співвідношень

$$R_s = \frac{V_{\max}}{\alpha_{\max}^2 I_{\max}}, \quad (4.38)$$

$$n_{\text{id}} = \frac{qV_{\max}(\alpha_{\max} - 1)}{\alpha_{\max}^2 kT}, \quad (4.39)$$

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \left[ \alpha_{\max} + 1 - \ln \left( \frac{I_{\max}}{AA^* T^2} \right) \right]. \quad (4.40)$$

де  $\alpha_{\max}$  та  $V_{\max}$  це координати максимуму залежності  $\alpha$  від  $V$ ;  $I_{\max}$  — сила струму, яка відповідає напрузі  $V_{\max}$ .

Зauważимо, що однією з необхідних властивостей методу, які використовуються для обчислення параметрів пристройів з набору ВАХ, отриманих за різних умов, є можливість його застосування в автоматичному режимі. В цьому випадку один з найпоширеніших варіантів пошуку екстремуму полягає у знаходженні нулів похідної. Як видно з виразів (4.37)–(4.40), для даного методу це означає необхідність проведення процедури чисельного знаходження другої похідної ВАХ.

Рис. 4.4(а) показує, що при використанні експериментальних ВАХ чи зашумлених даних чисельне диференціювання викликає появу багаточисленних локальних екстремумів на залежності функції  $\alpha$  від  $V$ . Ці екстремуми заважають автоматичному виявленню точки максимуму через наявність багатьох нульових точок на залежності  $d\alpha/dV$  від  $V$  — див. Рис. 4.4(б). З метою подолання цих

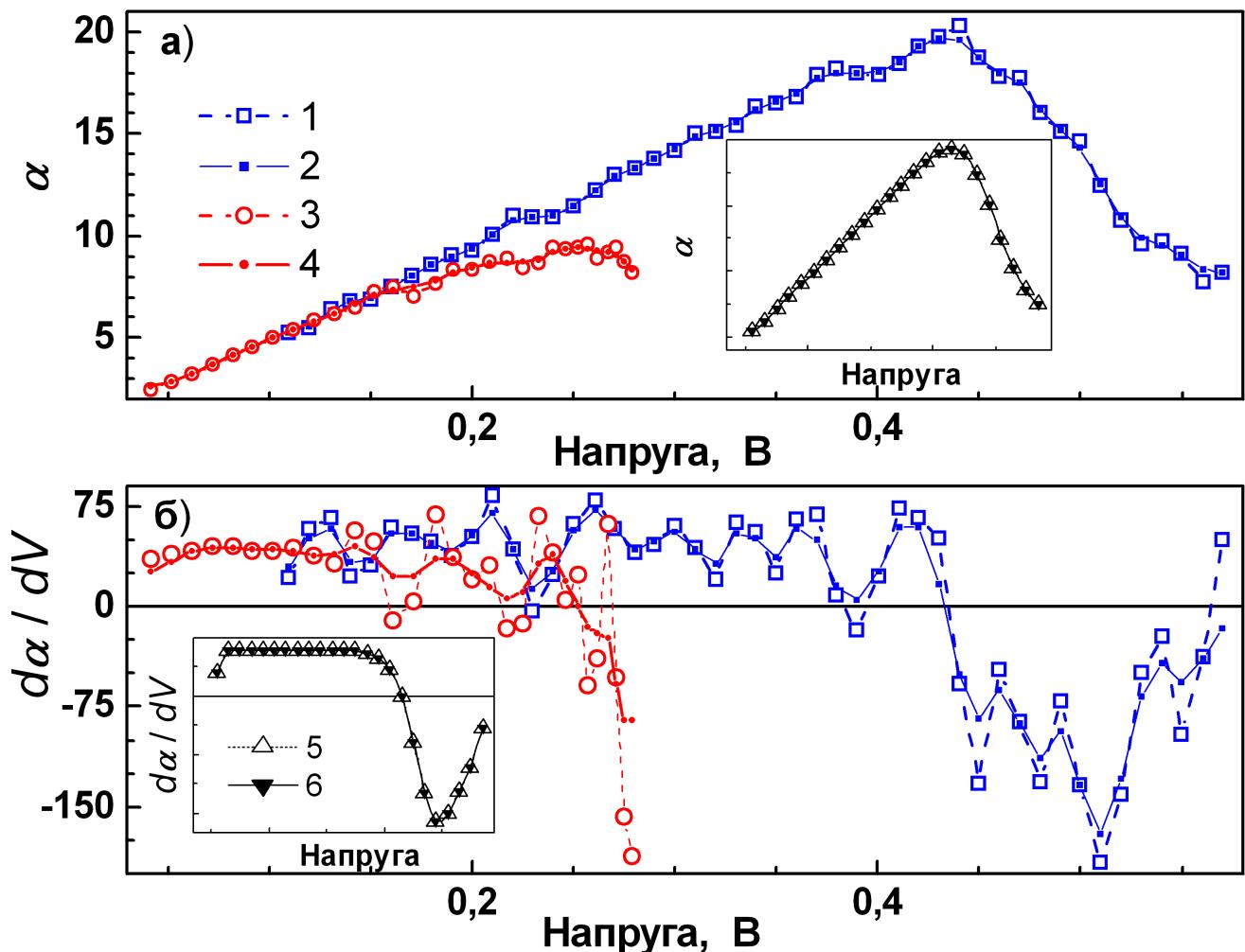


Рис. 4.4 – Залежності функції (4.37) (а) та її похідної (б) від напруги. Наведено графіки для зашумлених даних ( $\sigma_V = 0,3$  мВ,  $\sigma_I^\varepsilon = 1\%$ , криві 1 та 2), для експериментально вимірюваних ВАХ (криві 3 та 4) та для ідеальних синтезованих ВАХ (вставка, криві 5 та 6) до (1, 3, 5) та після (2, 4, 6) запропонованої обробки.

труднощів, в роботі запропоновано проводити спеціальну 2-стадійну процедуру обробки даних. А саме, на першій стадії обробки до отриманої з ВАХ залежності  $\alpha$  від  $V$  пропонується застосовувати 3–точковий медіанний фільтр, після чого, на другій стадії, проводити згладжування. І лише після цього, проводити визначення положення максимуму, знаходження величин  $\alpha_{max}$ ,  $V_{max}$  та  $I_{max}$  і розрахунок величин параметрів ДШ. Дані на Рис. 4.4 показують, що запропонована процедура обробки дійсно зменшує вплив побічних максимумів та дозволяє покращити точність методу. Згладжування здійснюється завдяки усередненню по трьом сусіднім точкам з ваговими коефіцієнтами, які визначаються розподілом Гаусса з дисперсією, рівною 0,6.

Надалі наведено результати, позначені міткою «Mikhelashvili» та отримані з використанням зазначеної процедури обробки.

#### 4.4.2 Чисельні методи

Надалі також наведені результати отримані при використанні стандартного методу найменших квадратів зі статистичними ваговими коефіцієнтами [278, с. 67]. В цьому випадку параметри визначались шляхом мінімізації квадратичної форми

$$S(I_s, n_{\text{id}}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} [I_i - I_{\text{calc}}(V_i, I_s, n_{\text{id}}, R_s)]^2, \quad (4.41)$$

де  $I_{\text{calc}}$  — значення сили струму, отримане при інтерполяції. При мінімізації шукається розв'язок системи рівнянь, отриманих з умов  $\partial S / \partial I_s = 0$ ,  $\partial S / \partial n_{\text{id}} = 0$  та  $\partial S / \partial R_s = 0$ . Пошук розв'язку цієї системи нелінійних рівнянь проводився за допомогою методу покоординатного градієнтного спуску [278, с. 231]. Як критерій зупинки ітераційного процесу було вибрано умову  $| (S_j - S_{j+1}) / S_j | < 10^{-12}$ , де  $S_j$  — це значення квадратичної форми на  $j$ -му кроці ітерації. Початкове наближення величини  $R_s$  обчислювалося шляхом визначення перетину з координатною віссю залежності  $(dV/dI)/I$  від  $1/I$ , побудованої з використанням останніх п'яти точок ВАХ. Початкові наближення  $I_s$  та  $n_{\text{id}}$  отримувалися шляхом лінійної апроксимації залежності  $\ln I$  від  $V_d$ , причому для визначення останньої величини використовувалися початкове наближення  $R_s$ .

Було розглянуто два варіанти методу найменших квадратів. В першому з них для обчислення  $I_{\text{calc}}$  використовувався вираз (4.1), тобто квадратична форма мала вигляд

$$S(I_s, n_{\text{id}}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} \left[ I_i - I_s \left\{ \exp \left[ \frac{q(V_i - I_i R_s)}{n_{\text{id}} k T} \right] - 1 \right\} \right]^2. \quad (4.42)$$

Отримані внаслідок мінімізації функції (4.42) результати позначені міткою «Ordinary LS».

В другому випадку при побудові квадратичної форми використовувалася  $W$ -функція Ламберта. За визначенням, функція  $W$  є розв'язком рівняння  $z = W(z) \cdot \exp(W(z))$ , ії значення обчислюються за допомогою ряду [266]. Згідно з результатами, представленими в роботі [264], явний розв'язок трансцендентного рівняння (4.1) може бути виражений за допомогою основної гілки функції Ламберта, причому у випадку нехтування впливом шунтуючого опору він має вигляд

$$I(V) = \frac{n_{\text{id}}kT}{qR_s} W \left\{ \frac{qR_s}{n_{\text{id}}kT} \exp \left[ \frac{q(V + R_s I_s)}{n_{\text{id}}kT} \right] \right\} + I_s. \quad (4.43)$$

Тобто, квадратична форма може бути записана у вигляді

$$S(I_s, n_{\text{id}}, R_s) = \sum_{i=1}^{N_p} I_i^{-1} \left[ I_i - \frac{n_{\text{id}}kT}{qR_s} W \left\{ \frac{qR_s}{n_{\text{id}}kT} \exp \left[ \frac{q(V_i + R_s I_s)}{n_{\text{id}}kT} \right] \right\} - I_s \right]^2, \quad (4.44)$$

Результати, отримані при мінімізації форми (4.44), позначені міткою «Lambert LS».

#### 4.4.3 Еволюційні алгоритми

Еволюційні алгоритми – це клас обчислювальних оптимізаційних моделей, які при своїй побудові та реалізації імітують поведінку живої природи. При своїй роботі вони оперують наборами (популяціями)  $P$  можливих розв'язків  $\vec{X}$ :  $P = \{\vec{X}_k\}$ ,  $k \in (1, \dots, N_S)$ , де  $N_S$  – це загальна кількість розв'язків у популяції. Кожен із розв'язків (претендентів на звання остаточного розв'язку) є вектором, що складається з дійсних чисел:  $\vec{X}_k = \{x_{k,i}\}$ ,  $i \in (1, \dots, N_D)$ , де  $N_D$  дорівнює загальній кількості параметрів, які потрібно оптимізувати. В нашому випадку  $N_D = 3$ ,  $\vec{X} = \{R_s, n_{\text{id}}, \ln I_s\}$ .

Перед початком оптимізаційного процесу створюється початкова популяція. Зазвичай початкові значення параметрів вибираються випадковим чином з інтервалу  $[\vec{X}^L, \vec{X}^H]$ :

$$x_{k,i,0} = x_i^L + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), \quad (4.45)$$

де  $r_{[0,1]}$  — випадкове число, рівномірно розподілене на інтервалі  $[0,1]$ ,  $\overrightarrow{X}^L = \{x_i^L\}$  та  $\overrightarrow{X}^H = \{x_i^H\}$  — нижня та верхня границі простору, де шукаються розв'язки, відповідно. В даній роботі проводився пошук у просторі, границі якого задані наступним чином:  $R_s \in [0, 50]$  Ом,  $n_{id} \in [1, 2]$ ,  $I_s \in [10^{-26}, 10^{-2}]$  А.

На кожному кроці ітерації а) проводиться трансформація кожного з розв'язків:  $\{\overrightarrow{X}_{k,j-1}\} \rightarrow \{\overrightarrow{X}_{k,j}\}$ ,  $j \in (1, \dots, N_{it})$ ,  $N_{it}$  — максимальна кількість ітерацій; процедура трансформації залежить від конкретного алгоритму і описана далі; б) розраховується значення функції придатності (або цільової функції)  $Fit(\overrightarrow{X}_{k,j})$  для кожного  $k$ -го розв'язку. Оптимальним для  $j$ -го ітераційного кроку розв'язком  $\overrightarrow{X}_j^{opt}$  вважається той, для якого значення функції придатності мінімальне:  $Fit(\overrightarrow{X}_j^{opt}) = \min \{Fit(\overrightarrow{X}_{k,j})\}$ . Кінцевим результатом вважається  $\overrightarrow{X}_{N_{it}}^{opt}$ .

В даній роботі використовувалася цільова функція у вигляді суми квадратів відносних похибок апроксимації кожної з точок ВАХ

$$Fit = \sum_{i=1}^{N_p} \left\{ 1 - \frac{I_s}{I_i} \left[ \exp \left( \frac{q(V_i - I_i R_s)}{nkT} \right) - 1 \right] \right\}^2. \quad (4.46)$$

$N_{it}$  визначалося умовою збіжності розв'язку.

Метод диференційної еволюції імітує процеси природного відбору і використовує процеси диференційної мутації та випадкового схрещування. У термінології даного алгоритму кожен з розв'язків називається особою, а послідовність дій на  $j$ -му ітераційному кроці має наступний вигляд [103, 104]:

- Мутація. Для кожного вектору  $\overrightarrow{X}_{k,j-1}$  генерується вектор мутації  $\overrightarrow{M}_{k,j}$

$$\overrightarrow{M}_{k,j} = \overrightarrow{X}_{r_1,j-1} + F_{sc} \cdot \left( \overrightarrow{X}_{r_2,j-1} - \overrightarrow{X}_{r_3,j-1} \right), \quad (4.47)$$

де  $r_1, r_2, r_3 \in (1, \dots, N_S)$  вибираються випадковим чином і мають відрізнятися від індексу  $k$ .  $F_{sc} \in [0, 2]$  — дійсна стала величина, що називається масштабним коефіцієнтом.

- Схрещування. Формується пробний вектор  $\overrightarrow{U}_{k,j}$

$$u_{k,i,j} = \begin{cases} m_{k,i,j}, & \text{if } r_{[0,1]} \leq CR \text{ or } i = r_4 \\ x_{k,i,j-1}, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.48)$$

причому випадкова величина  $r_4 \in (1, \dots, N_D)$  забезпечує наявність в  $\overrightarrow{U}_{k,j}$  хоча б одного елемента з  $\overrightarrow{M}_{k,j}$ ; константа  $CR \in [0, 1]$  називається темп

схрещування. Спираючись на результати, представлені в [269], в даній роботі в даній роботі були використана штрафна функція, яка запобігає виходу розв'язків за межі пошукового простору. А саме, будь-який параметр, значення якого перевищувала допустимі межі, замінювався випадковою величиною згідно з

$$u_{k,i,j} = \begin{cases} u_{k,i,j} - r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), & \text{if } u_{k,i,j} > x_i^H \\ u_{k,i,j} + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L), & \text{if } u_{k,i,j} < x_i^L. \end{cases} \quad (4.49)$$

- Відбір.

$$\overrightarrow{X}_{k,j} = \begin{cases} \overrightarrow{U}_{k,j}, & \text{if } Fit(\overrightarrow{U}_{k,j}) < Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}) \\ \overrightarrow{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (4.50)$$

Користуючись результатами, представленими в [103], були вибрані значення  $F_{sc} = 0,8$ ,  $CR = 0,3$  та  $N_S = 8N_D = 24$ . Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 600$ . Отримані результати позначені міткою «DE».

Розвиток методу оптимізації зграї частинок пов'язаний зі спостереженням соціальної поведінки тварин на кшталт зграї птахів чи риб. У термінології алгоритму PSO розв'язки називаються частинками, які летять (чи плавають) і гіперпросторі параметрів. На  $j$ -му ітераційному кроці виконуються наступні дії [267]:

- Визначається найкраще положення  $\overrightarrow{X}_{k,j}^{best}$  дляожної з частинок:

$$\overrightarrow{X}_{k,j}^{best} = \begin{cases} \overrightarrow{X}_{k,j-1}^{best}, & \text{if } Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}^{best}) \geq Fit(\overrightarrow{X}_{k,j-1}^{best}) \\ \overrightarrow{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (4.51)$$

- Визначається глобально найкраща позиція  $\overrightarrow{B}_j$  серед всіх частинок зграї:

$$\overrightarrow{B}_j = \min\{Fit(\overrightarrow{X}_{1,j}^{best}), \dots, Fit(\overrightarrow{X}_{N_S,j}^{best})\}. \quad (4.52)$$

- Вектор швидкості кожної частинки змінюється відповідно до наступного виразу

$$\begin{aligned} v_{k,i,j} &= w_j v_{k,i,j-1} + l_1 r_{[0,1],1} \cdot (x_{k,i,j}^{best} - x_{k,i,j-1}) + \\ &\quad l_2 r_{[0,1],2} \cdot (b_{i,j} - x_{k,i,j-1}), \end{aligned} \quad (4.53)$$

де  $l_1$  та  $l_2$  називаються коефіцієнти навчання,  $w_j$  — інерційна маса. У даній роботі, використано підхід лінійного збільшення маси:

$$w_j = w_{max} - j(w_{max} - w_{min})/N_{it}, \quad (4.54)$$

де  $w_{max}$  та  $w_{min}$  — початкова та кінцева маси, відповідно. Після цього швидкість кожної з частинок оновлюється з використанням наступного виразу:

$$v_{k,i,j} = \begin{cases} v_i^{max}, & \text{if } v_{k,i,j} > v_i^{max} \\ -v_i^{max}, & \text{if } v_{k,i,j} < -v_i^{max} \\ v_{k,i,j}, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (4.55)$$

де константа  $\vec{v}^{max}$  призначена стримувати надлишкові блукання частинок. Зазвичай [267]  $\vec{v}^{max}$  вибирається рівним максимально можливому відхиленню даної частинки в певному напрямі.

- Кожна частинка переміщується у нове положення:

$$\vec{X}_{k,j} = \vec{v}_{k,j} + \vec{X}_{k,j-1}, \quad (4.56)$$

Згідно з даними роботи [267], було використано наступні значення параметрів:  $l_1 = l_2 = 2$ ,  $w_{max} = 0,9$ ,  $w_{min} = 0,4$  та  $N_S = 15N_D = 45$ . Крім того, при розрахунках вважалося, що початкові швидкості  $\vec{v}_{k,0} = 0$ . Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 700$ . Отримані результати позначені міткою «PSO».

Алгоритм методу модифікованої штучної бджолиної сім'ї базується на поведінці рою медоносних бджіл, пов'язаній з пошуком їжі. Бджоли поділяються на три категорії: носії, спостерігачі та розвідники. Носії експлуатують свої джерела їжі та взаємодіють зі спостерігачами. Спостерігачі очікують у вулику та вирішують яке з джерел їжі експлуатувати. Розвідники проводять пошуки нових джерел їжі навколо вулика. Кількість носіїв та спостерігачів співпадає з кількістю розв'язків. Самі розв'язки описують розташування джерел їжі, а кількість нектару в джерелі визначається придатністю розв'язку. Коли джерело їжі повністю вичерпується, пов'язані з ним носії стають розвідниками. Дій, які передбачені під час  $j$ -ої ітерації наступні [271]:

- Створюється новий розв'язок  $\vec{T}_{k,j}$  для кожного носія

$$\vec{T}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[-1,1]}(\vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1}), \quad (4.57)$$

де  $r \in (1, \dots, N_S)$  — це випадковим чином вибраний індекс,  $r \neq k$ .

- Застосовується жадібний процес відбору до носіїв:

$$\vec{X}_{k,j-1} = \begin{cases} \vec{T}_{k,j}, & \text{if } Fit(\vec{T}_{k,j}) < Fit(\vec{X}_{k,j-1}) \\ \vec{X}_{k,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (4.58)$$

$$s_k = \begin{cases} 0, & \text{if } Fit(\vec{T}_{k,j}) < Fit(\vec{X}_{k,j-1}) \\ s_k + 1, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (4.59)$$

Тут  $\vec{S} = \{s_1, \dots, s_{N_S}\}$  вектор, який містить інформацію щодо зручності всіх джерел їжі. Початкові значення  $s_k = 0$ .

- Розраховується ймовірність  $p_k$  для кожного розв'язку:

$$p_k = \frac{(1 + Fit(\vec{X}_{k,j-1}))^{-1}}{\sum_{m=1}^{N_S} (1 + Fit(\vec{X}_{m,j-1}))^{-1}}. \quad (4.60)$$

- Для кожного спостерігача

a) створюється новий розв'язок  $\vec{T}_{k,j}$  з вибраного розв'язку  $\vec{X}_{k,j-1}$  by using Eq. (4.57) if  $r_{[0,1]} < p_k$ ,  $k = 1, \dots, N_S$ ;

б) застосовується механізм жадібного вибору — див. рівняння (4.58) та (4.59).

- Визначають відкинуті розв'язки та, відповідно, розвідники, і якщо вони існують, розв'язки замінюються новими, створеними випадковим чином

$$x_{k,i,j} = \begin{cases} x_i^L + r_{[0,1]}(x_i^H - x_i^L) & \text{if } s_k > Limit \\ x_{k,i,j-1}, & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (4.61)$$

де  $Limit$  — регулюючий параметр алгоритму, який визначає допустиме число поколінь, протягом яких кожне джерело їжі має бути відкинуто.

В розрахунках були використані значення  $Limit = 36$  та  $N_S = 24$  [271].

Крім того вважалося, що найкращий розв'язок не може біти відкинуто. Виявлено, що збіжність результатів досягається при  $N_{it} = 250$ . Отримані результати позначені міткою «МАВС».

Алгоритм оптимізованого викладання та навчання використовує концепцію навчального процесу в класі. Група учнів у класі розглядається як популяція розв'язків. Алгоритм імітує процес навчання, при якому учні спочатку отримують знання від учителя, а потім також і внаслідок спілкування між собою. Звичні дії на  $j$ -му кроці ітераційного процесу описуються наступним чином [270]:

- Етап учителя. Модифікація знань учня  $\vec{T}_{k,j}$  здійснюється з використанням виразу

$$\vec{T}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{j-1}^{opt} - r_{(1,\dots,2)} \vec{X}_{j-1}^{mean} \right), \quad (4.62)$$

для кожної особи  $\vec{X}_{k,j-1}$ ) в класі за виключенням вчителя ( $\vec{X}_{j-1}^{opt}$ ). Тут

$$x_{i,j-1}^{mean} = \frac{1}{N_S} \sum_{k=1}^{N_S} x_{k,i,j-1}. \quad (4.63)$$

Якщо виявляється, що  $\vec{T}_{k,j}$  є кращим ніж  $\vec{X}_{k,j-1}$ , то він його замінює згідно з виразом (4.58).

- Етап учня. Для кожного з учнів генерується новий розв'язок  $\vec{U}_{k,j}$ , причому

$$\vec{U}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} + r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1} \right), \quad (4.64)$$

if  $Fit(\vec{X}_{k,j-1}) > Fit(\vec{X}_{r,j-1})$

$$\vec{U}_{k,j} = \vec{X}_{k,j-1} - r_{[0,1]} \left( \vec{X}_{k,j-1} - \vec{X}_{r,j-1} \right), \quad (4.65)$$

if  $Fit(\vec{X}_{k,j-1}) \leq Fit(\vec{X}_{r,j-1})$ ,

де  $r \in (1, \dots, N_S)$  – індекс, вибраний випадковим чином,  $r \neq k$ . Після цього використовується вираз (4.50) для визначення  $\vec{X}_{k,j}$ .

В роботі використовувалася величина  $N_S = 1000$ . Розрахунки показали, що збіжність розв'язку спостерігається при  $N_{it} = 900$ . Отримані результати позначені міткою «TLBO».

## 4.5 Порівняння ефективності методів визначення параметрів структур МН

### 4.5.1 Точність визначення параметрів на основі ідеальних ВАХ

Точність визначення параметрів з окремої ВАХ залежно від температури, при якій її синтезовано, наведено на Рис. 4.5. Насамперед зауважимо, що наведені дані показують:

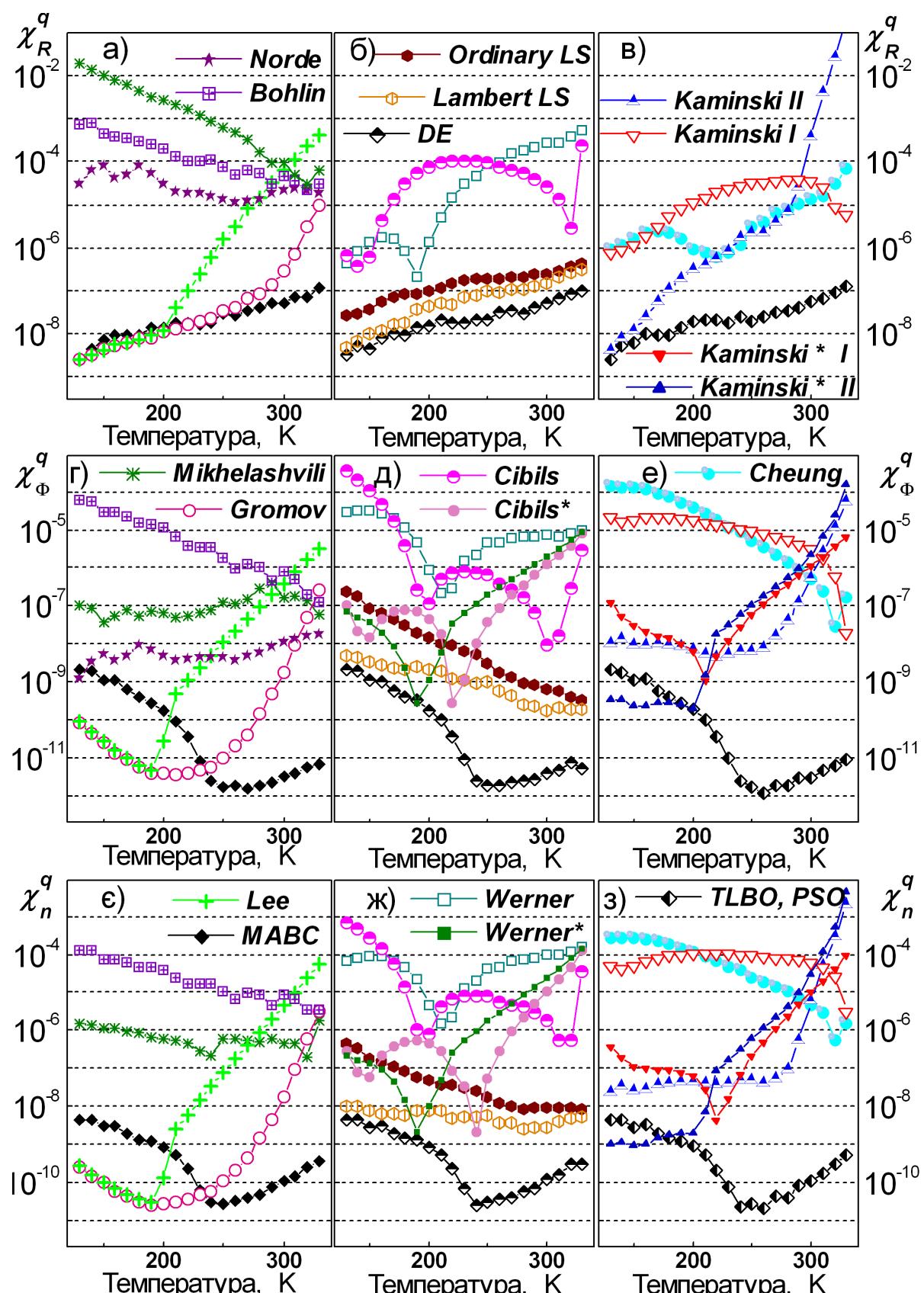


Рис. 4.5 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактору неідеальності ( $\epsilon$  – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні ідеальних синтезованих BAX.

- а) при використанні всіх еволюційних алгоритмів для аналізу однакових ВАХ були отримані дуже близькі значення як послідовного опору, так і ВБШ та фактору неідеальності; це цілком очікуваних результат, пов'язаний з тим що у всіх випадках використовувалася ідентична цільова функція;
- б) використання адаптивної процедури в методі Gromov дає можливість суттєво знизити помилки визначення параметрів;
- в) використання функції Ламберта при чисельних обчисленнях дозволяє зменшити помилки визначення параметрів порівняно з випадком, коли в методі найменших квадратів використовується трансцендентна форма рівняння ВАХ;
- г) при застосуванні методів Werner, Cibils, та Kaminskii I шляхом лінійної апроксимації допоміжної функції доцільно визначати лише величину послідовного опору, тоді як  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  краще екстрагувати на наступному етапі, при лінійній апроксимації ВАХ, скорегованої з врахуванням отриманого значення  $R_s$ ; іншими словами використання варіантів цих методів, позначених зірочками дозволяє підвищити точність визначення параметрів;
- д) найбільшу точність при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ вдається досягти при використанні еволюційних алгоритмів, апроксимації за допомогою методу найменших квадратів з використанням функції Ламберта, Norde (при визначенні  $\Phi_b$ ), Ordinary LS (при визначенні  $R_s$ ), методу Gromov, доповненого адаптивною процедурою, та методу Lee (за винятком випадків високих температур та великих значень  $I_s$ ).

З іншого боку, наведені результати показують, що точність визначення параметрів змінюється для різних ВАХ з одного набору (залежить від температури, при якій ВАХ була синтезована). Фактично мова йде про те, що похибка визначення параметру з масиву  $\{R_s, n_{id}, I_s\}$  залежить як від його величини, так і від значення інших характеристик ДШ з цього набору. Для виявлення подібних залежностей всі методи були також застосовані до синтезованих даних, при створенні яких вважалося, що одна з величин з набору  $(R_s, \Phi_b, I_s, n_{id})$  відрізняється за значенням від того, який очікується згідно з виразами (4.2–4.5). Деякі характерні результати наведені на Рис. 4.6.

Рис. 4.6,а показує що, похибки визначення послідовного опору при використанні методу Gromov

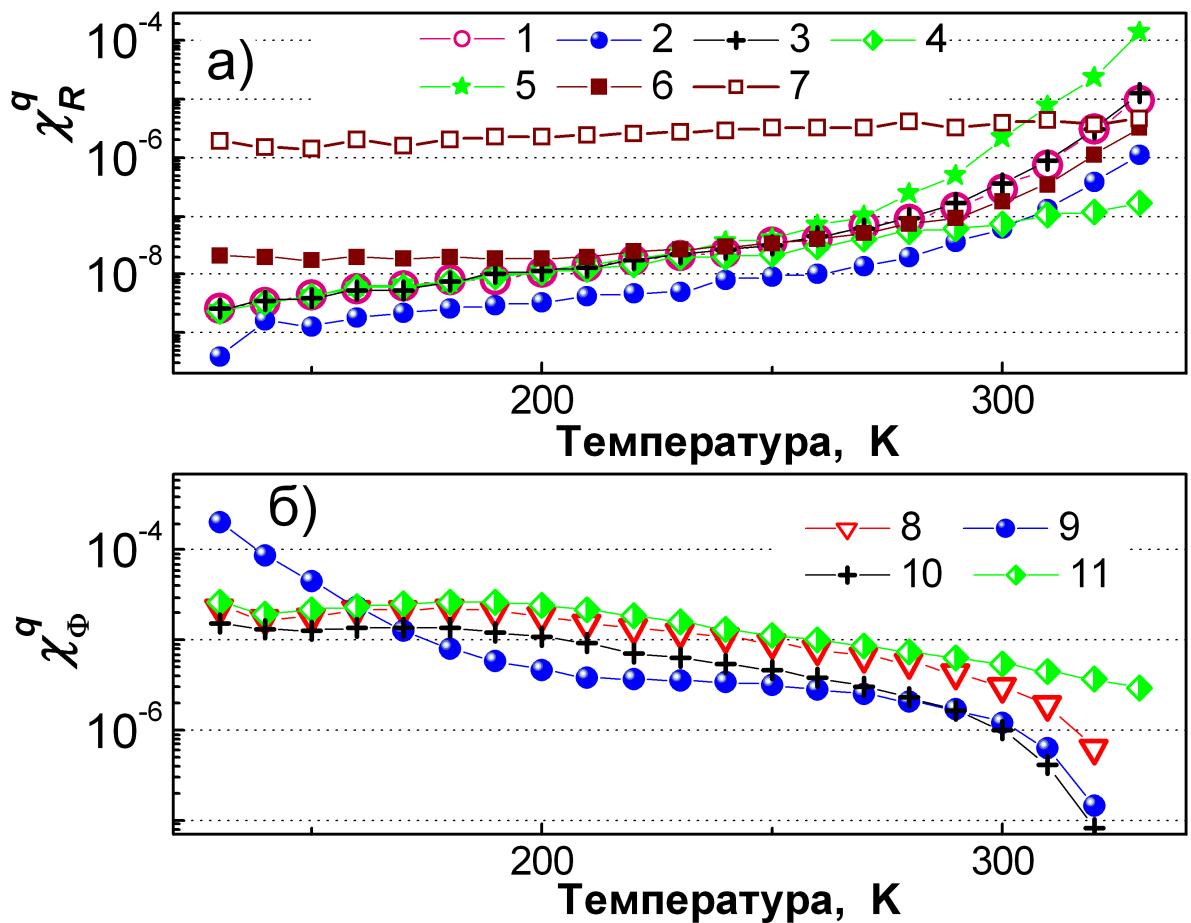


Рис. 4.6 – Температурні залежності точності визначення  $R_s$  (а) та  $\Phi_b$  (б) при використанні методів Gromov (а) та Kaminskii I (б). Під час синтезу ВАХ використовувалися параметри, величини яких переважно визначались формулами (4.2–4.5), проте для побудови кривих 2 та 9 використовувалися ВАХ для яких значення  $R_s$  було в 3 рази більше, для кривих 3 та 10 величина  $n_{id}$  була в 1,2 рази більша, для кривих 4 та 11 величина  $I_s$  була в 100 разів менша, для кривої 5 значення  $\Phi_b$  було зменшено на 0,1 еВ, для кривої 6 величини  $R_s$  та  $\Phi_b$  залишалися незмінними 2 Ом та 0,7 еВ, відповідно, під час синтезу всього набору ВАХ (були незалежні від температури), для кривої 7 значення  $R_s$  та  $I_s$  були незмінні та рівні 2 Ом та  $10^{-5}$  А, відповідно.

- a) зростають з підвищенням  $\Phi_b$ ;
- б) зменшуються при збільшенні  $R_s$  та зменшенні  $I_s$ ;
- в) залишаються практично постійними при зміні  $n_{\text{id}}$ .

Очевидно, що  $I_s$  та  $\Phi_b$  пов'язані між собою співвідношенням (4.2). Проте, на нашу думку, саме величина струму насичення, а не ВБШ, є першочерговим фактором впливу на процес визначення  $R_s$ . На користь цього висновку свідчать криві 6 та 7 на Рис. 4.6,а. Так, крива 6 була отримана для набору ВАХ, які синтезовані використовуючи припущення що незалежними від температури є як  $R_s$ , так і  $\Phi_b$ . Незважаючи на ці обмеження,  $\chi_R^q$  зростає при збільшенні температури. На противагу, крива 7, отримана для незалежних від температури  $R_s$  та  $I_s$ , показує, що точність визначення послідовного опору залишається практично постійною для всього набору ВАХ. З іншого боку, Рис. 4.6,б показує, що при використанні методу Kaminskii I зменшення струму насичення підвищує похибку визначення ВБШ. Загалом проведені дослідження показують, що величина  $I_s$  є основним, а величина  $\Phi_b$  другорядним визначальними факторами для точності екстракції інших параметрів (не лише  $R_s$ ) при використанні різних методів (не лише Gromov). З Рис. 4.6,б також видно, що похибка визначення  $\Phi_b$  зменшується у випадку більших значень фактору неідеальності (криві 8 та 10). В той же час збільшення послідовного опору немонотонно впливає на точність екстракції ВБШ (криві 8 та 9 на Рис. 4.6,б): при низьких температурах (високих значеннях  $\Phi_b$ )  $\chi_\Phi^q$  зростає, при високих  $T$  – навпаки, зменшується.

Узагальнюючи аналіз отриманих результатів, можна зробити висновок, що точність визначення кожного з параметрів як правило зростає зі збільшенням його величини. Проте, точність визначення  $\chi_{x_i}^q$  даного параметру ( $x_i \in \{R_s, n_{\text{id}}, I_s\}$ ) залежить також і від абсолютнох величин інших характеристик ДШ ( $x_j, j \neq i$ ), причому характер цих залежностей є функцією абсолютнох значень кожного параметру з набору і змінюється при використанні різних методів ( $\chi_{x_i}^q = f(x_i, x_j, \text{метод})$ ).

Для того, щоб виявити основні тенденції цих залежностей були проведені додаткові дослідження. А саме, були синтезовані набори ВАХ, при побудові яких вважалося, що деякі параметри є незалежними від температури. В цьому випадку а) постійними у всьому температурному діапазоні вважалася два параметри

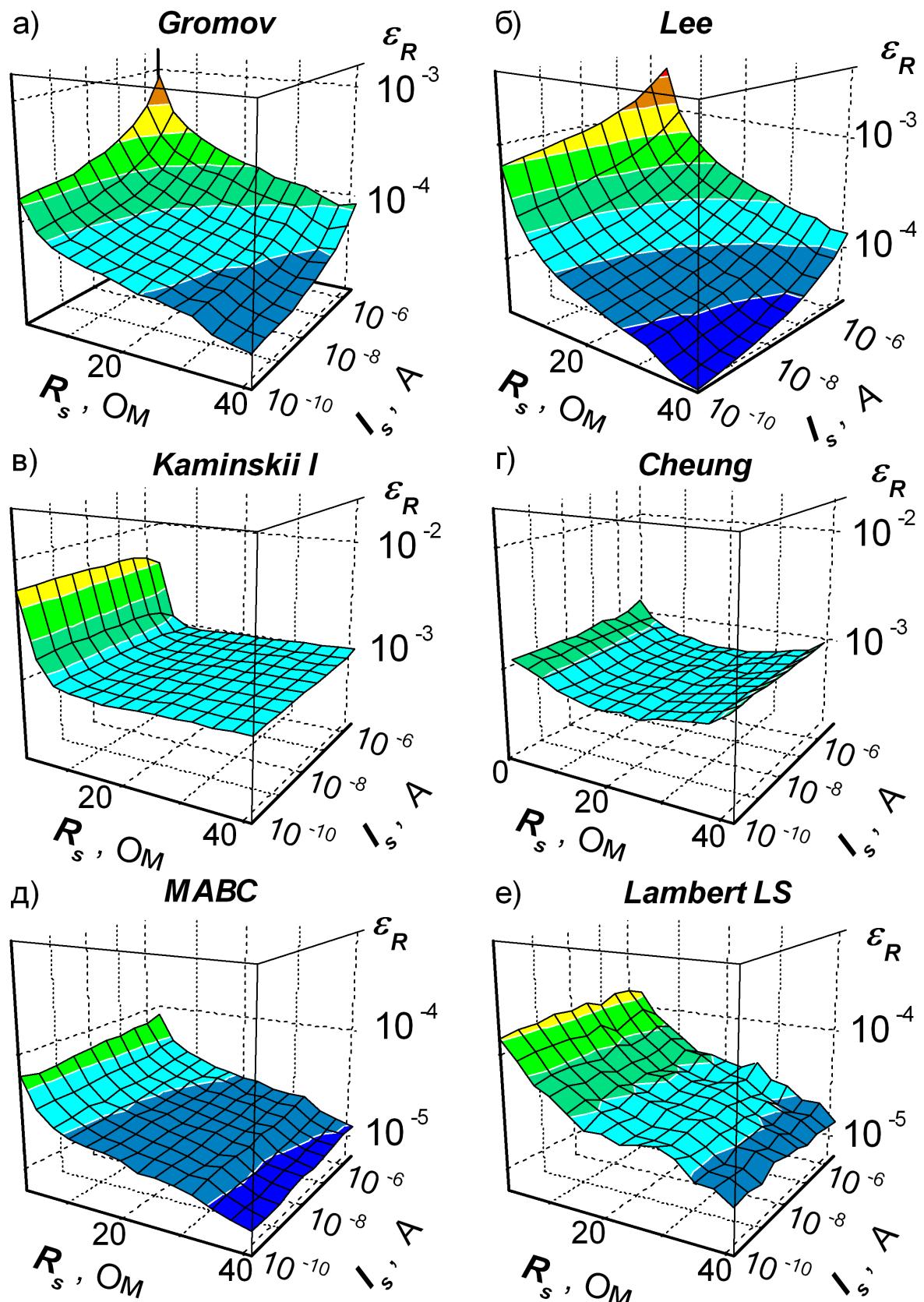


Рис. 4.7 – Точність визначення величини послідовного опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$ . Показані результати застосування методів Gromov (а), Lee (б), Kaminskii I (в), Cheung (г), MABC (д) та Lambert LS (е).

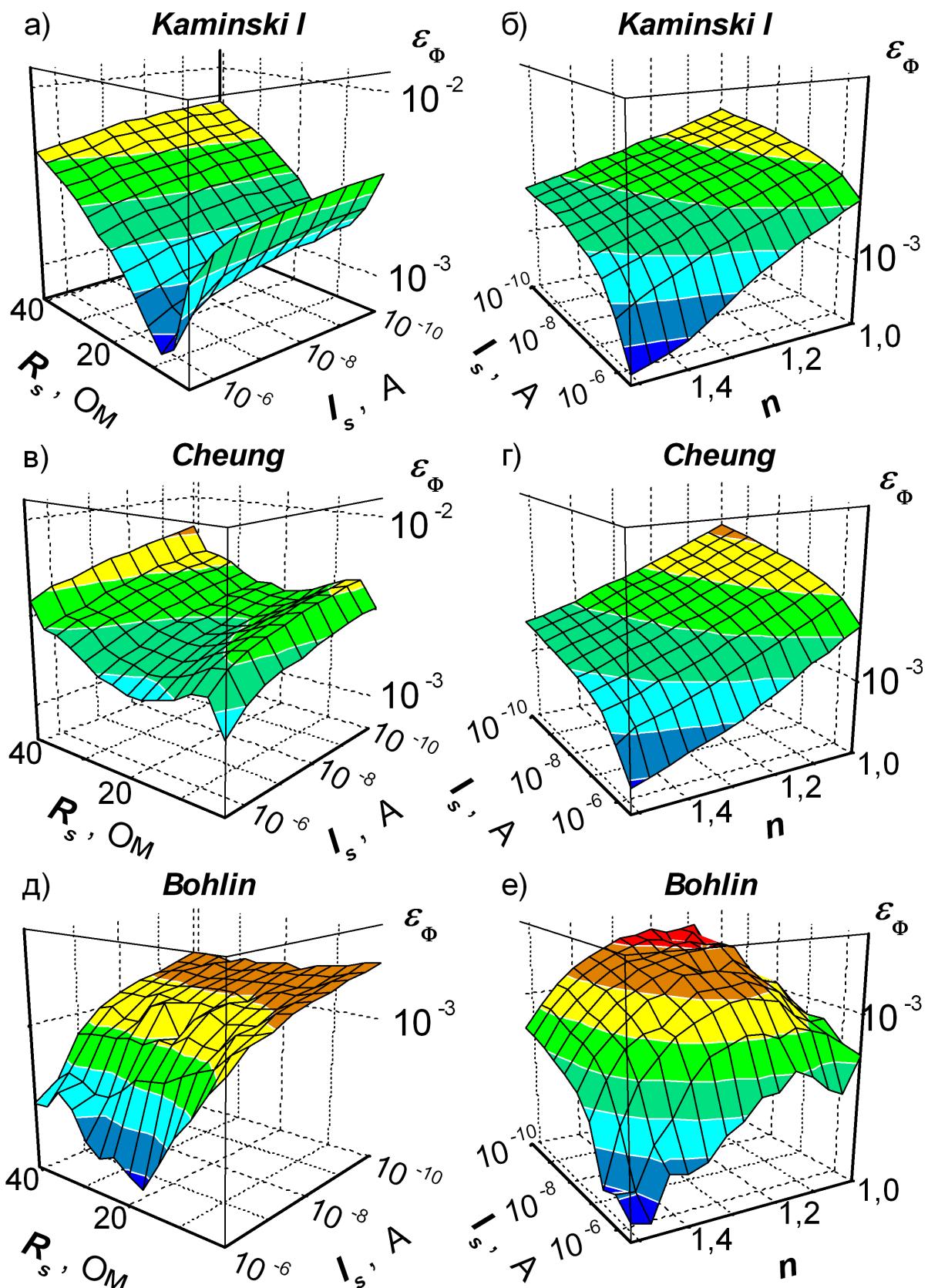


Рис. 4.8 — Точність визначення величини висоти бар'єру Шотки опору з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$  (рисунки а, в та д) або постійних значеннях  $n_{id}$  та  $I_s$  (рисунки б, г, е). Показані результати застосування методів Kaminskii I (а, б), Cheung (в, г) та Bohlin (д, е).

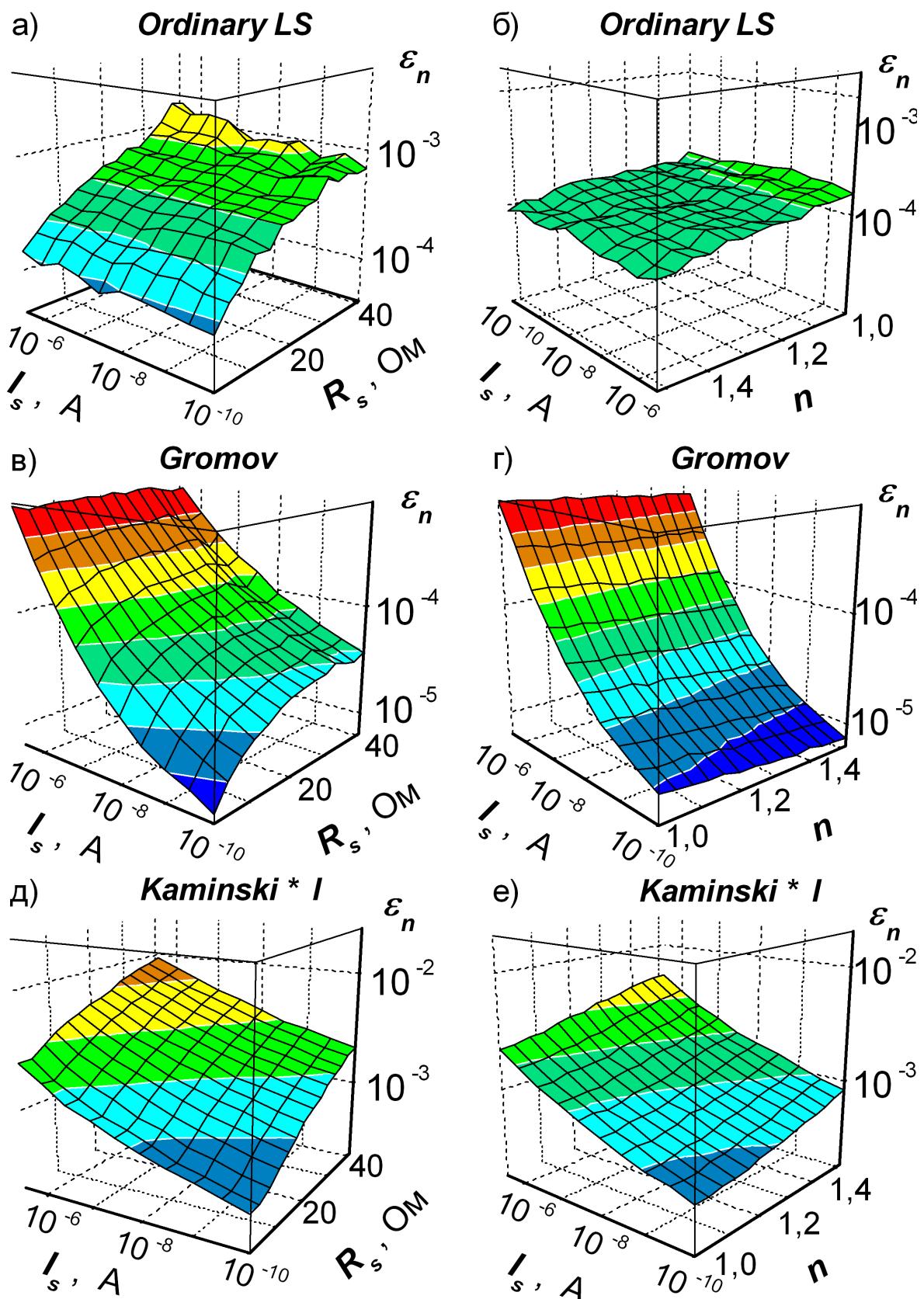


Рис. 4.9 — Точність визначення величини фактору неідеальності з набору ВАХ, який був синтезований при постійних значеннях  $R_s$  та  $I_s$  (рисунки а, в та д) або постійних значеннях  $n_{id}$  та  $I_s$  (рисунки б, г, е). Показані результатати застосування методів Ordinary LS (а, б), Gromov (в, г) та Kaminskii\* I (д, е).

( $R_s$  та  $I_s$  або  $n_{id}$  та  $I_s$  для різних наборів ВАХ); б)  $n_{id}$  (або  $R_s$ ) розрахувалися відповідно до того, як описано раніше, в розділі 4.2.1. Було створено сукупність наборів ВАХ, для яких незалежні від температури величини  $R_s$ ,  $n_{id}$  та  $I_s$  змінювались в діапазонах від 2 до 41 Ом, від 1 до 1,52 та від  $10^{-10}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$  А, відповідно. Після цього кожен з методів було застосовано до кожного з набору ВАХ, визначено величини параметрів, а також їх похибки. Найбільш типові результати наведено на Рис. 4.7–4.9. Зокрема, Рис. 4.7,а підтверджує, що при використанні методу Gromov збільшення  $R_s$  та  $I_s$  призводить до зменшення та збільшення помилки визначення послідовного опору, відповідно.

Отримані результати щодо факторів впливу узагальнено в Таблиці 13. В цій таблиці використано ряд символів для опису поведінки точності визначення параметрів при зміні величини фактору впливу. А саме. Якщо помилка визначення монотонно зростає або зменшується зі збільшенням впливаючого фактору, то використовувались символи « $\downarrow$ » та « $\uparrow$ », відповідно. Наприклад, саме ці символи характеризують кореляцію точності визначення  $R_s$  за допомогою методу Gromov та величини  $R_s$  та  $I_s$ .

Виявлено, може залежати від фактору впливу не лише монотонно. Наприклад, Рис. 4.6,б та Рис. 4.8,а показують, що при використанні методу Kaminskii I похибка визначення  $\Phi_b$  зростає з підвищеннем послідовного опору при великих ( $> 10$  Ом) значеннях  $R_s$  і зменшується при малих величинах  $R_s$ . Для позначення залежності з такою поведінкою в Таблиці 13 використовується символ « $\vee$ ». Подібна залежність спостерігається при використанні метода Chueng для визначення  $R_s$  — див. Рис. 4.7,г. Проте в цьому випадку сама величина  $R_s$  порівняно слабко впливає на точність визначення послідовного опору. Схожі слабкі залежності позначаються в Таблиці 13 за допомогою верхнього індексу « $w$ ». Інші приклади слабких залежностей  $I_s$  та  $n_{id}$  можна побачити на Рис. 4.7,д та Рис. 4.9,г, відповідно.

Якщо графік залежності точності визначення параметру від величини фактору впливу має не мінімум, а максимум (див., наприклад, Рис. 4.8,е), то використовувався символ « $\wedge$ ». Наявність на залежності екстремумів обох типів (див., наприклад, Рис. 4.8,в) позначено за допомогою символу « $N$ ».

Табл. 13 — Фактори впливу на точність визначення параметрів ДІШ.<sup>1)</sup>

Метод	Визначений параметр		
	$R_s$	$\Phi_b$	$n$
Norde	$n_{\text{id}}^w(\vee)$	$I_s(\downarrow)$	—
Werner	$R_s(\vee)$	$R_s(\downarrow), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Werner*	$R_s(\vee)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$
Cibils	$R_s(\vee), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\vee)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\vee)$
Cibils*	$R_s(\vee), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\vee), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Kaminskii I	$R_s(\leftarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\vee), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$	$R_s(\vee), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$
Kaminskii* I	$R_s(\leftarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Kaminskii II	$R_s(\downarrow), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\rightarrow)$
Kaminskii* II	$R_s(\downarrow), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}^w(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Bohlin	$I_s(\rightarrow)$	$I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\wedge)$	$I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}(\wedge)$
Lee	$R_s(\downarrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$	$I_s(\uparrow), n_{\text{id}}(\uparrow)$
Gromov	$R_s(\downarrow), I_s(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Cheung	$R_s^w(\vee)$	$R_s(N), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$	$R_s^w(N), I_s(\rightarrow), n_{\text{id}}(\downarrow)$
Mikhelashvili	$R_s(\uparrow), I_s(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\wedge), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\wedge), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Ordinary LS	$R_s(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s^w(\downarrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
Lambert LS	$R_s(\downarrow)$	$I_s^w(\downarrow)$	$n_{\text{id}}^w(\downarrow)$
EAs	$R_s(\downarrow), I_s^w(\uparrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$	$R_s(\uparrow), I_s(\vee), n_{\text{id}}^w(\downarrow)$

<sup>1)</sup>Наявність  $R_s$  або  $I_s$  або  $n_{\text{id}}$  в клітинці означає вплив величини, відповідно, по-слідовного опору або струму насичення або фактору неідеальності на точність визначення параметру; верхній індекс та символ в дужках пов'язані з характеристиком поведінки точності визначення параметру при збільшенні  $R_s$  або  $I_s$  або  $n_{\text{id}}$  — деталі див. у тексті.

Ще один тип залежності показаний на Рис. 4.7,в. При використанні методу Kaminskii I для визначення  $R_s$  помилки залишаються постійними в широкому діапазоні змін  $R_s$  та  $I_s$  і зростають лише для малих значень  $R_s$ . Подібні залежності між помилкою визначення та впливаючим фактором позначені символом « $\leftarrow$ ». Символи « $\rightarrow$ » або « $\leftarrow\rightarrow$ » якщо помилки зростають або зменшуються, відповідно, лише при великих значеннях фактору впливу.

З наведених даних, зокрема, видно, що фактори, які впливають на точність екстракції  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  подібні для більшості методів, які розглядалися в роботі. Використання адаптивної процедури в методі Gromov призводить до того, що точність визначення  $\Phi_b$  та  $n_{id}$  стає залежною від величини  $R_s$ , тоді як вплив величини фактору неідеальності послаблюється. Точність методів Werner\*, Cibils\* та Kaminskii\* більш чутлива до величин параметрів ніж при використанні варіантів цих же методів без зірочок. Найбільш стійкими до величин параметрів є точності чисельних методів, особливо при використанні функції Ламберта (Lambert LS).

#### 4.5.2 Швидкодія методів визначення параметрів ДШ

Ще одним, поряд з точністю, критерієм для характеризації різних методів визначення параметрів структур МН є час, необхідний для визначення параметрів (RT, running time). Для оцінки RT були використані WinAPI функції *QueryPerformanceCounter()* та *QueryPerformanceFrequency()*. Розрахунки проводились на персональному комп’ютері з наступними характеристиками:

- процесор AMD A4-3400 2.7 GHz;
- 3072 MB RAM;
- операційна система Windows XP.

Очевидно, що точний час екстракції параметрів залежить від програмної реалізації, від завантаження процесору в даний момент часу тощо. Тим не менш, всі методи тестиувалися за однакових умов, а отже обраний підхід дозволяє порівняти тривалість роботи різних методів, а також оцінити порядок величини RT.

Табл. 14 — Час визначення параметрів ДШ з однієї ВАХ.

Метод	Час роботи, с	
	максимальний	мінімальний
Norde	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-5}$
Werner <sup>1)</sup>	$4.5 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$
Cibils <sup>1)</sup>	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
Kaminskii I <sup>1)</sup>	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$
Kaminskii II <sup>1)</sup>	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$
Bohlin	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$
Lee	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
Gromov	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$
Gromov <sup>2)</sup>	$4.6 \cdot 10^{-5}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$
Cheung	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$
Mikhelashvili	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$
Ordinary LS	460	1.8
Lambert LS	540	7.6
DE	0.73	0.36
PSO	0.35	0.14
MABC	0.20	$5.7 \cdot 10^{-2}$
TLBO	19.2	5.4

<sup>1</sup>Час корекції ВАХ та лінійної апроксимації дорівнює  $1.8 \cdot 10^{-5}$  с (максимальний) або  $1.4 \cdot 10^{-5}$  с (мінімальний).

<sup>2</sup>Для випадку, коли адаптивна процедура не використовується.

Отримані значення RT при застосуванні різноманітних методів до аналізу ідеальних синтезованих ВАХ наведено в Таблиці 14. Загалом, RT залежить від кількості точок у вихідній залежності; в таблиці наведено значення, отримані при застосування методів до ВАХ, сгенерованих для температур 130 К та 330 К. Очевидно, що

- а) час роботи аналітичних методів при використанні сучасних комп’ютерів знехтувано малий;
- б) у випадку ВАХ з великою кількістю експериментальних точок RT чисельних методів може досягати значних величин;

- в) використання функції Ламберта призводить до збільшення часу роботи чисельних методів; однією з причин цього є необхідність використовувати чи- словий ряд для обчислення значення самої функції;
- г) використання адаптивної функції очікувано викликає збільшення необхідно- го часу на декілька порядків, проте абсолютне значення RT залишається досить малим;
- д) серед еволюційних алгоритмів найбільш швидким при визначенні параметрів ДШ є МАВС, тоді як найбільш повільним – TLBO.

Узагальнюючи результати, отримані при дослідженні застосування методів до ідеальних синтезованих ВАХ, зауважимо, що еволюційні алгоритми видаються найбільш придатними для визначення параметрів ДШ завдяки низькому рівню помилок, помірній чутливості точності до величини параметрів та допустимому часу роботи. Поряд з цим, іншими методами, яким також варто надавати перевагу є аналітичний метод Gromov з використанням адаптивної процедури та числовий метод Lambert LS. Проте, точність визначення параметрів для першого з них суттєво зменшується при високих значеннях струму насичення (високих температурах). Щодо методу Lambert LS, то його основним недоліком є значний час, потрібний для обчислень.

#### **4.5.3 Вплив випадкових похибок на точність визначення параметрів структур МН**

На Рис. 4.10 та Рис. 4.11 наведено результати застосування різноманітних методів до зашумлених даних. Цілком очікувано, помилки при екстракції па- метрів збільшуються при підвищенні рівня шуму (рівня випадкових помилок вимірювань). Проте залежності правильності визначення параметрів з однієї ВАХ схожі до отриманих при аналізі ідеальних синтезованих ВАХ. Як наслі- док, фактори впливу на точність також ідентичні, тобто дані Таблиці 13 цілком застосовні і в цьому випадку. Крім того, інші характерні особливості методів, виявлені раніше, проявляються і в цьому випадку. Наприклад, використання функції Ламберта дозволяє досягнути більшої точності чисельних методів при

визначенні параметрів ДШ. Еволюційні алгоритми, методи Gromov та Lee характеризуються найменшими помилками. З іншого боку, різниця між результатами, отриманими за допомогою методів Gromov та Lee зменшується. Це свідчить про зниження переваги застосування запропонованої адаптивної процедури з підвищением рівня випадкових похибок.

У випадку, коли методи Werner, Cibils, Kaminskii I або Kaminskii II застосовуються до зашумлених даних, визначення  $n_{id}$  шляхом апроксимації скорегованої ВАХ є більш точним, ніж це випадку, коли ця величина визначається внаслідок апроксимації допоміжної функції. Крім того, точність цих методів наближається до найкращих результатів інших методів і стає порівняною з точністю чисельних методів, або й навіть переважає її — див. Рис. 4.10. Метод Norde дозволяє достатньо точно визначати висоту бар'єру Шотки, проте фактор неідеальності можна отримати лише застосовуючи інші методи.

Залежності точності визначення параметрів від рівня шуму (від рівня випадкових помилок) показані на Рис. 4.12. Наведені графіки отримані при використанні методу Gromov, проте вони є цілком типовими і для інших методів також. Видно, що величини помилок при визначенні всіх параметрів практично лінійно залежать як від похибок вимірювання напруги, так і від відносних похибок сили струму. Крім того, помилки визначення  $\Phi_b$  та  $n_{id}$ , викликані неточністю вимірювання напруги та сили струму, значно більші, ніж помилки визначення послідовного опору за тих самих умов.

#### 4.5.4 Визначення параметрів реальних структур МН

Температурні залежності параметрів, отриманих з експериментальних ВАХ наведені на Рис. 4.13. Зауважимо, що в цьому випадку при застосуванні метода Bohlin були використані значення  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 1,8$  замість  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ , для яких, як показано в розділі 4.4.1, очікується менше значення похибки. Це пов'язано з тим, що для діапазону сил струму, у якому були отримані експериментальні дані, відсутній мінімум функції Норда з  $\gamma_N = 3.5$ .

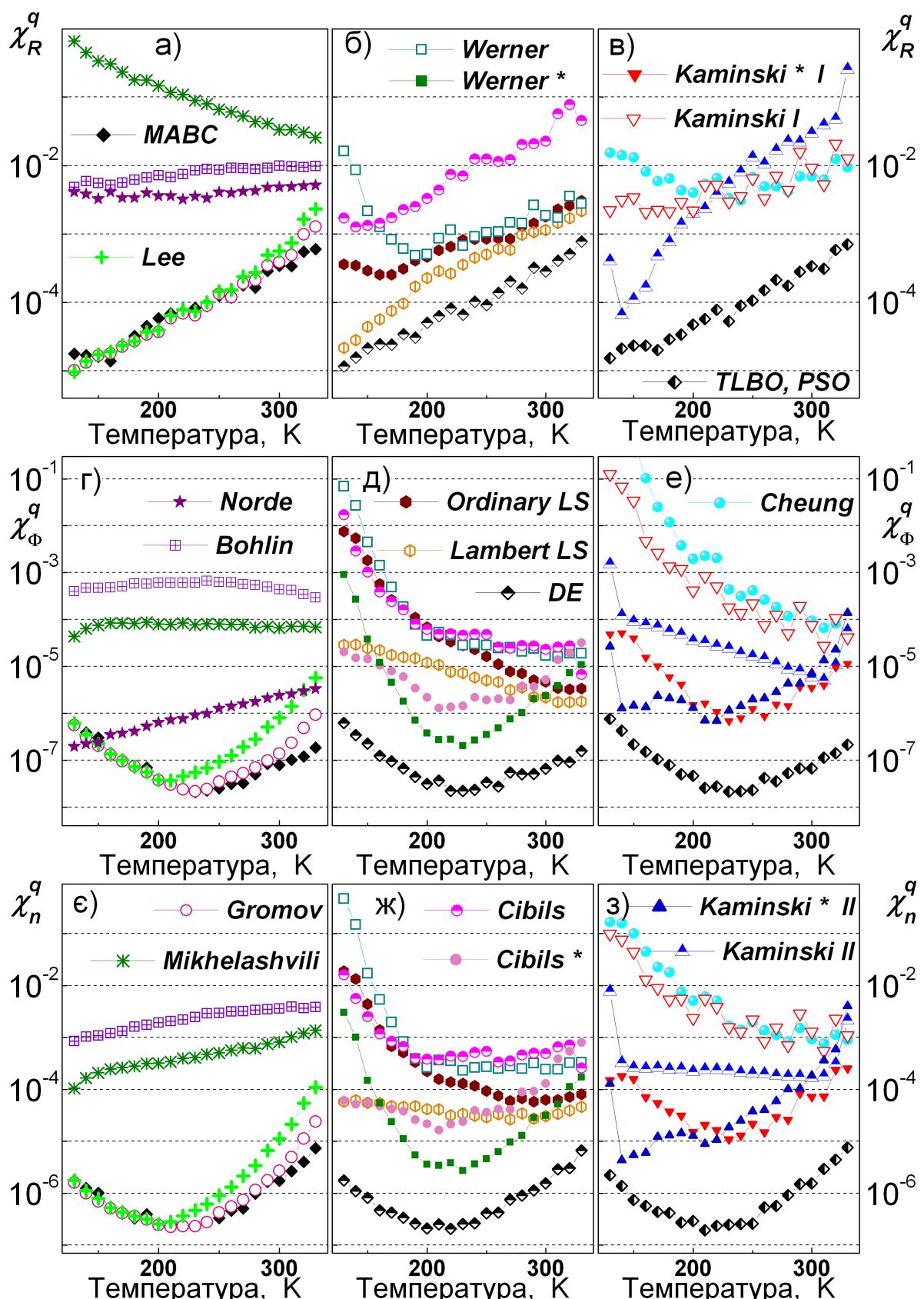


Рис. 4.10 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактору неідеальності ( $\epsilon$  – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні наборів зашумлених даних.

$$\sigma_V = 0,3 \text{ мВ}, \sigma_I^\epsilon = 1\%.$$

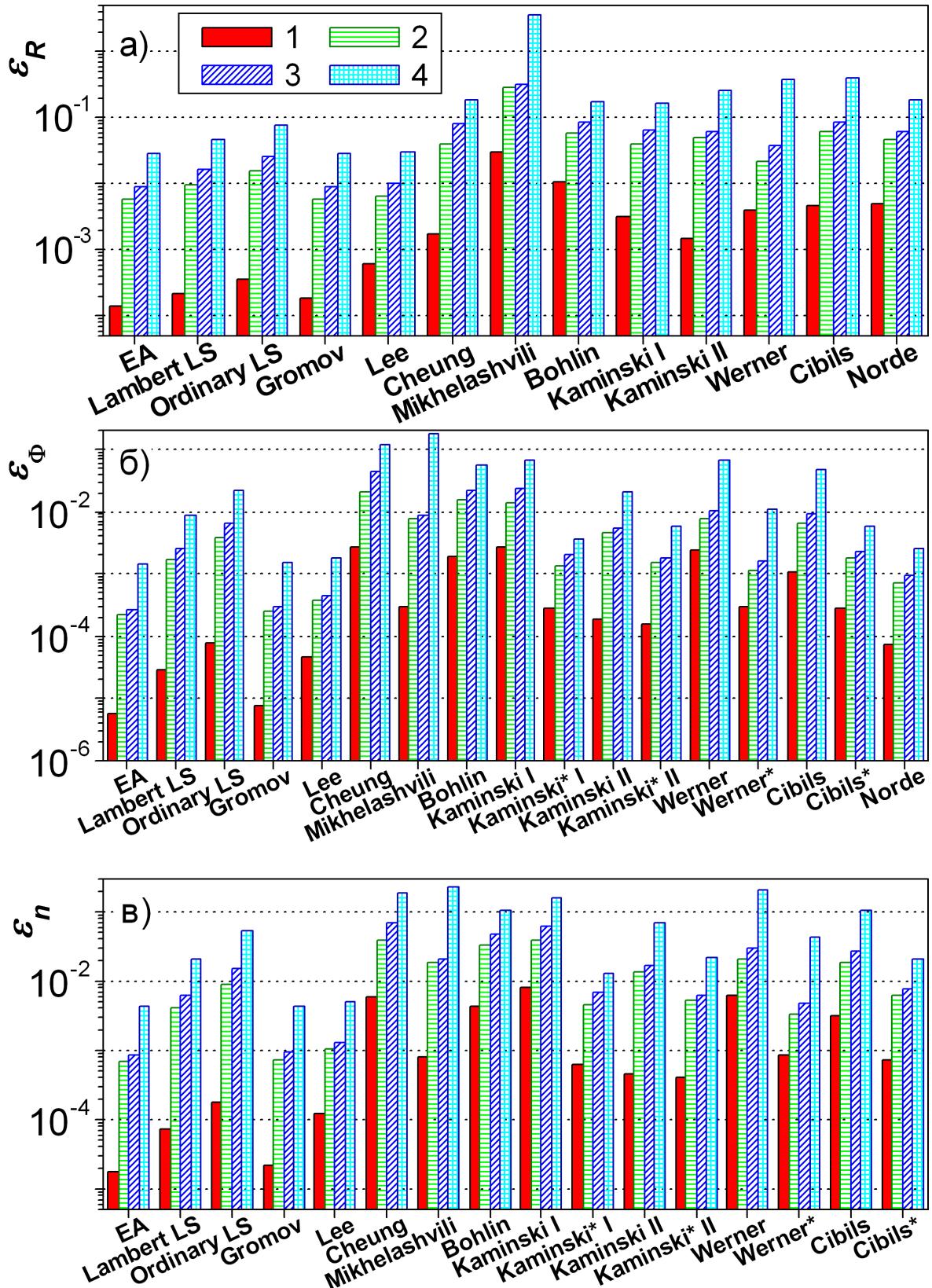


Рис. 4.11 — Точність визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{id}$  (в) з наборів зашумлених даних.  $\sigma_V$ , мВ: 0 (1), 0,3 (2, 3), 2 (4).  $\sigma_I^\epsilon$ , %: 0 (1), 0,5 (2), 1 (3, 4).

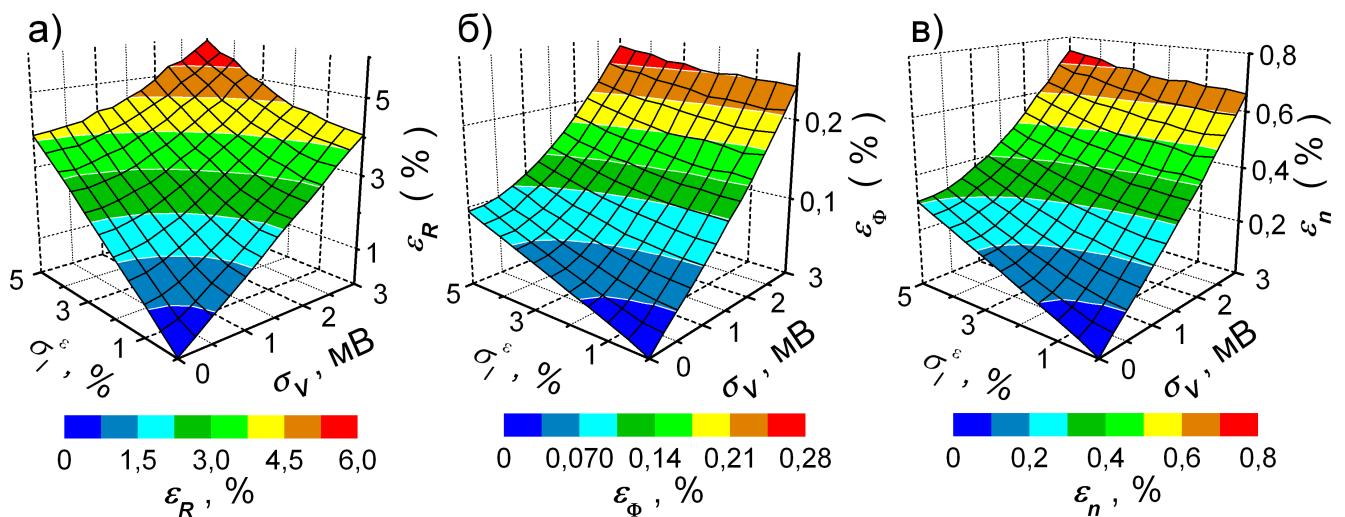


Рис. 4.12 – Залежності точності визначення  $R_s$  (а),  $\Phi_b$  (б) та  $n_{id}$  (в) при використанні методу Gromov від похибок вимірювання сили струму та напруги.

Виявлено температурна залежність висоти бар'єру, які відрізняється від виразу (4.3), що використовувався при синтезі ВАХ, може бути пов'язана з неоднорідністю контакту МН [16, 288]. Зростання послідовного опору при високих температурах в літературі [289] пов'язується з тим, що за цих умов визначальним для  $R_s$  буде контактний опір, а не опір об'єму напівпровідника.

Зупинимось на отриманих температурних залежностях послідовного опору. Використання EA, методів Gromov та Lee дозволяє виявити немонотонну температурну залежність  $R_s$ , причому абсолютні значення опору, отримані за допомогою різних методів, дещо відрізняються. Взявши до уваги невелике значення послідовного опору (блізько 1 Ом), а також виявлене раніше значне збільшення похибок методів Gromov та Lee при малих значеннях  $R_s$  та великих  $I_s$  (див. Рис. 4.5,а, 4.7,а, 4.7,б та 4.10,а), можна зробити висновок, що величини, отримані при застосуванні еволюційних алгоритмів, більш правильні. З фізичної точки зору, виявлено поступова зміна опору з температурою є цілком ймовірною. При застосуванні числових методів отримана залежність  $R_s$  від  $T$  також є досить гладкою, проте її поведінка відрізняється від результатів EA при низьких температурах (див. Рис. 4.13,б). З іншого боку, зашумленість температурних залежностей має свідчити про наявність помилок або під час вимірювань ВАХ, або під час визначення параметрів, а саме такі залежності виникають при застосуванні інших методів.

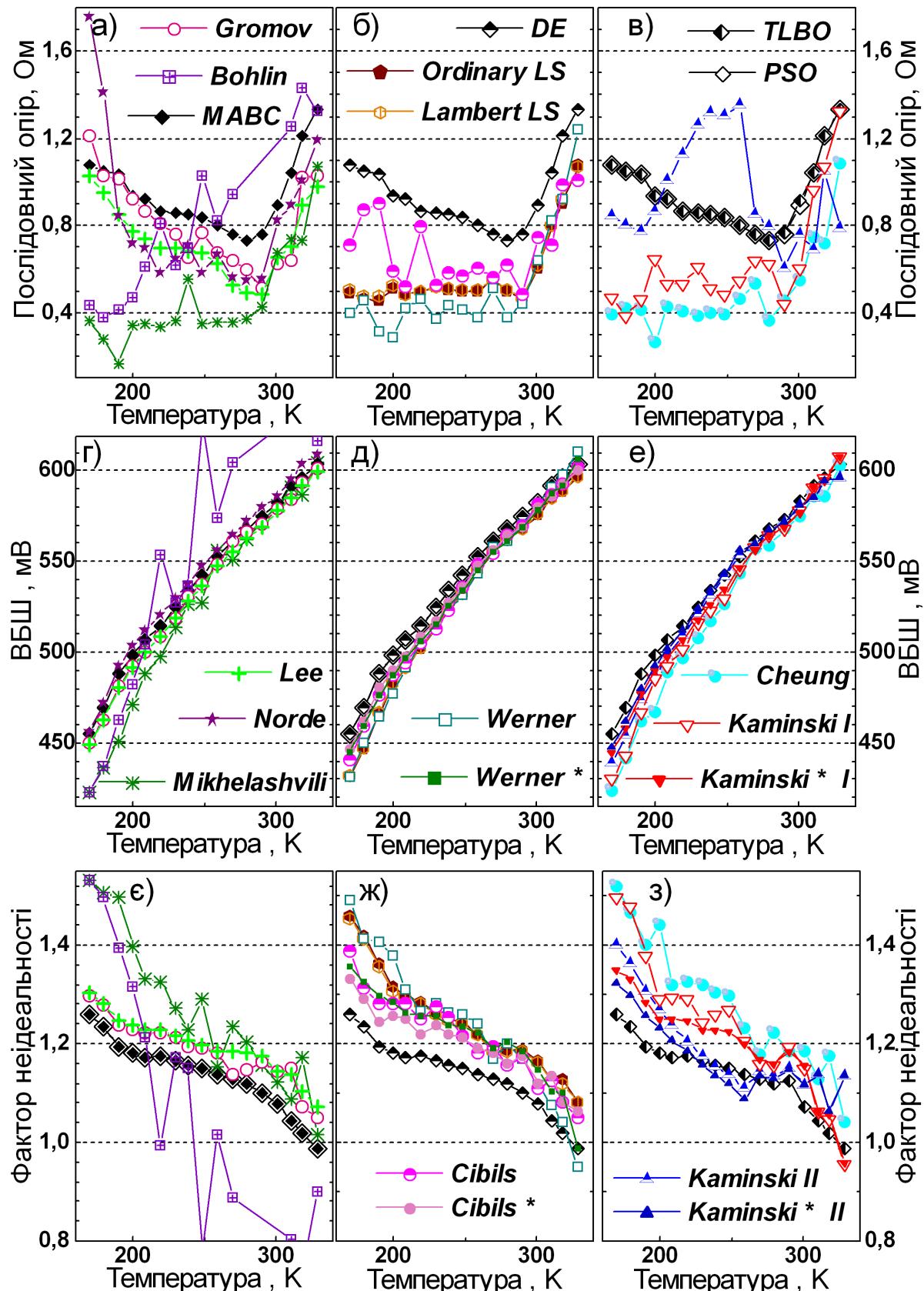


Рис. 4.13 – Залежності точності визначення послідовного опору (а – в), ВБШ (г – е) та фактору неідеальності ( $\epsilon$  – з) при використанні різних методів від температури. Результати отримані при використанні експериментальних ВАХ.

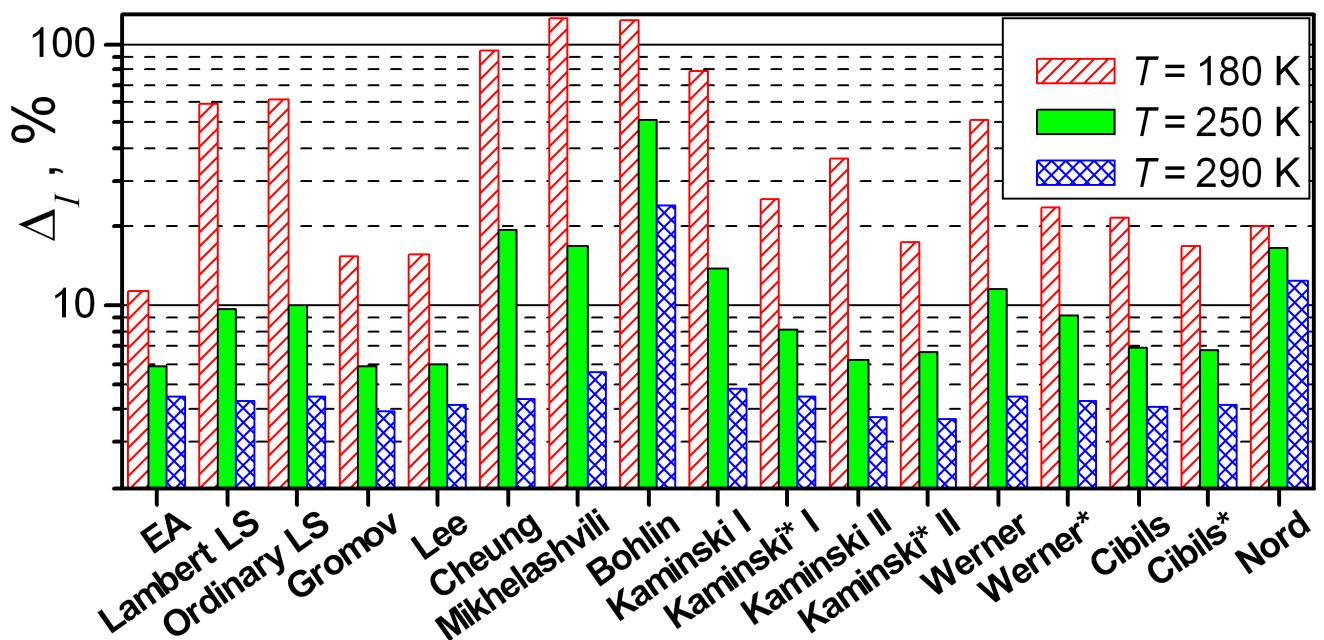


Рис. 4.14 – Середні значення відносного відхилення розрахованих значень сили струму від експериментальних даних.

Подібні особливості характерні і для визначених залежностей ВБШ та фактора неідеальності. Розкид значень  $\Phi_b$  суттєво менший ніж для  $n_{id}$ , що корелює з меншою величиною похибки визначення ВБШ (див. Рис. 4.10 – 4.12). Найбільш погані результати отримані при використанні методів Bohlin, Mikhelashvili та Cheung.

Для оцінки розходжень вимірюваних та апроксимуючих ВАХ було використане середнє значення відхилення сили струму  $\Delta_I$ :

$$\Delta_I = \frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} \left| \frac{I_{calc}(V_i) - I_i}{I_i} \right|. \quad (4.66)$$

При обчисленні  $\Delta_I$ , значення  $I_{calc}(V_i)$  розраховувалися з використанням виразів (4.1–4.2) та параметрів, визначених при використанні різних методів. Результати для трьох ВАХ, вимірюваних при різних температурах, наведені на Рис. 4.14. Як видно, в цьому випадку еволюційні алгоритми, методи Gromov та Lee також продемонстрували свої переваги.

Як було сказано раніше, і експериментальні ВАХ отримані для кремнієвих структур, і при синтезі даних вважалося, що ДШ створені з використанням самого напівпровідника. На мою думку, висновки щодо того, які методи є найбільш достовірними та такими, що мають перевагу, залишаються справедливими і при дослідженні структур не на основі кремнію. Дійсно, для діодів з іншого

матеріалу можуть спостерігатися зміни величин  $\Phi_b$ ,  $n_{id}$ ,  $R_s$  та їх співвідношень. Проте еволюційні алгоритми, методи Lee та Gromov з адаптивною процедурою довели свою перевагу для досить широкого діапазону значень параметрів. З іншого боку, зміна матеріалу може викликати модифікацію а) температурної залежності точності визначення параметрів; б) абсолютноного значення похибки. Проте подібні зміни для конкретного напівпровідника можуть бути у першому наближенні оцінені з використанням даних, наведених у Таблиці 13.

Проте необхідно підкреслити, що отримані результати будуть коректними для тих ДШ, для яких ВАХ описуються рівнянням (4.1). Так, наприклад, відхилення від цього закону характеристик реальних діодів може бути пов'язане з наявністю шунтувочого опору чи неоднорідністю бар'єру [22, 288]. Проте в подібних випадках застосування еволюційних алгоритмів може суттєво спростити процедуру визначення параметрів структур МН.

#### **Висновки до розділу 4**

1. Проведено тестування та порівняльне дослідження 16 методів визначення параметрів діодів Шотки з вольт–амперних характеристик. При цьому для аналізу були використані як експериментальні, так і синтезовані ВАХ.
2. Проведено чисельний аналіз залежності величин похибок визначення ВБШ та послідовного опору в методі Норда від величини параметра  $\gamma_N$  на масиві синтезованих ідеальних та зашумлених ВАХ. Виявлено, що похибка визначення висоти бар'єру зростає зі збільшенням параметру, тоді як залежність похибки оцінювання послідовного опору є немонотонною функцією  $\gamma_N$ . Показано, що найбільш оптимальним значенням  $\epsilon \gamma_N = 1,8$ .
3. Проведено чисельний аналіз залежності величин похибок визначення висоти бар'єру, фактору неідеальності та послідовного опору при використанні методу Бохліна від величин параметрів  $\gamma_1$  та  $\gamma_2$ . Виявлено,

що похибка екстрагування параметрів зростає при збільшенні величини  $|\gamma_1 - \gamma_2|$ . Запропоновані оптимальні (для температурного діапазону  $130 \div 330$  К) величини  $\gamma_1 = 1,6$  та  $\gamma_2 = 3,5$ .

4. Запропоновано адаптивну процедуру для вибору діапазону ВАХ, який використовується для побудови допоміжних функцій при застосуванні аналітичних методів визначення параметрів структур МН. Процедура базується на визначенні відхилення між апроксимуючою кривою та експериментальною. На прикладі аналітичного Gromov методу показано, що дана процедура дозволяє підвищити точність визначення параметрів, особливо у випадку низького рівня похибок вимірювання.
5. Запропоновано модифікацію методу Mikhelashvili, яка дозволяє застосовувати його в автоматичному режимі до набору ВАХ. Вона полягає у послідовному використанні медіанного фільтру та процедури згладжування функції  $\alpha(V) = d(\ln I)/d(\ln V)$  перед знаходженням положення її максимуму. Показано доцільність застосування запропонованої процедури для підвищення точності методу.
6. Здійснена програмна реалізація еволюційних алгоритмів диференційної еволюції, оптимізації зграї частинок, модифікованої штучної бджолиної сім'ї і оптимізованого викладання та навчання при вирішенні задачі визначення параметрів структур МН. Запропоновано та показано ефективність застосування цільової функції у вигляді суми квадратів відносних похибок апроксимації кожної з точок ВАХ. Проведено визначення необхідної кількості поколінь для збіжності кожного з алгоритмів.
7. Показано, що серед еволюційних алгоритмів МABC, DE, PSO та TLBO перший є найбільш придатним завдяки мінімальному часу роботи.
8. Проаналізовано залежності точностей визначення послідовного опору, висоти бар'єру Шотки та фактора неідельності від величин параметрів та рівня випадкових помилок вимірювання ВАХ.
9. Показано, що використання функції Ламберта при чисельному визначенні параметрів ДШ дозволяє зменшити похибки визначення та вплив на них інших факторів; з іншого боку, час роботи алгоритму зростає.

10. Показано, що серед всіх досліджених методів, найбільш придатними є еволюційні алгоритми (особливо MABC), метод Gromov з адаптивною процедурою та метод Lee. Перший є найбільш коректним при малих (декілька Ом)значеннях послідовного опору або великих значеннях струму насиження (високих температурах).

Представлені в даному розділі результати огляду, тестування та порівняльного аналізу методів визначення параметрів діодів Шотки будуть корисними для подальших дослідження та розробки МН пристройів.

Основні результати даного розділу представлені в роботах [23, 53].

## Розділ 5. Ефекти впливу гамма–опромінення та ультразвукового навантаження на кремнієві структури метал-напівпровідник

### 5.1 Структури метал–напівпровідник на основі кремнію

В дослідженнях використовувалися структури МН (діоди Шотки (ДШ)), виготовлені на основі епітаксійної структури  $n-n^+-Si$ . Товщини епітаксійного шару та підкладки дорівнювали  $0.2 \mu m$  та  $250 \mu m$ , відповідно. Епітаксійний шар був легований атомами фосфору, підкладка — сурмою. Для створення бар’єру на поверхню епітаксійного прошарку нанесено шар молібдену. З протилежного боку структури нанесено прошарок алюмінію, який забезпечував наявність омічного контакту. Схематичне зображення структур наведено на Рис. 5.1.

В дисертації представлені результати, отримані з використанням кремнієвих ДШ двох типів, які ідентичних за структурою, проте відрізняються концентраціями концентраціями носіїв заряду в епітаксійному шарі  $N_d$  та підкладці  $N_s$ , а також площею випрямляючого контакту  $A$ . Для контролю рівня легування були виконані вимірювання вольт–фарадних характеристик (ВФХ) досліджуваних структур при кімнатній температурі ( $T = 295 K$ ). Параметри структур, а також їх позначення наведені в Таблиці 15.

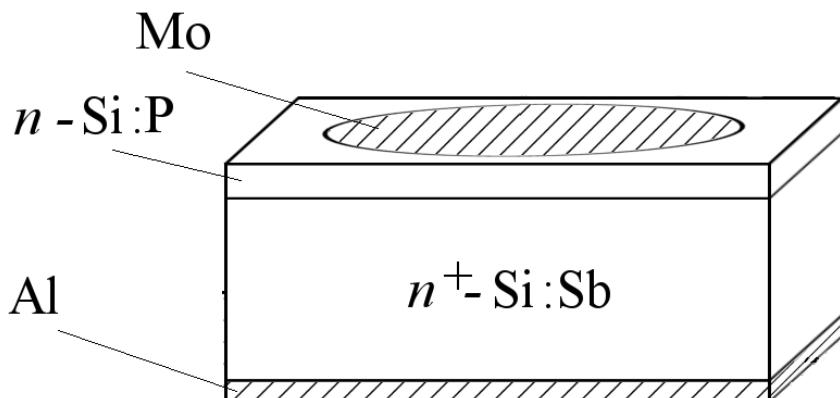


Рис. 5.1 – Структура зразків Mo/ $n-n^+-Si$ .

Табл. 15 – Параметри структур Mo/n–n<sup>+</sup>–Si.

$N_d$ , м <sup>-3</sup>	$N_s$ , м <sup>-3</sup>	$A$ , м <sup>2</sup>	Позначення
$(1,1 \div 1,3) \cdot 10^{23}$	$4,2 \cdot 10^{23}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	SSDA
$7,25 \cdot 10^{21}$	$4,2 \cdot 10^{22}$	$49 \cdot 10^{-6}$	SSDB

## Висновки до розділу 5

### 1. Проведено

Основні результати даного розділу представлені в роботах [16–19, 21, 42–45, 48, 50].

**Розділ 6. Особливості динамічних акустоіндукованих змін кремнієвих діодів  
Шотки в широкому температурному інтервалі**

**Висновки до розділу 6**

1. Проведено

Основні результати даного розділу представлені в роботах [23, 53].

**Розділ 7. Вплив мікрохвильових та ультразвукових обробок на властивості структур на основі арсеніду галію**

**Висновки до розділу 7**

**1. Проведено**

Основні результати даного розділу представлені в роботах [23, 53].

## Розділ 8. Оформление различных элементов

### 8.1 Форматирование текста

Мы можем сделать **жирный текст** и *курсив*.

### 8.2 Ссылки

Сошлёмся на библиографию. [1–55] Одна ссылка: [22, с. 54].  
кисневі преципітати [148, 149, 152, 180, 181]

## Список використаних джерел

- [1] *Olich, O.Ya.* Акустостимульовані динамічні ефекти в сонячних елементах на основі кремнію / О.Я. Оліх // *Вісник Київського ун-ту, Сер.: Фізико-математичні науки.* — 2003. — № 4. — С. 408–414.
- [2] *Olikh, O.Ya.* Acoustoelectric transient spectroscopy of microwave treated GaAs-based structures / O.Ya. Olikh // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* — 2003. — Vol. 6, no. 4. — Pp. 450–453.
- [3] *Olikh, Ja. M.* Active ultrasound effects in the future usage in sensor electronics / Ja. M. Olikh, O.Ya. Olikh // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології.* — 2004. — Т. 1, № 1. — С. 19–29.
- [4] *Конакова, Р.В.* Влияние микроволновой обработки на глубокие уровни монокристаллов GaAs и SiC / Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.Я. Олих // *Петербургский журнал электроники.* — 2004. — № 1. — С. 20–24.
- [5] *Конакова, Р.В.* Влияние микроволновой обработки на уровень остаточной деформации и параметры глубоких уровней монокристаллах карбида кремния / Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.Я. Олих // *Физика и химия обработки материалов.* — 2005. — № 2. — С. 19–22.
- [6] *Олих, О. Я.* Акустостимулированные коррекции вольт–амперных характеристик арсенид–галлиевых структур с контактом Шоттки / О. Я. Олих, Т. Н. Пинчук // *Письма в Журнал Технической Физики.* — 2006. — Т. 32, № 12. — С. 22–27.
- [7] *Olikh, O.Ya.* The Dynamic Ultrasound Influence on Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p–n Structures / O.Ya. Olikh, R. Burbelo, M. Hinders // *Semiconductor Defect Engineering – Materials, Synthetic, Structures and Devices II* / Ed. by S. Ashok, P. Kiesel, J. Chevallier, T. Ogino. — Vol. 994 of *Materials Research Society Symposium Proceedings.* — Warrendale, PA: 2007. — Pp. 269–274.

- [8] *Olkh, O. Я.* Робота кремнієвих сонячних елементів в умовах акустично-го навантаження мегагерцового діапазону / О. Я. Оліх, Р. М. Бурбело, М. К. Хіндерс // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. – 2007. – Т. 4, № 3. – С. 40–45.
- [9] Вплив ультразвуку на вольт–амперні характеристики гетероструктур GaAs/AlGaAs / В. В. Курилюк, А. М. Горб, О. О. Коротченков, О. Я. Оліх // *Вісник Київського ун-ту, Сер.: Фізико-математичні науки*. – 2003. – № 3. – С. 298–300.
- [10] *Olkh, O. Я.* Изменение активности рекомбинационных центров в кремни-евых р–п–структурах в условиях акустического нагружения / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. – 2009. – Т. 43, № 6. – С. 774–779.
- [11] Ultrasonic assisted nanomanipulations with atomic force microscope / P. M. Lytvyn, O. Ya. Olikh, O. S. Lytvyn et al. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. – 2010. – Vol. 13, no. 1. – Pp. 36–42.
- [12] Ultrasonically Recovered Performance of  $\gamma$ -Irradiated Metal-Silicon Structures / A.M. Gorb, O.A. Korotchenkov, O.Ya Olikh, A.O. Podolian // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2010. – June. – Vol. 57, no. 3. – Pp. 1632–1639.
- [13] *Olkh, O. Я.* Особливості впливу нейтронного опромінення на динамічну акустодефектну взаємодію у кремнієвих сонячних елементах / О. Я. Оліх // *УФЖ*. – 2010. – Т. 55, № 7. – С. 770–776.
- [14] *Olkh, Я. М.* Інформаційний чинник акустичної дії на структуру дефектних комплексів у напівпровідниках / Я. М. Оліх, О. Я. Оліх // *Сенсорна еле-ктроніка і мікросистемні технології*. – 2011. – Т. 2(8), № 2. – С. 5–12.
- [15] *Olkh, O. Я.* Особенности динамических акустоиндущированных измене-ний фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. – 2011. – Т. 45, № 6. – С. 816–822.

- [16] *Olikh, O. Ya.* Non-Monotonic  $\gamma$ -Ray Influence on Mo/n-Si Schottky Barrier Structure Properties / O. Ya. Olikh // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 2013. – Feb. – Vol. 60, no. 1. – Pp. 394–401.
- [17] *Оліх, О. Я.* Особливості перенесення заряду в структурах Mo/n-Si з бар'єром Шоттки / О. Я. Оліх // *УФЖ*. – 2013. – Т. 58, № 2. – С. 126–134.
- [18] *Оліх, О. Я.* Влияние ультразвукового нагружения на протекание тока в структурах Mo/n-n<sup>+</sup>-Si с барьером Шоттки / О. Я. Олих // *Физика и техника полупроводников*. – 2013. – Т. 47, № 7. – С. 979–984.
- [19] *Оліх, О. Я.* Особливості впливу ультразвуку на перенесення заряду в кремнієвих структурах з бар'єром Шоттки залежно від дози  $\gamma$ -опромінення / О. Я. Оліх // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. – 2013. – Т. 10, № 1. – С. 47–55.
- [20] Особливості дислокаційного поглинання ультразвуку в безсубблочних кристалах Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te / I. О. Лисюк, Я. М. Оліх, О. Я. Оліх, Г. В. Бекетов // *УФЖ*. – 2014. – Т. 59, № 1. – С. 50–57.
- [21] *Olikh, Oleg.* Reversible influence of ultrasound on  $\gamma$ -irradiated Mo/n-Si Schottky barrier structure / Oleg Olikh // *Ultrasonics*. – 2015. – Feb. – Vol. 56. – Pp. 545–550.
- [22] *Olikh, O. Ya.* Ultrasound influence on I–V–T characteristics of silicon Schottky barrier structure / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko, R. M. Burbelo // *J. Appl. Phys.* – 2015. – Jan. – Vol. 117, no. 4. – P. 044505.
- [23] *Olikh, O. Ya.* Review and test of methods for determination of the Schottky diode parameters / O. Ya. Olikh // *J. Appl. Phys.* – 2015. – Jul. – Vol. 118, no. 2. – P. 024502.
- [24] *Olikh, Oleg.* On the mechanism of ultrasonic loading effect in silicon-based Schottky diodes / Oleg Olikh, Katerina Voytenko // *Ultrasonics*. – 2016. – Mar. – Vol. 66, no. 1. – Pp. 1–3.

- [25] Effect of ultrasound on reverse leakage current of silicon Schottky barrier structure / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko, R. M. Burbelo, Ja. M. Olikh // *Journal of Semiconductors*. — 2016. — Dec. — Vol. 37, no. 12. — P. 122002.
- [26] Acousto-defect interaction in irradiated and non-irradiated silicon  $n^+$ - $p$  structure / O. Ya. Olikh, A. M. Gorb, R. G. Chupryna, O. V. Pristay-Fenenkov // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Mar. — Vol. 123, no. 16. — P. 161573.
- [27] *Olih, O. Я. Ефекти активного ультразвуку в напівпровідникових кристалах / О. Я. Оліх // 1-а Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, Одеса, Україна. — Т. 1. — Одеса: 2002. — С. 80.*
- [28] Влияние СВЧ облучения на остаточный уровень внутренних механических напряжений и параметры глубоких уровней в эпитак-сиальных структурах GaAs / Р. В. Конакова, А. Б. Камалов, О. Я. Олих и др. // Труды III международной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах», Томск, Россия. — Томск: 2002. — С. 338–339.
- [29] *Olih, O. Я. Про роль теплових і деформаційних механізмів дії ультразвуку на роботу кремнієвих сонячних елементів / О. Я. Оліх // Міжнародна науково-технічна конференція «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології СЕМСТ-1», Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2004. — С. 163.*
- [30] *Olikh, O. Investigation of microwave treated epitaxial GaAs structures by acoustoelectric method / O. Olikh // 2004 IEEE International Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Joint 50<sup>th</sup> Anniversary Conference. Montreal, Canada. Abstracts. — Montreal: 2004. — Pp. 230–231.*
- [31] *Olih, O. Я. Влияние СВЧ облучения на остаточный уровень внутренних механических напряжений и параметры глубоких уровней в эпитак-сиальных структурах GaAs / О. Я. Олих // Труды девятой международной научно-технической конференции «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Дивноморское, Россия. — Дивноморское: 2004. — С. 278–279.*

- [32] Influence of acoustic wave on forming and characteristics of silicon p–n junction / J. Olikh, A. Evtukh, B. Romanyuk, O. Olikh // 2005 IEEE International Ultrasonics Symposium and Short Courses. Rotterdam, Netherlands. Abstracts. — Rotterdam: 2005. — P. 542.
- [33] *Olikh, O.* Dynamic ultrasound effects in silicon solar sell / O. Olikh, R. Burbelo, Hinders M. // 2007 International Congress on Ultrasonics. Program and Book of Abstracts. Vienna, Austria. — Vienna: 2007. — P. 94.
- [34] *Olikh, O.* Influence of the ultrasound treatment on Au-TiB-n-n<sup>+</sup>-GaAs structure electrical properties / O. Olikh // 2007 International Congress on Ultrasonics. Program and Book of Abstracts. Vienna, Austria. — Vienna: 2007. — P. 94.
- [35] *Olikh, O.* The Dynamic Ultrasound In-fluence on Diffusion and Drift of the Charge Carriers in Silicon p–n Structures / O. Olikh, R. Burbelo, M. Hinders // MRS 2007 Spring Meeting, Symposium F: Semiconductor Defect Engineering — Materials, Synthetic Structures, and Devices II. San Francisco, USA. — San Francisco: 2007. — P. 3.11.
- [36] *Оліх, О. Я.* Робота кремнієвих сонячних елементів в умовах акустичного навантаження мегагерцового діапазону / О. Я. Оліх // III Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–3, Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2007. — С. 322.
- [37] *Оліх, О. Я.* Вплив ультразвукової обробки на вольт–амперні характеристики опромінених кремнієвих структур / О. Я. Оліх, А. М. Горб // VI Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2008. — С. 114.
- [38] *Оліх, О. Я.* Акустичні збурення дефектної підсистеми кремнієвих p–n–структур / О. Я. Оліх // VI Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2008. — С. 174.

- [39] Акусто–стимульовані нано–маніпуляції частинками вибраних розмірів / П. М. Литвин, О. Я. Оліх, О. С. Литвин та ін. // XII Міжнародна конференція «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», Івано–Франківськ, Україна. Тези доповідей. — Т. 1. — Івано–Франківськ: 2009. — С. 66–67.
- [40] *Olih, O. Я.* Особливості механізму ультразвукового впливу на фото–електричний струм у нейтронно–опромінених Si–p–n–структурах / О. Я. Оліх // IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників, Запоріжжя, Україна. Тези доповідей. — Т. 2. — Запоріжжя: 2009. — С. 59.
- [41] *Olih, Я. M.* Про можливості практично–го застосування ультразвуку для керування характеристиками перетворювачів сонячної енергії / Я. М. Оліх, О. Я. Оліх // Четверта міжнародна науково–практична конференція «Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології», Кременчук, Україна. Тези доповідей. — Кременчук: 2010. — С. 147–148.
- [42] *Olih, O. Я.* Немонотонний вплив  $\gamma$ –опромінення на електричні властивості кремнієвих структур з бар'єром Шотки / О. Я. Оліх, С. В. Онисюк // VII Міжнародна школа–конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників», Дрогобич, Україна. Тези доповідей. — Дрогобич: 2010. — С. 171–172.
- [43] *Olih, O. Я.* Особливості динамічного ультразвукового впливу на  $\gamma$ –опромінені кремнієві  $m – s$ –структури / О. Я. Оліх, С. В. Онисюк // Збірник тез V Української наукової конференції з фізики напівпровідників УНКФН–5, Ужгород, Україна. — Ужгород: 2011. — С. 339–340.
- [44] *Olih, O. Я.* Вплив ультразвуку на термоемісійні процеси в Mo/n–n<sup>+</sup>–Si структурах / О. Я. Оліх // Матеріали Всеукраїнської наукової конференції «Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики», Тернопіль, Україна. — Тернопіль: 2012. — С. 101–103.
- [45] *Olikh, O. Ya.* Reversible Alteration of Reverse Current in Mo/n–Si Structures Under Ultrasound Loading / O. Ya. Olikh, Ya. M. Olikh // Фізика і технологія

тонких плівок та наносистем. Матеріали XIV Міжнародної конференції / Під ред. Д.М. Фрейка. — Івано–Франківськ: Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2013. — С. 322.

- [46] *Olikh, O. Ya.* Modification of reverse current in the Mo/n–Si structures under conditions of ultrasonic loading / O. Ya. Olikh, K. V. Voytenko // VIII International school-conference «Actual problems of semiconductor physics», Drohobych, Ukraine. Abstract book. — Drohobych: 2013. — Pp. 101–102.
- [47] *Olikh, Ya. M.* About acoustical-stimulated a self-organization defect structures in semiconductor during ion implantation / Ya. M. Olikh, O. Ya. Olikh // International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials», Bukovel, Ukraine. Abstract book. — Bukovel: 2013. — P. 240.
- [48] *Оліх, О. Я.* Вплив  $\gamma$ -опромінення на механізм перенесення заряду в структурах Mo/n–Si / О. Я. Оліх // VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН–6. Чернівці, Україна. Тези доповідей. — Чернівці: 2013. — С. 121–122.
- [49] *Olikh, Ya.* New approach to ultrasonic absorption in subgrain-free Cd<sub>0,2</sub>Hg<sub>0,8</sub>Te crystals / Ya. Olikh, I. Lysyuk, O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 439–440.
- [50] *Olikh, O.* Ultrasonically induced effects in Schottky barrier structure depending on a  $\gamma$ -irradiation / O. Olikh // 2014 IEEE International Ultrasonics Symposium. Chicago, Illinois, USA. Abstract book. — Chicago: 2014. — Pp. 645–646.
- [51] *Оліх, О. Я.* Характеризація  $\gamma$ -опромінених кремнієвих р–п–структур методом диференційних коефіцієнтів / О. Я. Оліх, О. В. Пристай // 6-та Міжнародна науково–технічна конференція «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології», Одеса, Україна. Тези доповідей. — Одеса: 2014. — С. 193.

- [52] *Olikh, O.Ya.* Ultrasonic Loading Effects on Silicon-based Schottky Diodes / O.Ya Olikh, K. V. Voytenko // 2015 International Congress on Ultrasonics. Metz, France. Abstract book. — Metz: 2015. — P. 225.
- [53] *Оліх, О. Я.* Порівняння ефективності методів визначення параметрів діодів Шотки / О. Я. Оліх // Сучасні проблеми фізики конденсованого стану: Праці IV-ї міжнародної конференції. Київ, Україна. — Київ: 2015. — С. 32–34.
- [54] Ультразвукова модифікація стимульованого фононами тунелювання у кремнієвих діодах Шотки / О. Я. Оліх, К. В. Войтенко, Р. М. Бурбело, Я. М. Оліх // VII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-7. Дніпро, Україна. Тези доповідей. — Дніпро: 2016. — С. 190–191.
- [55] *Оліх, О. Я.* Акусто-керована модифікація властивостей кремнієвих фотолектроперетворювачів / О. Я. Оліх // Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних і комп’ютерних систем. Тези доповідей на II Всеукраїнській науково-практичній конференції MEICS-2017. Дніпро, Україна. — Дніпро: 2017. — С. 302–303.
- [56] *Ostapenko, S. S.* Ultrasound stimulated dissociation of Fe–B pairs in silicon / S. S. Ostapenko, R. E. Bell // *J. Appl. Phys.* — 1995. — May. — Vol. 77, no. 10. — Pp. 5458–5460.
- [57] *Davletova, A.* Open-circuit voltage decay transient in dislocation-engineered Si p–n junction / A. Davletova, S. Zh. Karazhanov // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2008. — Aug. — Vol. 41, no. 16. — P. 165107.
- [58] *Davletova, A.* A study of electrical properties of dislocation engineered Si processed by ultrasound / A. Davletova, S. Zh. Karazhanov // *Journal of Physics and Chemistry of Solids.* — 2009. — June. — Vol. 70, no. 6. — Pp. 989–992.
- [59] *Пашаев, И.Г.* Исследования релаксации избыточного тока кремниевых диодов Шоттки / И.Г. Пашаев // *Физика и техника полупроводников.* — 2014. — Т. 48, № 10. — С. 1426–1429.

- [60] Власов, С.И. Влияние ультразвуковой обработки на генрационні характеристики границі раздела полупроводник–стекло / С.И. Власов, А.В. Овсянников, Б.Н. Заверюхин // Письма в Журнал Технической Физики. — 2009. — Т. 35, № 7. — С. 41–45.
- [61] Olikh, Ya.M. In Situ Observation of the Relaxation of Conductivity in  $\gamma$ -Irradiated n-Type Silicon under the Action of Ultrasound Pulses / Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko // Tech. Phys. Lett. — 2011. — Jan. — Vol. 37, no. 1. — Pp. 37–40.
- [62] Acoustically driven optical phenomena in bulk and low-dimensional semiconductors / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov, O.Ya Olikh et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2001. — July. — Vol. 3, no. 4. — Pp. S82–S86.
- [63] Дъелисан, Э. Упругие волны в твёрдых телах. Применение для обработки сигналов / Э. Дъелисан, Д. Руайе. — М.: Наука, 1982. — 424 с.
- [64] Акустические кристаллы / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Перецломова и др.; Под ред. М. П. Шаскольской. — М.: Наука, 1982. — 632 с.
- [65] Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and  $\gamma$ -rays in Si and GaAs / A. Akkerman, J. Barak, M.B. Chadwick et al. // Radiat Phys Chem. — 2001. — Oct. — Vol. 62, no. 4. — Pp. 301–310.
- [66] Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions / S.R. Messenger, E.A. Burke, G.P. Summers et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1999. — Dec. — Vol. 46, no. 6. — Pp. 1595–1602.
- [67] Bräunig, D. Atomic displacement and total ionizing dose damage in semiconductors / D. Bräunig, F. Wulf // Radiat. Phys. Chem. — 1994. — Jan–Feb. — Vol. 43, no. 1–2. — Pp. 105–107.
- [68] Huhtinen, M. Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon / M. Huhtinen // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. — 2002. — Sep. — Vol. 491, no. 1–2. — Pp. 194–215.

- [69] *Jafari, H.* Analytical modeling for gamma radiation damage on silicon photodiodes / H. Jafari, S.A.H. Feghhi // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2016. — Apr. — Vol. 816. — Pp. 62–69.
- [70] 75 MeV boron ion irradiation studies on Si PIN photodiodes / Y.P. Prabhakara Rao, K.C. Praveen, Y. Rejeena Rani et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* — 2013. — Dec. — Vol. 316. — Pp. 205–209.
- [71] Comparison of defects produced by fast neutrons and  $^{60}\text{Co}$ -gammas in high-resistivity silicon detectors using deep-level transient spectroscopy / M. Moll, H. Feick, E. Fretwurst et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 1997. — Apr. — Vol. 388, no. 3. — Pp. 335–339.
- [72] *Srour, J.R.* Review of displacement damage effects in silicon devices / J.R. Srour, C.J. Marshall, P.W. Marshall // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2003. — Jun. — Vol. 50, no. 3. — Pp. 653–670.
- [73] A contribution to the identification of the E5 defect level as tri-vacancy (V3) / Alexandra Junkes, Ioana Pintilie, Eckhart Fretwurst, Doris Eckstein // *Physica B: Condensed Matter.* — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 3013–3015.
- [74] Positron probing of disordered regions in neutron-irradiated silicon / Nikolay Arutyunov, Nick Bennett, Neil Wight et al. // *Phys. Status Solidi B.* — 2016. — Nov. — Vol. 253, no. 11. — Pp. 2175–2179.
- [75] *Londos, C. A.* Di-interstitial defect in silicon revisited / C. A. Londos, G. Antonaras, A. Chroneos // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Nov. — Vol. 114, no. 19. — P. 193513.
- [76] *Tanero, K.I.* Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения / К.И. Танеро, В.Н. Улимов, А.М. Членов. — М.: «БИНОМ. Лаборатория знаний», 2012. — 304 с.
- [77] *Hu, Binxin.* Reflection-type single long-pulse solar simulator for high-efficiency crystalline silicon photovoltaic modules / Binxin Hu, Buyin Li, Tiechen Zhao, Rixin Yang // *Rev. Sci. Instrum.* — 2011. — Jun. — Vol. 82, no. 6. — P. 065104.

- [78] Electronically stimulated degradation of silicon solar cells / J. Schmidt, K. Bothe, D. Macdonald et al. // *Journal of Materials Research*. — 2006. — Jan. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 5–12.
- [79] *Lindroos, Jeanette*. Review of light-induced degradation in crystalline silicon solar cells / Jeanette Lindroos, Hele Savin // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2016. — Apr. — Vol. 147. — Pp. 115–126.
- [80] Degradation of Crystalline Silicon Due to Boron–Oxygen Defects / Tim Niewelt, Jonas Schöon, Wilhelm Warta et al. // *IEEE Journal of Photovoltaics*. — 2017. — Jan. — Vol. 7, no. 1. — Pp. 383 –398.
- [81] Modeling of light–induced degradation due to Cu precipitation in p–type silicon. II. Comparison of simulations and experiments / H. Vahlman, A. Haarahiltunen, W. Kwapisil et al. // *J. Appl. Phys*. — 2017. — May. — Vol. 121, no. 19. — P. 195704.
- [82] Recombination parameters of lifetime–limiting carrier–induced defects in multicrystalline silicon for solar cells / Carlos Vargas, Yan Zhu, Gianluca Coletti et al. // *Appl. Phys. Lett*. — 2017. — Feb. — Vol. 110, no. 9. — P. 092106.
- [83] Acceleration and mitigation of carrier–induced degradation in p–type multi–crystalline silicon / D. N. R. Payne, C. E. Chan, B. J. Hallam et al. // *Phys. Status Solidi RRL*. — 2016. — Mar. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 237–241.
- [84] Explanation of potential–induced degradation of the shunting type by Na decoration of stacking faults in Si solar cells / Volker Naumann, Dominik Lausch, Angelika Hahnel et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 383–389.
- [85] *Hoffmann, Stephan*. Effect of humidity and temperature on the potential-induced degradation / Stephan Hoffmann, Michael Koehl // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2012. — Feb. — Vol. 22, no. 2. — Pp. 173–179.

- [86] Influence of surface structure of n-type single-crystalline Si solar cells on potential-induced deInfluence / Kohjiro Hara, Kinichi Ogawa, Yusuke Okabayashi et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2017. — Jul. — Vol. 166. — Pp. 132–139.
- [87] A study on the variation of c-Si solar cell parameters under 8 MeV electron irradiation / Sathyanarayana Bhat, Asha Rao, Sheeja Krishnan et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 191–196.
- [88] Karazhanov, S. Zh. Mechanism for the anomalous degradation of silicon space solar cells / S. Zh. Karazhanov // *Applied Physics Letters.* — 2000. — May. — Vol. 76, no. 19. — Pp. 2689–2691.
- [89] Korotchenkov, O.A. Long-wavelength acoustic-mode-enhanced electron emission from Se and Te donors in silicon / O.A. Korotchenkov, H.G. Grimmliss // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Nov. — Vol. 52, no. 20. — Pp. 14598–14606.
- [90] Effect of ultrasonic treatment on the defect structure of the Si–SiO<sub>2</sub> system / D. Kropman, V. Seeman, S. Dolgov, A. Medvids // *Phys. Status Solidi C.* — 2016. — Oct. — Vol. 13, no. 10–12. — Pp. 793–797.
- [91] Olikh, Ya. M. Reverse ultrasonic changes of electrical conductivity in CdTe:Cl crystals / Ya. M. Olikh, M.D. Tymochko // *Superlattices Microstruct.* — 2016. — Jul. — Vol. 95. — Pp. 78–82.
- [92] Acoustostimulated changes in the density of surface states and their energy spectrum in p-type silicon single crystals / N.N. Zaveryukhina, E.B. Zaveryukhina, S.I. Vlasov, B.N. Zaveryukhin // *Tech. Phys. Lett.* — 2008. — Mar. — Vol. 34, no. 3. — Pp. 241–243.
- [93] Mirsagatov, Sh. A. Ultrasonic Annealing of Surface States in the Heterojunction of a p–Si/n–CdS/n<sup>+</sup>–CdS Injection Photodiode / Sh. A. Mirsagatov, I. B. Sapayeva, Zh.T. Nazarov // *Inorganic Materials.* — 2015. — Dec. — Vol. 51, no. 1. — Pp. 1–4.

- [94] *Ostapenko, S.* Defect passivation using ultrasound treatment: fundamentals and application / S. Ostapenko // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. — 1999. — Aug. — Vol. 69, no. 2. — Pp. 225–232.
- [95] Characteristics of silicon p–n junction formed by ion implantation with in situ ultrasound treatment / V.P. Melnik, Y.M. Olikh, V.G. Popov et al. // *Materials Science & Engineering, B: Solid-State Materials for Advanced Technology*. — 2005. — Dec. — Vol. 124–125. — Pp. 327–330.
- [96] *Ishaque, Kashif.* Simple, fast and accurate two-diode model for photovoltaic modules / Kashif Ishaque, Zainal Salam, Hamed Taheri // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2011. — Feb. — Vol. 95, no. 2. — Pp. 586–594.
- [97] *Bühler, Alexandre Jose.* Method for photovoltaic parameter extraction according to a modified double-diode model / Alexandre Jose Bühler, Arno Krenzinger // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2013. — Aug. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 884–893.
- [98] *Sproul, A. B.* Intrinsic carrier concentration and minority-carrier mobility of silicon from 77 to 300 K / A. B. Sproul, M. A. Green // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Feb. — Vol. 73, no. 3. — Pp. 1214–1225.
- [99] *Green, Martin A.* Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon / Martin A. Green // *J. Appl. Phys.* — 1990. — Mar. — Vol. 67, no. 6. — Pp. 2944–2954.
- [100] *Schroder, D. K.* Semiconductor Material and Device Characterization / D. K. Schroder. — Third edition. — New Jersey: John Wiley & Sons, 2006.
- [101] Solar Cells. Materials, Manufacture and Operation / Ed. by Augustin McEvoy, Tom Markvart, Luis Castaner. — Second edition. — Oxford: Academic Press, 2013.
- [102] *Sun, Jianyong.* DE/EDA: A new evolutionary algorithm for global optimization / Jianyong Sun, Qingfu Zhang, Edward P.K. Tsang // *Inform. Sci.* — 2005. — Feb. — Vol. 169, no. 3–4. — Pp. 249–262.

- [103] *Wang, Kaier.* Parameter determination of Schottky–barrier diode model using differential evolution / Kaier Wang, Meiyi Ye // *Solid-State Electron.* — 2009. — Feb. — Vol. 53, no. 2. — Pp. 234–240.
- [104] Adaptive differential evolution algorithm with novel mutation strategies in multiple sub–populations / Laizhong Cui, Genghui Li, Qiuzhen Lin et al. // *Computers & Operations Research.* — 2016. — Mar. — Vol. 67. — Pp. 155–173.
- [105] Modeling of light–induced degradation due to Cu precipitation in p–type silicon. II. Comparison of simulations and experiments / H. Vahlman, A. Haarahiltunen, W. Kwapisil et al. // *J. Appl. Phys.* — 2017. — May. — Vol. 121, no. 19. — P. 195704.
- [106] Implications of Accelerated Recombination–Active Defect Complex Formation for Mitigating Carrier–Induced Degradation in Silicon / Brett J. Hallam, Malcolm D. Abbott, Nitin Nampalli et al. // *IEEE Journal of Photovoltaics.* — 2016. — Jan. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 92–99.
- [107] *Razeghi, M.* Semiconductor ultraviolet detectors / M. Razeghi, A. Rogalski // *J. Appl. Phys.* — 1996. — May. — Vol. 79, no. 10. — Pp. 7433–7473.
- [108] *Фаренбрух, А.* Солнечные элементы. Теория и эксперимент / А. Фаренбрух, Р. Бьюб. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 280 с.
- [109] *Гаман, В.И.* Физика полупроводниковых приборов / В.И. Гаман. — Томск: Из-во Том. ун-та, 1989. — 336 с.
- [110] *Rajkanan, K.* Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations / K. Rajkanan, R. Singh, J. Shewchun // *Solid-State Electron.* — 1979. — Sep. — Vol. 22, no. 9. — Pp. 793–795.
- [111] Effect of oxygen precipitation on the performance of Czochralski silicon solar cells / Lin Chen, Xuegong Yu, Peng Chen et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2011. — Nov. — Vol. 95, no. 11. — Pp. 3148–3151.
- [112] Identification of lifetime limiting defects by temperature– and injection-dependent photoluminescence imaging / Jonas Schön, Amanda Youssef,

Sungeun Park et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Sep. — Vol. 120, no. 10. — P. 105703.

- [113] Evaluating Crystalline Silicon Solar Cells at Low Light Intensities Using Intensity–Dependent Analysis of I–V Parameters / Karola Rühle, Mattias K. Juhl, Malcolm D. Abbott, Martin Kasemann // *IEEE Journal of Photovoltaics*. — 2015. — May. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 926–931.
- [114] Crystalline silicon cell performance at low light intensities / N.H. Reich, W.G.J.H.M. van Sark, E.A. Alsema et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2009. — Sep. — Vol. 93, no. 9. — Pp. 1471–1481.
- [115] The Influence of Parasitic Effects on Injection–Level–Dependent Lifetime Data / Florence W. Chen, Jeffrey E. Cotter, Malcolm D. Abbott et al. // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2007. — Nov. — Vol. 54, no. 11. — Pp. 2960–2968.
- [116] Особливості формування рекомбінаційного струму в області просторового заряду кремнієвих сонячних елементів / А.В. Саченко, В.П. Костильов, В.М. Власюк та ін. // УФЖ. — 2016. — Т. 61, № 10. — С. 923–928751.
- [117] *Schroder, D.K.* The concept of generation and recombination lifetimes in semiconductors / D.K. Schroder // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 1982. — Aug. — Vol. 29, no. 8. — Pp. 1336–1338.
- [118] Analysis of  $n^+p$  silicon junctions with varying substrate doping concentrations made under ultraclean processing technology / Herzl Aharoni, Tadahiro Ohmi, Mauricio Massazumi Oka et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Feb. — Vol. 81, no. 3. — Pp. 1270–1288.
- [119] Explanation of High Solar Cell Diode Factors by Nonuniform Contact Resistance / A. S. H. van der Heide, A. Schonecker, J. H. Bultman, W. C. Sinke // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2005. — Jan. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 3–16.
- [120] *Beier, Jutta.* Humps in dark I–V–curves — Analysis and explanation / Jutta Beier, Bernhard Voss // Proceedings of the 23rd IEEE Photovoltaic

Specialists Conference. — 1993. — May. — Pp. 321–326. — Louisville, KY, USA.

- [121] Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ( $n \gg 2.0$ ) in AlGaN/GaN p–n junction diodes / Jay M. Shah, Y.-L. Li, Th. Gessmann, E. F. Schubert // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Aug. — Vol. 94, no. 4. — Pp. 2627–2630.
- [122] Conduction processes in silicon solar cells / A. Kaminski, J. J. Marchand, H. E. Omari et al. // Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference. — 1996. — May. — Pp. 573–576. — Washington, DC, USA.
- [123] Direct observation of intercenter charge transfer in dominant nonradiative recombination channels in silicon / W. M. Chen, B. Monemar, E. Janzén, J. L. Lindström // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Sep. — Vol. 67, no. 14. — Pp. 1914–1917.
- [124] Observation of rapid direct charge transfer between deep defects in silicon / A. M. Frens, M. T. Bennebroek, A. Zakrzewski et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — May. — Vol. 72, no. 18. — Pp. 2939–2942.
- [125] *Schenka, Andreas.* Coupled defect-level recombination: Theory and application to anomalous diode characteristics / Andreas Schenka, Ulrich Krumbein // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Sep. — Vol. 78, no. 5. — Pp. 3185–3192.
- [126] Explanation of commonly observed shunt currents in c-Si solar cells by means of recombination statistics beyond the Shockley-Read-Hall approximation / Silke Steingrube, Otwin Breitenstein, Klaus Ramspeck et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — July. — Vol. 110, no. 1. — P. 014515.
- [127] Influence of Defects on Solar Cell Characteristics / Otwin Breitenstein, Jan Bauer, Pietro P. Altermatt, Klaus Ramspeck // *Solid State Phenomena*. — 2010. — Vol. 156–158. — Pp. 1–10.
- [128] The effect of oxide precipitates on minority carrier lifetime in p–type silicon / J. D. Murphy, K. Bothe, M. Olmo et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Sep. — Vol. 110, no. 5. — P. 053713.

- [129] *Schlangenotto, H.* Temperature dependence of the radiative recombination coefficient in silicon / H. Schlangenotto, H. Maeder, W. Gerlach // *Phys. Status Solidi A.* — 1974. — Jan. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 357–367.
- [130] *Kerr, Mark J.* General parameterization of Auger recombination in crystalline silicon / Mark J. Kerr, Andres Cuevas // *J. Appl. Phys.* — 2002. — Feb. — Vol. 91, no. 4. — Pp. 2473–2480.
- [131] *Pavlovich, V. N.* Enhanced Diffusion of Impurities and Defects in Crystals in Conditions of Ultrasonic and Radiative Excitation of the Crystal Lattice / V. N. Pavlovich // *Phys. Status Solidi B.* — 1993. — Nov. — Vol. 180, no. 1. — Pp. 97–105.
- [132] *Mirzade, Fikret.* Elastic wave propagation in a solid layer with laser-induced point defects / Fikret Mirzade // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Sep. — Vol. 110, no. 6. — P. 064906.
- [133] *Пелещак, Р.М.* Формування періодичних структур під впливом акустичної хвилі у напівпровідниках з двокомпонентною дефектною підсистемою / Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків // УФЖ. — 2016. — Т. 61, № 8. — С. 746–751.
- [134] *Krevchik, V. D.* Influence of ultrasound on ionic diffusion process in semiconductors / V. D. Krevchik, R. A. Muminov, A. Ya. Yafasov // *Phys. Status Solidi A.* — 1981. — Feb. — Vol. 63, no. 2. — Pp. K159–K162.
- [135] *Mirzade, F.Kh.* Nonlinear longitudinal strain wave interacting with point defect in metal plates / F.Kh. Mirzade // *J. Appl. Phys.* — 2005. — Apr. — Vol. 97, no. 8. — P. 084911.
- [136] *Ostrovskii, I.V.* Characterization of unstable point defects in crystals / I.V. Ostrovskii, O.A. Korotchenkov // *Solid State Commun.* — 1992. — Apr. — Vol. 82, no. 4. — Pp. 267–270.
- [137] *Thomas, D. G.* Kinetics of Radiative Recombination at Randomly Distributed Donors and Acceptors / D. G. Thomas, J.J. Hopfield, W. M. Augistyniak // *Phys. Rev.* — 1965. — Oct. — Vol. 140, no. 1A. — Pp. A202–A220.

- [138] Impact of phosphorus gettering parameters and initial iron level on silicon solar cell properties / Ville Vahanissi, Antti Haarahiltunen, Heli Talvitie et al. // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2013. — Aug. — Vol. 21, no. 5. — Pp. 1127–1135.
- [139] Schmidt, Jan. Effect of Dissociation of Iron–Boron Pairs in Crystalline Silicon on Solar Cell Properties / Jan Schmidt // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2005. — Jun. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 325–331.
- [140] Mchedlidze, Teimuraz. Iron–related carrier traps near the n<sup>+</sup>p–junctions of crystalline silicon solar cells: impacts of feedstock and of the fabrication processes / Teimuraz Mchedlidze, Jorg Weber // *Phys. Status Solidi B*. — 2014. — Aug. — Vol. 251, no. 8. — Pp. 1608–1613.
- [141] Local detection of deep carrier traps in the pn-junction of silicon solar cells / T. Mchedlidze, L. Scheffler, J. Weber et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Jul. — Vol. 103, no. 01. — P. 013901.
- [142] Minority carrier lifetime in silicon photovoltaics: The effect of oxygen precipitation / J.D. Murphy, J.D. McGuire, K. Bothe et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2014. — Jan. — Vol. 120. — Pp. 402–411.
- [143] Parameterisation of injection-dependent lifetime measurements in semiconductors in terms of Shockley–Read–Hall statistics: An application to oxide precipitates in silicon / J. D. Murphy, K. Bothe, R. Krain et al. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Jun. — Vol. 111, no. 11. — P. 113709.
- [144] Porrini, M. Minority carrier lifetime of p-type silicon containing oxygen precipitates: influence of injection level and precipitate size/density / M. Porrini, P. Tessariol // *Materials Science and Engineering: B*. — 2000. — Apr. — Vol. 73, no. 1–3. — Pp. 244–249.
- [145] Modulating the extent of fast and slow boron-oxygen related degradation in Czochralski silicon by thermal annealing: Evidence of a single defect / Moonyong Kim, Malcolm Abbott, Nitin Nampalli et al. // *J. Appl. Phys.* — 2017. — Feb. — Vol. 121, no. 5. — P. 053106.

- [146] *Wijaranakula, W.* The Reaction Kinetics of Iron-Boron Pair Formation and Dissociation in P-Type Silicon / W. Wijaranakula // *J. Electrochem. Soc.* — 1993. — Jan. — Vol. 140, no. 1. — Pp. 275–281.
- [147] *Олих, О.Я.* Увеличение длины диффузии электронов в кристаллах р-кремния под действием ультразвука / О.Я. Олих, И.В. Островский // *Физика твердого тела.* — 2002. — Т. 44, № 7. — С. 1198–1202.
- [148] *Hwang, J. M.* Recombination properties of oxygen-precipitated silicon / J. M. Hwang, D. K. Schroder // *J. Appl. Phys.* — 1986. — Apr. — Vol. 59, no. 7. — Pp. 2476–2487.
- [149] Impact of oxygen related extended defects on silicon diode characteristics / J. Vanhellemont, E. Simoen, A. Kaniava et al. // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Jun. — Vol. 77, no. 11. — Pp. 5669–5676.
- [150] Oxygen defect processes in silicon and silicon germanium / A. Chroneos, E. N. Sgourou, C. A. Londos, U. Schwingenschlögl // *Applied Physics Reviews.* — 2015. — Jun. — Vol. 2, no. 2. — P. 021306.
- [151] Impurity engineering of Czochralski silicon / Xuegong Yu, Jiahe Chen, Xiangyang Ma, Deren Yang // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2013. — Jan–Feb. — Vol. 74, no. 1–2. — Pp. 1–33.
- [152] Effect of oxide precipitates on minority-carrier lifetime in Czochralski-grown silicon / Masami Miyagi, Kazumi Wada, Jiro Osaka, Naohisa Inoue // *J. Appl. Phys.* — 1982. — Apr. — Vol. 40, no. 8. — Pp. 719–721.
- [153] Impact of interstitial iron on the study of meta-stable B–O defects in Czochralski silicon: Further evidence of a single defect / Moonyong Kim, Daniel Chen, Malcolm Abbott et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Apr. — Vol. 123, no. 16. — P. 161586.
- [154] *Смирнов, Л.С.* Атомные процессы в полупроводниковых кристаллах / Л.С. Смирнов // *Физика и техника полупроводников.* — 2001. — Т. 35, № 9. — С. 1029–1031.

- [155] Козловский, В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов Обзор / В.В. Козловский, В.А. Козлов, В.Н. Ломасов // *Физика и техника полупроводников.* — 2000. — Т. 34, № 2. — С. 129–147.
- [156] Челядинский, А.Р. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии / А.Р. Челядинский, Ф.Ф. Комаров // *Успехи физических наук.* — 2003. — Т. 173, № 8. — С. 813–846.
- [157] Влияние ультразвуковой обработки на фотоэлектрические и люминесцентные свойства кристаллов ZnSe / Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, Ф.С. Габибов и др. // *Физика и техника полупроводников.* — 2008. — Т. 42, № 3. — С. 282–285.
- [158] Подолян, А.А. Влияние ультразвука на отжиг радиационных дефектов в кремнии при комнатных температурах / А.А. Подолян, В.И. Хиврич // *Письма в журнал технической физики.* — 2005. — Т. 31, № 10. — С. 11–16.
- [159] Олих, Я.М. Акустостимулированное преобразование радиационных дефектов в gamma-облученных кристаллах кремния n-типа / Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко, А.П. Долголенко // *Письма в журнал технической физики.* — 2006. — Т. 32, № 13. — С. 67–73.
- [160] Romanyuk, A. Influence of in situ ultrasound treatment during ion implantation on formation of silver nanoparticles in silica / A. Romanyuk, V. Spassov, V. Melnik // *J. Appl. Phys.* — 2006. — Feb. — Vol. 99, no. 3. — P. 034314.
- [161] Парчинский, П.Б. Исследование влияния ультразвукового воздействия на генерационные характеристики предварительно облученной границы раздела кремний–диоксид кремния / П.Б. Парчинский, С.И. Власов, Л.Г. Лигай // *Физика и техника полупроводников.* — 2006. — Т. 40, № 7. — С. 829–832.
- [162] Определение параметров глубоких уровней по дифференциальным коэффициентам вольт–амперных характеристик / С.В. Булярский, М.О. Воробьев, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин // *Письма в журнал технической физики.* — 1999. — Т. 25, № 5. — С. 22–27.

- [163] Лугаков, П.Ф. Влияние примесного состава на образование центров рекомбинации при облучении n–кремния  $\gamma$ -квантами высоких энергий / П.Ф. Лугаков, В.Д. Ткачев, Шуша В.В. // Физика и техника полупроводников. — 1979. — Т. 13, № 5. — С. 875–880.
- [164] Electronic properties of dislocations introduced mechanically at room temperature on a single crystal silicon surface / Masatoshi Ogawa, Shoji Kamiya, Hayato Izumi, Yutaka Tokuda // *Physica B: Condensed Matter*. — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 3034–3037.
- [165] Electrical properties of dislocations and point defects in plastically deformed silicon / P. Omling, E. R. Weber, L. Montelius et al. // *Phys. Rev. B*. — 1985. — Nov. — Vol. 32, no. 10. — Pp. 6571–6581.
- [166] Kittler, Martin. Influence of contamination on the electrical activity of crystal defects in silicon / Martin Kittler, Winfried Seifert, Klaus Knobloch // *Microelectron. Eng.* — 2003. — Apr. — Vol. 66, no. 1–4. — Pp. 281–288.
- [167] Electronic and dynamical properties of the silicon trivacancy / J. Coutinho, V. P. Markevich, A. R. Peaker et al. // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Nov. — Vol. 86. — P. 174101.
- [168] Trivacancy and trivacancy–oxygen complexes in silicon: Experiments and *ab initio* modeling / V. P. Markevich, A. R. Peaker, S. B. Lastovskii et al. // *Phys. Rev. B*. — 2009. — Dec. — Vol. 80, no. 23. — P. 235207.
- [169] Transformation of divacancies to divacancy–oxygen pairs in p-type Czochralski–silicon; mechanism of divacancy diffusion / N. Ganagona, L. Vines, E. V. Monakhov, B. G. Svensson // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Jan. — Vol. 115, no. 3. — P. 034514.
- [170] Лукьяница, В.В. Уровни вакансий и межузельных атомов в запрещенной зоне кремния / В.В. Лукьяница // Физика и техника полупроводников. — 2003. — Т. 37, № 4. — С. 422–431.
- [171] Kuchinskii, P.V. The effect of thermal and radiation defects on the recombination properties of the region of diffused silicon p–n structures / P.V. Kuchinskii,

V.M. Lomako // *Solid-State Electron.* — 1986. — Oct. — Vol. 29, no. 10. — Pp. 1041–1051.

- [172] *Karazhanov, S. Zh.* Methods for determining deep defect concentration from dependence of excess carrier density and lifetime on illumination intensity / S. Zh. Karazhanov // *Semicond. Sci. Technol.* — 2001. — Apr. — Vol. 16, no. 4. — Pp. 276–280.
- [173] The vacancy–donor pair in unstrained silicon, germanium and SiGe alloys / A. R. Peaker, V. P. Markevich, F.D. Auret et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2005. — Jun. — Vol. 17, no. 22. — Pp. S2293–S2302.
- [174] Ion mass effect on vacancy–related deep levels in Si induced by ion implantation / E. V. Monakhov, J. Wong-Leung, A. Yu. Kuznetsov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — May. — Vol. 65, no. 24. — P. 245201.
- [175] *Nakashima, H.* Electrical and thermal properties of structurally metastable iron–boron pairs in silicon / H. Nakashima, T. Sadoh, T. Tsurushima // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Jun. — Vol. 49, no. 24. — Pp. 16983–16993.
- [176] *Istratov, A. A.* Iron and its complexes in silicon / A. A. Istratov, H. Hieslmair, E.R. Weber // *Applied Physics A: Materials Science & Processing.* — 1999. — Jul. — Vol. 69, no. 1. — Pp. 13–44.
- [177] Перебудова дефектної структури та центрів дислокаційної люмінісценції у приповерхневих шарах *p*–Si / Б. В. Павлик, М. О. Кушлик, Д. П. Слободзян, Р. М. Лис // *Журнал фізичних досліджень.* — 2017. — Т. 21, № 1–2. — С. 1601–1–1601–8.
- [178] The self–interstitial in silicon and germanium / R. Jones, A. Carvalho, J.P. Goss, P.R. Briddon // *Materials Science and Engineering: B.* — 2009. — Mar. — Vol. 159–160. — Pp. 112–116.
- [179] *Rein, S.* Electronic properties of the metastable defect in boron–doped Czochralski silicon: Unambiguous determination by advanced lifetime spectroscopy / S. Rein, S. W. Glunz // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Feb. — Vol. 82, no. 7. — Pp. 1054–1056.

- [180] *Mchedlidze, Teimouraz.* Electrical Activity of Defects Induced by Oxygen Precipitation in Czochralski–Grown Silicon Wafers / Teimouraz Mchedlidze, Kei Matsumoto, Eiichi Asano // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 1999. — Jun. — Vol. 38, no. 6A. — Pp. 3422–3425.
- [181] Deep levels associated with oxygen precipitation in CZ silicon and correlation with minority carrier lifetimes / S. S. Chan, C. J. Varker, J. D. Whitfield, R. W. Carpenter // Materials Research Society Symposium Proceedings / Ed. by N. M. Johnson, S. G. Bishop, G. D. Watkins. — Vol. 46. — North-Holland, NY: 1985. — Pp. 281–286.
- [182] *Seebauer, Edmund G.* Charged point defects in semiconductors / Edmund G. Seebauer, Meredith C. Kratzer // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2006. — Dec. — Vol. 55, no. 3–6. — Pp. 57 – 149.
- [183] *Cavalcoli, D.* Defect states in plastically deformed *n*-type silicon / D. Cavalcoli, A. Cavallini, E. Gombia // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Oct. — Vol. 56, no. 15. — Pp. 10208–10214.
- [184] *Kveder, Vitaly V.* Dislocations in Silicon and D–Band Luminescence for Infrared Light Emitters / Vitaly V. Kveder, Martin Kittler // *Materials Science Forum.* — 2008. — Vol. 590. — Pp. 29–56.
- [185] Electrical levels of dislocation networks in p– and n-type Si / I. Isakova, A. Bondarenko, O. Vyvenko et al. // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2011. — Vol. 281, no. 1. — P. 012010.
- [186] Челядинский, А.Р. Модель пары: атом фосфора–междоузельный атом кремния / А.Р. Челядинский, В.А. Буренков // *Физика твердого тела.* — 1998. — Т. 40, № 11. — С. 1995–1998.
- [187] Electrical activity of multivacancy defects in silicon / P. Santos, J. Coutinho, M. J. Rayson, P. R. Briddon // *Phys. Status Solidi C.* — 2012. — Oct. — Vol. 9, no. 10–11. — Pp. 2000–2004.

- [188] Reconfigurations and diffusion of trivacancy in silicon / V. P. Markevich, A. R. Peaker, B. Hamilton et al. // *Physica B: Condensed Matter.* — 2012. — Aug. — Vol. 407, no. 15. — Pp. 2974–2977.
- [189] Harris, R. D. Negative-U defect: Interstitial boron in silicon / R. D. Harris, J. L. Newton, G. D. Watkins // *Phys. Rev. B.* — 1987. — Jul. — Vol. 36, no. 2. — Pp. 1094–1104.
- [190] Hu, S.M. Nonequilibrium point defects and diffusion in silicon / S.M. Hu // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 1994. — Oct. — Vol. 13, no. 3. — Pp. 105 – 192.
- [191] Fast and slow lifetime degradation in boron-doped Czochralski silicon described by a single defect / Brett Hallam, Malcolm Abbott, Tine Nærland, Stuart Wenham // *Phys. Status Solidi RRL.* — 2016. — Jul. — Vol. 10, no. 7. — Pp. 520–524.
- [192] Defect engineering of Czochralski single-crystal silicon / T. Sinno, E. Dornberger, W. von Ammon et al. // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2000. — Jul. — Vol. 28, no. 5–6. — Pp. 149–198.
- [193] Defects involving interstitial boron in low-temperature irradiated silicon / L. I. Khirunenko, M. G. Sosnin, A. V. Duvanskii et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Dec. — Vol. 94, no. 23. — P. 235210.
- [194] Voronkov, V. The nature of boron-oxygen lifetime-degrading centres in silicon / V. Voronkov, R. Falster // *Phys. Status Solidi C.* — 2016. — Dec. — Vol. 13, no. 10–12. — Pp. 712–717.
- [195] Recent insights into boron-oxygen related degradation: Evidence of a single defect / Brett Hallam, Moonyong Kim, Malcolm Abbott et al. // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* — 2017. — Dec. — Vol. 73. — Pp. 25 – 32.
- [196] Kveder, V. Recombination activity of contaminated dislocations in silicon: A model describing electron-beam-induced current contrast behavior / V. Kveder, M. Kittler, W. Schröter // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Mar. — Vol. 63, no. 11. — P. 115208.

- [197] Коротченков, О.А. Об идентификации точечных дефектов вблизи границы раздела полупроводников посредством возмущения акустической волной / О.А. Коротченков // *Физика и техника полупроводников*. — 1996. — Т. 30, № 7. — С. 1274–1278.
- [198] Гусейнов, Н.А. Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , с помощью ультразвуковой обработки / Н.А. Гусейнов, Я.М. Олих, Аскеров Ш.Г. // *Письма в журнал технической физики*. — 2007. — Т. 33, № 1. — С. 38–44.
- [199] Подолян, А.А. Восстановление времени жизни носителей заряда под воздействием ультразвуковой обработки в gamma-облученном кремнии / А.А. Подолян, А.Б. Надточий, О.А. Коротченков // *Письма в журнал технической физики*. — 2012. — Т. 38, № 9. — С. 15–22.
- [200] Олих, Я.М. Прямое наблюдение релаксации проводимости в gamma-облученном кремнии n-типа под влиянием импульсов ультразвука / Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко // *Письма в журнал технической физики*. — 2011. — Т. 37, № 1. — С. 78–84.
- [201] Radiation hard silicon detectors – developments by the RD48 (ROSE) collaboration / G. Lindström, M. Ahmed, S. Albergo et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. — 2001. — Jul. — Vol. 406, no. 2. — Pp. 308–326.
- [202] Radiation-induced point- and cluster-related defects with strong impact on damage properties of silicon detectors / Ioana Pintilie, Gunnar Lindstroem, Alexandra Junkes, Eckhart. Fretwurst // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. — 2009. — Nov. — Vol. 611, no. 1. — Pp. 52–68.
- [203] Moll, Michael. Radiation damage in silicon particle detectors: Microscopic defects and macroscopic properties: Ph.D. thesis / Universität Hamburg. — 1999. — 259 pp.
- [204] Deep defect levels in standard and oxygen enriched silicon detectors before and after  $^{60}\text{Co}$ - $\gamma$ -irradiation / J. Stahl, E. Fretwurst, G. Lindström, I. Pintilie //

*Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2003. — Oct. — Vol. 512, no. 1–2. — Pp. 111–116.

- [205] Колковский, И.И. Особенности накопления радиационных дефектов вакансационного и межузельного типов в бездислокационном кремнии с различным содержанием кислорода / И.И. Колковский, В.В. Лукьяница // *Физика и техника полупроводников*. — 1997. — Т. 31, № 4. — С. 405–409.
- [206] Siemieniec, R. Applying device simulation for lifetime-controlled devices / R. Siemieniec, W. Sudkamp, J. Lutz // Proceedings of the Fourth IEEE International Caracas Conference on Devices, Circuits and Systems. — Oranjestad, Aruba, Netherlands: 2002. — Apr. — Pp. D029–1–D029–6.
- [207] Radiation damage studies on MCz and standard and oxygen enriched epitaxial silicon devices / E. Fretwurst, F. Hönniger, G. Kramberger et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. — 2007. — Dec. — Vol. 583, no. 1. — Pp. 58–63.
- [208] Interstitial Defect Reactions in Silicon / Lionel C. Kimerling, M.T. Asom, J.L. Benton et al. // *Materials Science Forum*. — 1989. — Vol. 38–41. — Pp. 141–150.
- [209] Bistable interstitial–carbon–substitutional–carbon pair in silicon / L. W. Song, X. D. Zhan, B. W. Benson, G. D. Watkins // *Phys. Rev. B*. — 1990. — Sep. — Vol. 42, no. 9. — Pp. 5765–5783.
- [210] Wosinski, T. Transformation of native defects in bulk GaAs under ultrasonic vibration / T. Wosinski, A. Makosa, Z. Witczak // *Semicond. Sci. Technol.* — 1994. — Nov. — Vol. 9, no. 11. — Pp. 2047–2052.
- [211] Ultrasound regeneration of EL2 centres in GaAs / I. A. Buyanova, S. S. Ostapenko, M. K. Sheinkman, M. Murrikov // *Semicond. Sci. Technol.* — 1994. — Feb. — Vol. 9, no. 2. — Pp. 158–162.
- [212] Бистабильность и электрическая активность комплекса вакансия–два атона кислорода в кремнии / Л.И. Мурин, В.П. Маркевич, И.Ф. Медведева,

L. Dobaczewski // *Физика и техника полупроводников.* — 2006. — Т. 40, № 11. — С. 1316–1320.

- [213] *Мукашев, Б.Н.* Метастабильные и бистабильные дефекты в кремнии / Б.Н. Мукашев, Ю.В. Абдуллин, Ю.В. Горелкинский // *Успехи физических наук.* — 2000. — Т. 170, № 2. — С. 143–155.
- [214] *Gaubas, E.* Spectroscopy of neutron irradiation induced deep levels in silicon by microwave probed photoconductivity transients / E. Gaubas, A. Uleckas, J. Vaitkus // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* — 2009. — Aug. — Vol. 607, no. 1. — Pp. 92–94.
- [215] *Kolkovskii, I. I.* Charge–carrier recombination in silicon irradiated with  $\gamma$ –rays of different energies / I. I. Kolkovskii, P. F. Lugakov, V. V. Shusha // *Phys. Status Solidi A.* — 1984. — May. — Vol. 83, no. 1. — Pp. 299–306.
- [216] Evolution from point to extended defects in ion implanted silicon / J. L. Benton, S. Libertino, P. Kringshøj et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Jul. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 120–125.
- [217] Depth profiles of vacancy– and interstitial–type defects in MeV implanted Si / S. Coffa, V. Privitera, F. Priolo et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. — Feb. — Vol. 81, no. 4. — Pp. 1639–1644.
- [218] Defects in p–type Cz–silicon irradiated at elevated temperatures / Naveen-goud Ganagona, Bahman Raeissi, Lasse Vines et al. // *Phys. Status Solidi C.* — 2012. — Oct. — Vol. 9, no. 10–11. — Pp. 2009–2012.
- [219] Formation and origin of the dominating electron trap in irradiated p–type silicon / Lasse Vines, E. V. Monakhov, A. Yu. Kuznetsov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Aug. — Vol. 78, no. 8. — P. 085205.
- [220] *Brotherton, S. D.* Defect production and lifetime control in electron and  $\gamma$ –irradiated silicon / S. D. Brotherton, P. Bradley // *J. Appl. Phys.* — 1982. — Aug. — Vol. 53, no. 8. — Pp. 5720–5732.

- [221] Shunt Types in Crystalline Silicon Solar Cells / O. Breitenstein, J. P. Rakotonaina, M. H. Al Rifai, M. Werner // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2004. — Nov. — Vol. 12, no. 7. — Pp. 529–538.
- [222] Breitenstein, O. Material-induced shunts in multicrystalline silicon solar cells / O. Breitenstein, J. Bauer, Rakotonaina J.P. // *Физика и техника полупроводников*. — 2007. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 454–457.
- [223] Gopal, Vishnu. A new approach to investigate leakage current mechanisms in infrared photodiodes from illuminated current-voltage characteristics / Vishnu Gopal // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Aug. — Vol. 116, no. 8. — P. 084502.
- [224] Baker, I.M. Summary of HgCdTe 2D Array Technology in the U.K. / I.M. Baker, C.D. Maxey // *J. Electron. Mater.* — 2001. — Jun. — Vol. 30, no. 6. — Pp. 682–689.
- [225] On the electronic properties of a single dislocation / Manfred Reiche, Martin Kittler, Wilfried Erfurth et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — May. — Vol. 115, no. 19. — P. 194303.
- [226] Gopal, Vishnu. Effect of Dislocations on the Zero-Bias Resistance-Area Product, Quantum Efficiency, and Spectral Response of LWIR HgCdTe Photovoltaic Detectors / Vishnu Gopal, Sudha Gupta // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2003. — May. — Vol. 50, no. 5. — Pp. 1220–1226.
- [227] Gopal, Vishnu. Contribution of Dislocations to the Zero-Bias Resistance-Area Product of LWIR HgCdTe Photodiodes at Low Temperatures / Vishnu Gopal, Sudha Gupta // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 2004. — Jul. — Vol. 51, no. 7. — Pp. 1078–1083.
- [228] Experimental Evidence of Dislocation Related Shallow States in *p*-Type Si / A. Castaldini, D. Cavalcoli, A. Cavallini, S. Pizzini // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Aug. — Vol. 95, no. 7. — P. 076401.
- [229] Combined CL/EBIC/DLTS investigation of a regular dislocation network formed by Si wafer direct bonding / X. Yu, O. Vyvenko, M. Kittler et al. // *Физика и техника полупроводников*. — 2007. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 471–474.

- [230] Electronic States of Oxygen-free Dislocation Networks Produced by Direct Bonding of Silicon Wafers / M. Trushin, O. Vyvenko, T. Mchedlidze et al. // *Solid State Phenomena*. — 2010. — Vol. 156–158. — Pp. 283–288.
- [231] *Kittler, Martin*. Dislocations as Active Components in Novel Silicon Devices / Martin Kittler, Manfred Reiche // *Advanced Engineering Materials*. — 2009. — Apr. — Vol. 11, no. 4. — Pp. 249–258.
- [232] Combined CL/EBIC/DLTS investigation of a regular dislocation network formed by Si wafer direct bonding / X. Yu, O. Vyvenko, M. Kittler et al. // *Semiconductors*. — 2007. — Apr. — Vol. 41, no. 4. — Pp. 458–461.
- [233] *Green, Martin A*. General temperature dependence of solar cell performance and implications for device modelling / Martin A. Green // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2003. — Aug. — Vol. 11, no. 5. — Pp. 333–340.
- [234] *Dupre, O*. Sol. Energy Mater. Sol. Cells / O. Dupre, R. Vaillon, M.A. Green // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2015. — Sep. — Vol. 140. — Pp. 92–100.
- [235] *Green, Martin A*. Optical properties of intrinsic silicon at 300 K / Martin A. Green, Mark J. Keevers // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 1995. — Vol. 3, no. 3. — Pp. 189–192.
- [236] Ellipsometric determination of optical constants for silicon and thermally grown silicon dioxide via a multi-sample, multi-wavelength, multi-angle investigation / C. M. Herzinger, B. Johs, W. A. McGahan et al. // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Mar. — Vol. 83, no. 6. — Pp. 3323–3336.
- [237] *Green, Martin A*. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients / Martin A. Green // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. — 2008. — Nov. — Vol. 92, no. 11. — Pp. 1305–1310.
- [238] *Олих, Я.М.* Акустостимулированное подавление шума 1/ F в «субблочных» кристаллах Cd<sub>0.2</sub>Hg<sub>0.8</sub>Te / Я.М. Олих, Ю.Н. Шавлюк // *Физика твердого тела*. — 1996. — Т. 38, № 11. — С. 3365–3371.

- [239] Заверюхин, Б.Н. Изменение коэффициента отражения излучения от поверхности полупроводников в спектральном диапазоне  $\lambda = 0.2 \div 20 \text{ } \mu\text{м}$  под воздействием ультразвуковых волн / Б.Н. Заверюхин, Н.Н. Заверюхина, О.М. Турсынкулов // *Письма в журнал технической физики*. — 2002. — Т. 28, № 18. — С. 1–12.
- [240] Кизель, В.А. Отражение света / В.А. Кизель. — М.: Наука, 1973. — 352 с.
- [241] Коротченков, О.О. Ультразвуковий вплив на спектри відбиття світла епітаксіальних плівок GaAs / О.О. Коротченков, О.М. Антонов // УФЖ. — 1994. — Т. 39, № 6. — С. 667–668.
- [242] Rhoderick, E. H. Metal Semiconductor Contacts / E. H. Rhoderick, R. H. Williams. — Second edition. — Oxford: Clarendon Press, 1988.
- [243] Sze, S. M. Semiconductor Devices: Physics and Technology / S. M. Sze. — New York: Wiley, 1985.
- [244] Norde, H. A modified forward /-V plot for Schottky diodes with high series resistance / H. Norde // *J. Appl. Phys.* — 1979. — Jul. — Vol. 50, no. 7. — Pp. 5052–5053.
- [245] Lien, C. D. An improved forward I-V method for nonideal Schottky diodes with high series resistance / C. D. Lien, F.C.T. So, M.A. Nicolet // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 1984. — Oct. — Vol. ED-31, no. 10. — Pp. 1502–1503.
- [246] Werner, Jurgen H. Schottky Barrier and pn-Junction I/V Plots—Small Signal Evaluation / Jurgen H. Werner // *Appl. Phys. A*. — 1988. — Nov. — Vol. 47, no. 3. — Pp. 291–300.
- [247] Cheung, S.K. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics / S.K. Cheung, N. W. Cheung // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Jul. — Vol. 49, no. 2. — Pp. 85–87.
- [248] Gromov, D. Modified methods for the calculation of real Schottky-diode parameters / D. Gromov, V. Pugachevich // *Appl. Phys. A*. — 1994. — Sep. — Vol. 59, no. 3. — Pp. 331–333.

- [249] A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance, and barrier height for Schottky diodes / T. C. Lee, S. Fung, C.D. Beling, H.L. Au // *J. Appl. Phys.* — 1992. — Nov. — Vol. 72, no. 10. — Pp. 4739–4742.
- [250] *Bohlin, K. E.* Generalized Norde plot including determination of the ideality factor / K. E. Bohlin // *J. Appl. Phys.* — 1986. — Aug. — Vol. 60, no. 3. — Pp. 1223–1224.
- [251] *Cibils, Roberto M.* Forward I-V plot for nonideal Schottky diodes with high series resistance / Roberto M. Cibils, Roman H. Buitrago // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Jul. — Vol. 58, no. 2. — Pp. 1075–1077.
- [252] Schottky diode: Comments concerning the diode parameters determination from the forward I-V plot / J.-C. Manifacier, N. Brortryb, R. Ardebili, J.-P. Charles // *J. Appl. Phys.* — 1988. — Sep. — Vol. 64, no. 5. — Pp. 2502–2504.
- [253] On the extraction of linear and nonlinear physical parameters in nonideal diodes / V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, V. Garber et al. // *J. Appl. Phys.* — 1999. — May. — Vol. 85, no. 9. — Pp. 6873–6883.
- [254] *Kaminski, A.* I-V methods to extract junction parameters with special emphasis on low series resistance / A. Kaminski, J.J. Marchand, A. Laugier // *Solid-State Electron.* — 1999. — Apr. — Vol. 43, no. 4. — Pp. 741–745.
- [255] A generalized model for a two-terminal device and its applications to parameter extraction / A.. Ortiz-Conde, F.J. Garsia Sanchez, J.J. Liou et al. // *Solid-State Electron.* — 1995. — Jan. — Vol. 38, no. 1. — Pp. 265–266.
- [256] *Durmus, Haziret.* Extraction of voltage-dependent series resistance from I-V characteristics of Schottky diodes / Haziret Durmus, Ulfet Atav // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Aug. — Vol. 99, no. 9. — P. 093505.
- [257] On a rapidly converging iterative algorithm for diode parameter extraction from a single IV curve / Enrico Cataldo, Alberto Di Lieto, Francesco Maccarrone, Giampiero Paffuti // *J. Phys. Commun.* — 2017. — Dec. — Vol. 1, no. 5. — P. 055008.

- [258] *Sato, K.* Study of forward /-V plot for Schottky diodes with high series resistance / K. Sato, Y. Yasumura // *J. Appl. Phys.* — 1985. — Nov. — Vol. 58, no. 9. — Pp. 3655–3657.
- [259] *Lyakas, M.* Analysis of nonideal Schottky and p–n junction diodes — Extraction of parameters from I–V plots / M. Lyakas, R. Zaharia, M. Eizenberg // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Nov. — Vol. 78, no. 9. — Pp. 5481–5489.
- [260] Direct extraction of semiconductor device parameters using lateral optimization method / A.. Ortiz-Conde, Y. Ma, J. Thomson et al. // *Solid-State Electron.* — 1999. — Apr. — Vol. 43, no. 4. — Pp. 845–848.
- [261] Extraction of Schottky diode (and p–n junction) parameters from I–V characteristics / E.K. Evangelou, L. Papadimitriou, C.A. Dimitriades, G.E. Giakoumakis // *Solid-State Electron.* — 1993. — Nov. — Vol. 36, no. 11. — Pp. 1633–1635.
- [262] A self consistent approach to IV-measurements on rectifying metal–semiconductor contacts / D. Donoval, J. de Sousa Pires, P.A. Tove, R. Harman // *Solid-State Electron.* — 1989. — Nov. — Vol. 32, no. 11. — Pp. 961–964.
- [263] Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method / A. Ferhat-Hamida, Z. Ouennoughi, A. Hoffmann, R. Weiss // *Solid-State Electron.* — 2002. — May. — Vol. 46, no. 5. — Pp. 615–619.
- [264] *Jung, W.* Schottky diode parameters extraction using Lambert W function / W. Jung, M. Guziewicz // *Materials Science and Engineering: B.* — 2009. — Nov. — Vol. 165, no. 1–2. — Pp. 57–59.
- [265] *Ortiz-Conde, Adelmo.* Extraction of non–ideal junction model parameters from the explicit analytic solutions of its I–V characteristics / Adelmo Ortiz-Conde, Francisco J. Garsia Sanchez // *Solid-State Electron.* — 2005. — Mar. — Vol. 49, no. 3. — Pp. 465–472.

- [266] Дубинов, А. Е. *W*-функция Ламберта и ее применение в математических задачах физики / А. Е. Дубинов, И. Д. Дубинова, К. С. Сайков. – Саров: ФГУП «РФЯЦ–ВНИИЭФ», 2006. – 160 с.
- [267] Ye, Meiyng. Parameter extraction of solar cells using particle swarm optimization / Meiyng Ye, Xiaodong Wang, Yousheng Xu // *J. Appl. Phys.* – 2009. – May. – Vol. 105, no. 9. – P. 094502.
- [268] Li, Yiming. An automatic parameter extraction technique for advanced CMOS device modeling using genetic algorithm / Yiming Li // *Microelectron. Eng.* – 2007. – Feb. – Vol. 84, no. 2. – Pp. 260–272.
- [269] A critical evaluation of EA computational methods for Photovoltaic cell parameter extraction based on two diode model / Kashif Ishaque, Zainal Salam, Hamed Taheri, Amir Shamsudin // *Solar Energy*. – 2011. – Sep. – Vol. 85, no. 9. – Pp. 1768–1779.
- [270] Patel, Sanjaykumar J. Extraction of solar cell parameters from a single current–voltage characteristic using teaching learning based optimization algorithm / Sanjaykumar J. Patel, Ashish K. Panchal, Vipul Kheraj // *Applied Energy*. – 2014. – Apr. – Vol. 119. – Pp. 384–393.
- [271] Karaboga, Nurhan. The parameter extraction of the thermally annealed Schottky barrier diode using the modified artificial bee colony / Nurhan Karaboga, Serdar Kockanat, Hulya Dogan // *Appl. Intell.* – 2013. – Apr. – Vol. 38, no. 3. – Pp. 279–288.
- [272] Wang, Kaier. Parameter estimation of Schottky–barrier diode model by particle swarm optimization / Kaier Wang, Meiyng Ye // *Int. J. Mod. Phys. C*. – 2009. – May. – Vol. 20, no. 5. – Pp. 687–699.
- [273] Sellai, A. Extraction of illuminated solar cell and Schottky diode parameters using a genetic algorithm / A. Sellai, Z. Ouennoughi // *Int. J. Mod. Phys. C*. – 2005. – Jul. – Vol. 16, no. 7. – Pp. 1043–1050.

- [274] Roy, Indrajit G. On estimating differential conductance from noisy I-V measurements in delineating device parameters / Indrajit G. Roy // *Acta Electrotechnica et Informatic.* — 2017. — Dec. — Vol. 17, no. 4. — Pp. 3–8.
- [275] Mikhelashvili, V. Simplified parameter extraction method for single and back-to-back Schottky diodes fabricated on silicon-on-insulator substrates / V. Mikhelashvili, R. Padmanabhan, G. Eisenstein // *J. Appl. Phys.* — 2017. — Jul. — Vol. 122, no. 3. — P. 034503.
- [276] Aubry, V. Schottky diodes with high series resistance: Limitations of forward I-V methods / V. Aubry, F. Meyer // *J. Appl. Phys.* — 1994. — Dec. — Vol. 76, no. 12. — Pp. 7973–7984.
- [277] Determination of the Schottky barrier height in diodes based on Au-TiB<sub>2</sub>-n-SiC 6H from the current-voltage and capacitance-voltage characteristics / Ya. Ya. Kudryk, V. V. Shynkarenko, V. S. Slipokurov et al. // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* — 2014. — Vol. 17, no. 4. — Pp. 398–402.
- [278] Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. — Санкт-Петербург: «БХВ-Петербург», 2011. — 592 с.
- [279] Aboelfotoh, M.O. Electrical characteristics of W–Si(100) Schottky barrier junctions / M.O. Aboelfotoh // *J. Appl. Phys.* — 1989. — Jul. — Vol. 66, no. 1. — Pp. 262–272.
- [280] A BEEM study of the temperature dependence of the barrier height distribution in PtSi/n–Si Schottky diodes / S. Zhua, R. L. Van Meirhaeghe, C. Detaverniera et al. // *Solid State Communications.* — 1999. — Oct. — Vol. 112, no. 11. — Pp. 611–615.
- [281] Temperature dependence of the indirect bandgap in ultrathin strained silicon on insulator layer / J. Munguia, J.-M. Bluet, O. Marty et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Mar. — Vol. 100, no. 10. — P. 102107.

- [282] Temperature dependence of the ideality factor of GaAs and Si Schottky diodes / T. C. Lee, T. P. Chen, H. L. Au et al. // *Phys. Status Solidi A.* — 1995. — Dec. — Vol. 152, no. 2. — Pp. 563–571.
- [283] Barrier characteristics of PtSi/p–Si Schottky diodes as determined from I–V–T measurements / P. G. McCafferty, A. Sellai, P. Dawson, H. Elabd // *Solid-State Electron.* — 1996. — Apr. — Vol. 39, no. 4. — Pp. 583–592.
- [284] *Saxena, A.N.* Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon / A.N. Saxena // *Surf. Sci.* — 1969. — Jan. — Vol. 13, no. 1. — Pp. 151–171.
- [285] Analysis of the temperature dependence of the forward voltage characteristics of GaInN light-emitting diodes / David S. Meyارد, Jaehee Cho, E. Fred Schubert et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Sep. — Vol. 103, no. 12. — P. 121103.
- [286] Temperature dependence and effect of series resistance on the electrical characteristics of a polycrystalline diamond metal–insulator–semiconductor diode / W. P. Kang, J. L. Davidson, Y. Gurbuz, D. V. Kerns // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Jul. — Vol. 78, no. 2. — Pp. 1101–1107.
- [287] Effects of temperature on series resistance determination of electrodeposited Cr/n–Si/Au–Sb Schottky structures / O. Dermircioglu, S. Karatas, N. Yildirim, O.F. Bakkaloglu // *Microelectron. Eng.* — 2011. — Sep. — Vol. 88, no. 9. — Pp. 2997–3002.
- [288] *Tung, Raymond T.* Recent advances in Schottky barrier concept / Raymond T. Tung // *Materials Science and Engineering: R: Reports.* — 2001. — Nov. — Vol. 35, no. 1–3. — Pp. 1–138.
- [289] *Dokme, Ilbilge.* On the intersecting behaviour of experimental forward bias current–voltage (I–V) characteristics of Al/SiO<sub>2</sub>/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures / Ilbilge Dokme, Semsettin Altindal // *Semicond. Sci. Technol.* — 2006. — Aug. — Vol. 21, no. 8. — Pp. 1053–1058.