

А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук¹, С.П. Троценко**InSb ФОТОДІОДИ (ОГЛЯД. ЧАСТИНА ІІІ)**

Систематизовано літературні дані щодо основних параметрів дефектів в InSb – енергії іонізації, концентрації та перерізу захоплення. Розглянуто основні механізми рекомбінації нерівноважних носіїв заряду в монокристалічному InSb. Проаналізовано роль антиструктурних дефектів у механізмі рекомбінації Шоклі–Ріда–Холла. Виконано аналіз механізмів перенесення носіїв заряду та гранично можливих параметрів інфрачервоних фотодіодів на основі InSb. Описано механізми електропровідності МДН структур на основі InSb. Визначено енергії пасток в анодному оксиді, які можуть зумовлювати механізм емісії Пула–Френкеля. Наведено результати термічного циклювання МДН структур на основі InSb.

Ключові слова: InSb фотодіоди, МДН структури, дефекти, механізми рекомбінації, неоднорідний *p-n* перехід.

1. ВСТУП

Технологію вирощування та фізичні властивості InSb описано у багатьох оригінальних роботах та узагальнено у монографіях та оглядах [1-4]. На даний час актуальною проблемою технології InSb є виготовлення пластин великого діаметра для потреб тепловізійної техніки. Наразі комерційно доступні пластини діаметром 50, 76 та 100 мм, товщиною ~0.5 мм і концентрацією дислокацій $<50 \text{ см}^{-2}$ [5, 6]. Зливки великого діаметра вирощуються методом Чохральського. Для виготовлення фотодіодів використовується спеціально нелегований або легований телуром монокристалічний *n*-InSb з концентрацією електронів у діапазоні 10^{14} – 10^{15} см^{-3} при 77 К. Основні фізичні властивості антимоніду індію наведено у табл. 1.

Сучасна технологія InSb фотодіодів базується на двох методах – дифузії акцепторних домішок кадмію та цинку, а також імплантації Ве в монокристалічні підкладки *n*-типу провідності [3, 7-9]. Дифузійний метод домінував з кінця 50-х років до появи роботи [9], де повідомлялось про виготовлення фотодіодів методом іонної імплантації берилію та магнію в *n*-InSb, після чого почалось його широке комерційне використання. Виготовлені дифузійним та імплантаційним методами фотодіоди мають порівнянні параметри [3]. Зокрема, у дифузійних фотодіодах було досягнуто дифузійне обмеження темного струму і тепловий шум Джонса–Найквіста [10], тоді як у фотодіодах, виготовлених за технологією іонної

імплантації, переважає генераційно-рекомбінаційний механізм проходження струму і дробовий шум [11-14]. Суттєвою перевагою дифузійної технології є можливість виготовлення переходів з різною глибиною залягання, що практично неможливо зробити методом іонної імплантації. Це дозволяє збільшити товщину фокальних матриць, які гібридизуються з кремнієвими системами зчитування, що підвищує їх механічну міцність, зменшує процент відбракованої продукції і збільшує ресурс роботи [13].

У симетрично легованих дифузійних переходах фоточутливість визначає як *p*-, так і *n*-область, тоді як у виготовлених методом імплантації – переважно *n*-область. Дифузійний метод дозволяє реалізовувати технологічний процес на групі підкладок одночасно. Важливою перевагою методу є також можливість розділення електричної межі *p-n* переходу з металургійною шляхом розгонки легуючої домішки, що покращує його якість. У разі іонної імплантації берилію процес виведення електричної межі переходу із зони радіаційних дефектів значно утруднений зв'язком профілю легуючої домішки берилію з профілем радіаційних дефектів [15-17]. При дифузійному методі виготовлення фотодіоди не потребують додаткових термовідпалів, які є необхідним елементом технології при імплантації [18]. Потрібно також відзначити, що іонна імплантація берилію вимагає високої технологічної культури, спеціально обладнаних приміщень та дотримання жорстких вимог техніки безпеки, оскільки пара берилію є сильно токсичною речовиною. Використання

© А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук¹, С.П. Троценко, 2017

високовартісного технологічного обладнання у сукупності з жорсткими вимогами до технічної безпеки проведення робіт з берилієм суттєво впливає на вартість кінцевого виробу. Перераховані переваги дифузійного методу виготовлення InSb фотодіодів зумовлюють його конкурентоспроможність. У подальшому будуть розглянуті транспортні властивості фотодіодів, виготовлених дифузією Cd у монокристалічні підкладки InSb.

2. ВЛАСНІ ДЕФЕКТИ ТА ДОМІШКИ В InSb

Важливою проблемою фізики та технології InSb фотодіодів є встановлення природи власних дефектів та домішок. Надлишкові темнові струми у фотодіодах, які можуть суттєво перевищувати дифузійний і генераційно-рекомбінаційний струм, а також зумовити високий рівень шумів, включаючи шум $1/f$ -типу, пов'язують саме з дефектами. Незважаючи на 50-річну історію досліджень дефектів в InSb, їх природу з'ясували лише в окремих випадках [19-21].

У нелегованому матеріалі n -типу провідності концентрацію електронів при температурі 77 К визначають неконтрольовані мілкі донори, природу яких не встановлено [21]. Енергія іонізації мілких донорів виражається формулою [22]:

$$\Delta E = \frac{13,6}{\varepsilon^2} \frac{m_e^*}{m_0} \frac{1}{r^2} \quad (1)$$

і не перевищує 1 меВ для значень ефективної маси та діелектричної проникності, наведених у табл. 1. У формулі (1) r – ціле число. Типові температурні залежності концентрації електронів у n -InSb приладної якості показано на рис. 1. За відсутності виморожування електронів на рівні дефектів експериментальні залежності можна апроксимувати виразом

$$n(T) = n_{77} + n_i(T), \quad (2)$$

де n_{77} та $n_i(T)$ – концентрація електронів при 77 К та власна концентрація носіїв відповідно. В InSb, легovanому телуrom, залежності $n(T)$ такі ж, як показано на рис. 1, оскільки енергія іонізації домішки телуру становить ~ 3 меВ [23]. Температурні залежності рівня Фермі в нелегованому n -InSb показано на рис. 2. Хід рівня Фермі віддзеркалює відомий факт виродження носіїв в n -InSb при високих температурах [24].

Таблиця 1. Фізичні властивості InSb [3, 19].

Параметр	Температура, К	Значення	
Температура плавлення, К		803	
Постійна ґратки, нм	300	0,647877	
Коефіцієнт лінійного розширення, 10^{-6} , K^{-1}	300	5,04	
	80	6,50	
Ширина забороненої зони, еВ	4,2	0,2357	
	80	0,228	
	300	0,180	
Ефективна маса електронів, m_e/m_0	4,2	0,0145	
	легких дірок, m_{lh}/m_0	4,2	0,0149
	важких дірок, m_{hh}/m_0	4,2	0,41
Рухливість, $cm^2/V \cdot s$	електронів	77	10^6
		300	$8 \cdot 10^4$
	дірок	77	$1 \cdot 10^4$
		300	800
Власна концентрація, cm^{-3}	77	$2,6 \cdot 10^9$	
	300	$1,9 \cdot 10^{16}$	
Діелектрична проникність	статична		17,9
	високочастотна		16,8
Показник заломлення			3,96

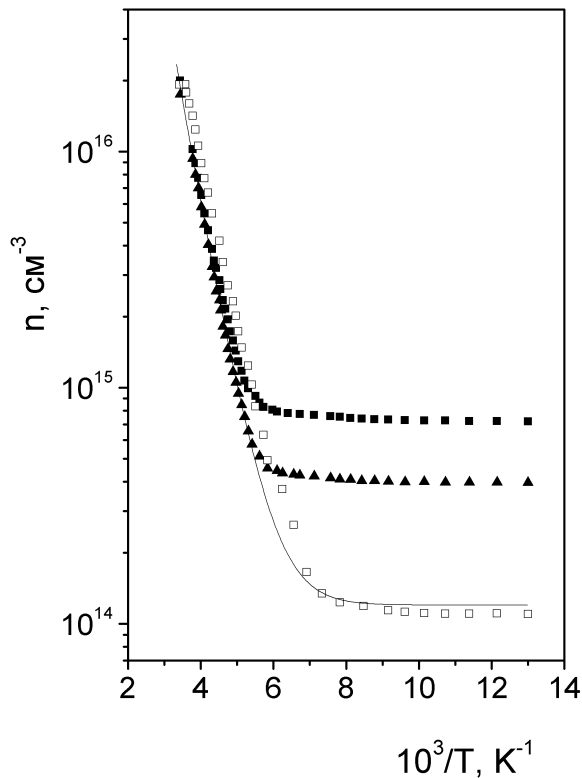


Рис. 1. Температурні залежності концентрації електронів в InSb. Суцільна крива – розрахунок за формулою (2).

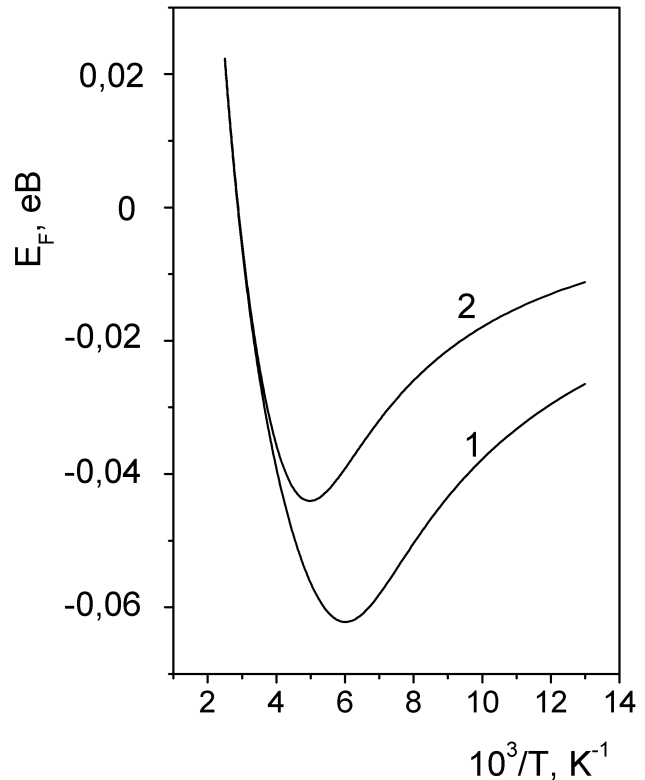


Рис. 2. Положення рівня Фермі в залежності від температури у зразках з концентрацією електронів $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (1) та $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (2).

Низька температура плавлення InSb указує на можливість утворення власних дефектів ґратки при відносно невисоких температурах. Прогрес у розумінні їх природи було досягнуто з використанням теорії функціоналу густини (density functional theory) [25-27]. Основними точковими дефектами в InSb є вакансії, міжвузлові атоми, антиструктурні дефекти In_{Sb} та Sb_{In} , а також їх комплекси. Енергія утворення власних дефектів розраховувалась для різних зарядових станів як функція рівня Фермі. Таким чином враховувався вплив умов росту із розчинів, збагачених металом чи металоїдом. Антиструктурний дефект In_{Sb} та вакансія індію є акцепторами, тоді як Sb_{In} та вакансія Sb є донорами. Антиструктурний дефект In_{Sb} може бути нейтральним, однократно та двократно зарядженим акцептором, тоді як Sb_{In} може бути нейтральним, однократно і двократно зарядженим дефектом донорного типу [25]. Проте невелика ширина забороненої зони в InSb обмежує утворення двократно заряджених дефектів [25]. Таким чином, InSb може бути в зарядових станах 0 та -1, у той час як Sb_{In} має зарядові стани +1 та 0. Антиструктурний дефект Sb_{In} є більш стабільним в умовах збагачення сурмою, тоді як в умовах збагачення індієм переважає In_{Sb} . Енергії утворення In_{Sb} та Sb_{In} у стехіометричному матеріалі становлять 1,46 та 1,29 eV відповідно [25]. Оскільки різниця енергій невелика, можливе співіснування антиструктурних дефектів обох типів та пар $\text{In}_{\text{Sb}}\text{-Sb}_{\text{In}}$, які вважаються нейтральними [25]. Енергії утворення вакансій In і Sb суттєво переважають енергії утворення антиструктурних дефектів і становлять 2,57 і 1,69 eV відповідно [26]. Велика різниця між енергіями означає, що антиструктурні дефекти домінують над вакансіями в стехіометричних умовах, коли рівень Фермі знаходиться поблизу $E_g/2$. Проте за різних умов росту, термічного відпалу та легування енергія утворення вакансій може знизитись до рівня антиструктурних дефектів. Важливо відзначити, що енергія іонізації антиструктурних дефектів близька до значення

$E_g/2$ і становить: $E(0/-1) = 0,11$ eV та $E(+1/0) = 0,09$ eV [25]. За своєю природою антиструктурні дефекти належать до глибоких і можуть впливати на процеси генерації та рекомбінації носіїв заряду в InSb.

Результати експериментальних досліджень глибоких дефектів в InSb упорядковано у монографіях [19-21], оглядах [28, 29] та оригінальних роботах [30-54]. Значення енергії іонізації, концентрації дефектів та перерізів захоплення наведено в табл. 2 [29], а також у роботах [28, 42, 49]. Більшість опублікованих значень концентрації глибоких дефектів знаходяться у межах 10^{12} – 10^{14} см⁻³, а перерізу захоплення 10^{-12} – 10^{-17} см². Потрібно відзначити, що у багатьох роботах вказані параметри було визначено непрямыми методами, а природу дефектів не було встановлено. В огляді [28] відмічена особливість дефектів, енергетичні рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони (позначені як E_2). Їх присутність в InSb не залежить від способу вирощування монокристалів, легування та типу провідності. Вказано, що вони належать до власних дефектів ґратки. До подібного висновку прийшли також автори роботи [48]. Виходячи з результатів теоретичних розрахунків [25, 26], з великим ступенем достовірності можна вважати, що рівні посередині забороненої зони утворюють саме антиструктурні дефекти.

2.1. Відпал дефектів

Легований InSb піддають термічному відпалу для зменшення кількості дефектів, зумовлених дифузією або імплантацією, а також для активації імплантованих іонів. З цією метою використовують ізотермічний, зазвичай довготривалий, відпал, а також швидкий термічний відпал (ШТВ). Обидва процеси мають власні переваги та недоліки. Наприклад, ізотермічний відпал може призвести до розширення профілю легування, а також до випаровування леткого компонента (Sb). Для зменшення його втрат на поверхню зразка наносять захисні діелектричні шари. ШТВ, як видається, більш придатний для обробки імплантованого InSb, оскільки має перевагу швидкого відпалу дефектів, практично не змінюючи профіль легування. У той же час є докази того, що при ШТВ в імплантованих матеріалах A_3B_5 утворюються нові глибоких дефекти і дислокації [55]. Наприклад, при ШТВ імплантованих пластин InSb при температурах вищих за 350 °C виникає дефіцит Sb у поверхневому шарі підкладок [56, 57]. З урахуванням того, що існують суперечливі дані щодо процесів відпалу InSb, у роботі [58] було вивчено вплив ізотермічного відпалу на електричні та фотоелектричні властивості пластин n -InSb.

Зразки для електричних та фотоелектричних вимірювань були вирізані з InSb (111) пластин провідності n -типу з концентрацією електронів $(1...2) \cdot 10^{14}$ см⁻³ при 77 К. Густина дислокацій у пластинах не перевищувала 10^2 см⁻². Товщина вихідних зразків була близькою до 500 мкм. Відпал пластин відбувався у проточній аргонівій атмосфері при температурах 300, 370 та 400 °C протягом 30 хв. Захисний шар на поверхню зразків не наносився. Електричні параметри вихідних та відпалених зразків було отримано із вимірювань ефекту Холла в магнітному полі 0,3 кЕ та питомого опору. Поверхню зразків механічно полірували та хімічно протравлювали безпосередньо перед вимірюваннями.

Основним результатом відпалу була конверсія типу провідності, рис. 3 та 4. Як видно, концентрація дірок зростає з підвищенням температури відпалу від 300 до 370 °C і залишається практично незмінною при більш високій температурі. Їх рухливість незначно зростала в усьому діапазоні температур відпалу, але залишалась у декілька разів нижчою у порівнянні з літературними даними для високоякісних матеріалів p -типу типу провідності.

Таблиця 2. Параметри легуючих домішок та структурних дефектів в InSb [29].

№ п/п	Легуюча домішка або структурний дефект	Тип легуючої домішки або структурного дефекту	Енергетичне положення, меВ	Концентрація, см ⁻³	Переріз захоплення, см ⁻²	Джерело інформації
1	2	3	4	5	6	7
1	Zn Ge	A _{Zn}	$E_V + 0,008$	–	–	[30]
		A	$E_V + 0,01$	–	–	
		A _{Ge}	$E_V + 0,01$	–	–	
		ТА	$E_V + (0,016 - 0,019)$	–	–	
		D	$E_C - (0,07 \pm 0,03)$	–	–	
		D	$E_C - (0,103 \pm 0,002)$	–	–	
		A	$E_V + (0,01 \pm 0,002)$	–	–	
2	Структурний дефект (SD) Cu Фонова домішка (FD)	D	$E_C - 0,11$	–	–	[31]
		A	$E_V + (0,057 - 0,064)$	–	–	
		D	$E_C - 0,048$	–	–	
3	SD	A	$E_V - (0,15 - 0,17)$	–	–	[32]
		D	$E_C - (0,11 - 0,124)$	–	–	[33]
4	SD	D	$E_C - 0,12$	–	–	[34]
5	FD	A	$E_V + (0,007 - 0,009)$	$\leq 6 \cdot 10^{14}$	–	[36]
6	SD FD FD	ГЦ	$E_C - (0,11 - 0,12)$	$< 7 \cdot 10^{13}$	$\sigma_n \approx 10^{-16}$ $\sigma_p \approx 10^{-13}$	[37]
		РЦ	$E_V + (0,005 - 0,006)$	–	–	
		РЦ	$E_C - (0,07 - 0,008)$	–	–	
7	SD FD	D	$E_C - 0,12$	$\sim 8 \cdot 10^{13}$	–	[38]
		D	$E_C - 0,055$	$\sim 8 \cdot 10^{13}$	–	
8	SD	ГЦ	$E_C - 0,14$	$\sim 2 \cdot 10^{14}$	–	[39]
9	SD –	D	$E_C - 0,11$	$\sim 3 \cdot 10^{13}$	–	[40]
		D	$E_C - 0,071$	$\sim 3 \cdot 10^{13}$	–	
10	SD	A	$E_V + (0,060 - 0,063)$	–	–	[41]
		A	$E_V + (0,069 - 0,073)$	–	–	
		A	$E_V + (0,080 - 0,082)$	–	–	
		D	$E_V + (0,011 - 0,113)$	–	–	
		D	$E_V + (0,131 - 0,135)$	–	–	
		D	$E_V + (0,140 - 0,142)$	–	–	
11	SD –	ГЦ	$E_C - 0,13$	$10^{13} - 2 \cdot 10^{15}$	–	[42]
		РЦ	$E_C - 0,06$	$10^{11} - 10^{13}$	–	
12	–	РЦ	$E_V + (0,05 - 0,06)$	$\sim 10^{14}$	–	[43]
13	SD –	ГЦ	$E_V + (0,12 \pm 0,03)$	$(0,7 - 2,3) \cdot 10^{15}$	–	[44]
		РЦ	$E_V + (0,065 \pm 0,005)$	$(1,3 - 7,5) \cdot 10^{13}$	–	
14	Zn Ag ₁ Ag ₂ Au	A	$E_V + 0,010$	–	–	[45]
		A ₁	$E_V + 0,027$	–	–	
		A ₂	$E_V + 0,050$	–	–	
		A	$E_V + 0,043$	–	–	
15	SD SD (Cu, Ag, Au)	D	$E_C - 0,13$	$\sim 1,2 \cdot 10^{14}$	–	[46]
		A	$E_C - 0,22$	$(2 - 5) \cdot 10^{12}$	–	
		A	$E_V + 0,067$	$3 \cdot 10^{14}$	–	
16	–	РЦ	$E_C - 0,11$	$2 \cdot 10^{14}$	–	[47]
		A	$E_V + (0,02 \div 0,03)$	$1 \cdot 10^{15}$	–	
17	– – –	A	$E_V + (68 \pm 3)$	$(3 - 4) \cdot 10^{13}$	–	[48]
		D	$E_V + (99 \pm 0,5)$	$(6 - 8) \cdot 10^{13}$	–	
		D	$E_V + (132 \pm 3)$	$(2 - 3) \cdot 10^{13}$	–	

Примітка. ТА – термоакцептор, ГЦ – глибокий центр, РЦ – рекомбінаційний центр.

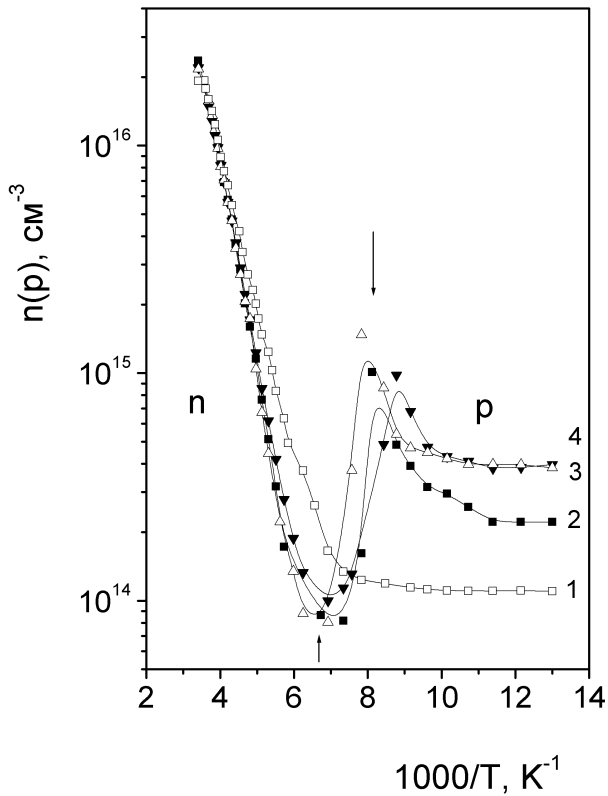


Рис. 3. Температурні залежності концентрації електронів та дірок у вихідному (1) та відпалених (2-4) зразках InSb. Температура відпалу, °C: 300 (2), 570 (3) та 400 (4).

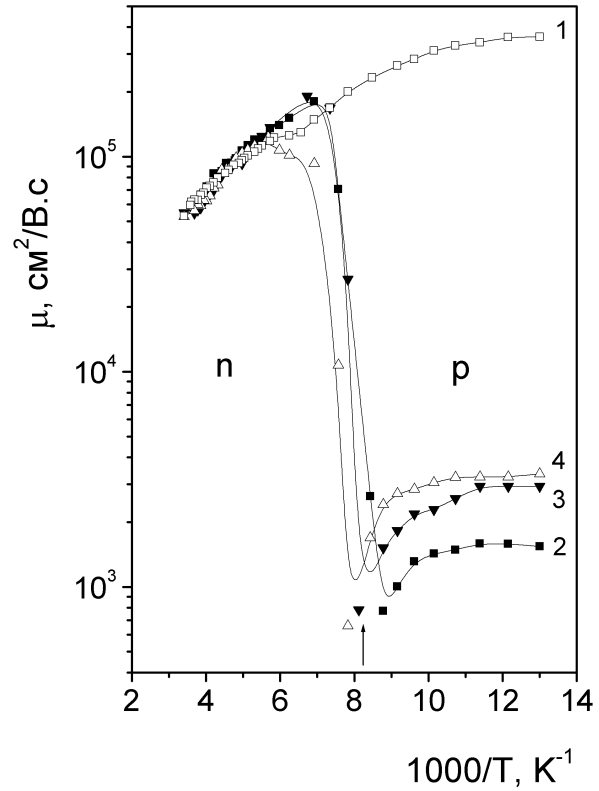


Рис. 4. Температурні залежності рухливості у вихідному та відпалених зразках. Позначення ті ж, що і на рис. 3.

Конверсія типу провідності мала об'ємний характер. Цей висновок було зроблено для зразків з концентрацією електронів, близькою до $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, відпалених при 300 °C. З цією метою вимірювали провідність та термоерс зразків при послідовному зменшенні їх товщини до значення $\sim 100 \text{ мкм}$ шляхом хімічного травлення. Для правильної інтерпретації експериментальних даних необхідно врахувати природу та еволюцію власних дефектів, які виникають під час термічної обробки. Оскільки зразки не були захищені, на поверхні може виникати сегрегація Sb з наступним випаровуванням з поверхні. Надлишок Sb на поверхні було виявлено за допомогою вимірювань комбінаційного розсіяння у вихідному та відпаленому зразках, рис. 5. Щоб запобігти їх нагріванню під час вимірювань, використовували лазерне збудження з низькою інтенсивністю на довжині хвилі 532 нм. Як видно, у вихідному зразку спектр складається з основних піків TO та LO фононів, 178 та 187 нм відповідно, тоді як у відпалених зразках виникають два додаткові піки, 115,5 і 155 нм, які можуть бути зумовлені коливальними модами E_g і A_{1g} кристалічного Sb [59].

Раніше конверсія із *n*- у *p*-тип спостерігалась у зразках GaAs, підданих ШТВ або стаціонарному відпалу [60-62]. Кілька моделей цього явища обговорювались у літературі, проте найбільш аргументованим є утворення антиструктурних дефектів GaAs. З вищевказаного аналізу зрозуміло, що вакансії Sb не можуть бути відповідальними за конверсію типу провідності в InSb внаслідок донорної природи. Тому за аналогією з GaAs можна припустити, що за конверсію типу провідності відповідають антиструктурні дефекти InSb. Разом з вакансіями індію та неконтрольованими акцепторами вони визначають концентрацію дірок у відпалених зразках. Якщо це припущення є вірним, це означає, що вакансії Sb, які утворюються під час відпалу, не є стабільними щодо утворення антиструктурного InSb.

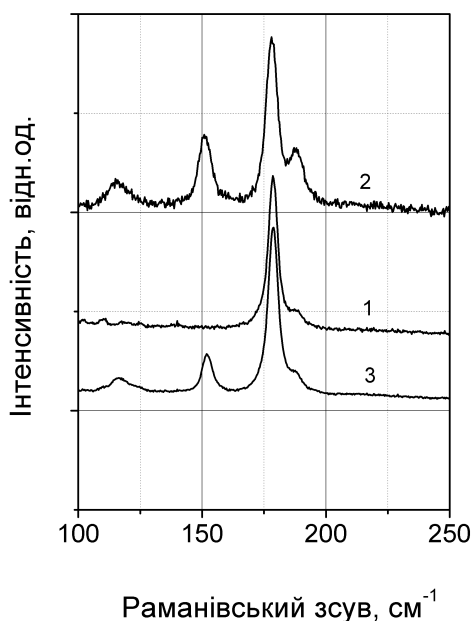


Рис. 5. Рамановські спектри у вихідному (1) та відпалених при температурі 300 та 400 °С зразках (криві 2 та 3 відповідно).

Важливим питанням є просторовий розподіл дефектів у відпалених зразках. Концентрація In_{Sb} біля поверхні може бути значно більшою у порівнянні з об'ємом через декілька причин. Очевидно, що найпростішою є випаровування атомів Sb з поверхні. Інша можливість збагачення поверхні антиструктурними дефектами вказана у роботі [27]. Використовуючи теорію функціоналу густини, автори показали, що концентрація поверхневих дефектів може бути пов'язана з меншою енергією їх утворення у порівнянні з об'ємними дефектами. Висока концентрація негативно заряджених дефектів біля поверхні зумовлює вигин зон, що, в свою чергу, призводить до формування збагаченого основними носіями шару та пригнічення темпу рекомбінації неосновних носіїв. Як наслідок, у короткохвильовій ділянці спектра спостерігається зростання фотовідгуку [58]. Необхідно також зауважити, що до вигину зон може привести закріплення (піннінг) рівня Фермі поблизу валентної зони поверхневими станами, пов'язаними з антиструктурними дефектами In_{Sb} .

3. МЕХАНІЗМИ РЕКОМБІНАЦІЇ В InSb

Розуміння процесів рекомбінації нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) необхідно для прогнозування робочих параметрів і характеристик ІЧ фотоприймачів на основі InSb . В літературі розглядалися три принципові механізми рекомбінації – випромінювальна, Оже та Шоклі–Ріда–Холла (ШРХ) [3, 63-67]. Випромінювальна і оже-рекомбінація є принципово неусувними, тому визначають верхню теоретичну межу часу життя ННЗ. У роботі [64] розглянуто десять можливих оже-переходів у напівпровідниках між зоною провідності і валентною зоною, яка складається із зони важких і легких дірок. У напівпровідниках *n*-типу провідності найбільш важливим є процес СНСС (або Auger 1), у якому беруть участь два електрони і важка дірка. Енергія рекомбінації при цьому передається електрону. У матеріалі *p*-типу провідності найбільш важливим є процес, що позначається як СНЛН (або Auger 7), у якому енергія рекомбінації електрон – важка дірка передається іншій важкій дірці, яка переходить у зону легких дірок.

У *n*- InSb процес СНСС аналізували в рамках моделі Бітті–Ландсберга [65]. Для розрахунків використовувалась двозонна модель зонного спектра з параболическим законом дисперсії для електронів і дірок. Значення інтегралів перекриття періодичних частин

блохівських хвильових функцій підбирались дослідним шляхом, що допускає певну неоднозначність при аналізі часу життя і може спотворити якісну картину механізмів рекомбінації. Подальший розвиток теорія оже-рекомбінації отримала в роботах [68-71]. Для розрахунків використовувалася тризонна і чотиризонна модель Кейна. В останній враховується вплив спин-відщепленої зони. Крім того, було точно розраховано інтеграл перекриття. На відміну від випромінювальної і оже-рекомбінації, вважається, що рекомбінація ШРХ значною мірою зумовлена рівнем технології виготовлення вихідних матеріалів та фотодіодів і може бути ослаблена при її удосконаленні.

3.1. Випромінювальна рекомбінація

У разі слабкого збудження ($\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$) час життя носіїв не залежить від рівня збудження (лінійна рекомбінація) і зменшується з ростом рівня легування:

$$\tau_R = \frac{n_0 p_0}{R(n_0 + p_0)} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)}. \quad (3)$$

Із формули (3) випливає, що час життя досягає максимального значення у матеріалі з власною провідністю. Використовуючи принцип детальної рівноваги, в роботі [22] отримали вираз для оцінки коефіцієнта рекомбінації B у прямозонному напівпровіднику:

$$B = 5,8 \cdot 10^{-13} \varepsilon_\infty^{1/2} \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_{hh}^*} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*} + \frac{m_0}{m_{hh}^*} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{3/2} E_g^2. \quad (4)$$

Оскільки B є комбінацією параметрів напівпровідника, його можна розглядати як фундаментальну характеристику процесу випромінювальної рекомбінації.

3.2. Міжзонна рекомбінація Оже у матеріалі n -типу

У термодинамічно рівноважних умовах рекомбінація Оже в точності врівноважена генерацією електрон-діркових пар. Оскільки в процесі рекомбінації Оже беруть участь три частинки, швидкість рівноважних процесів генерації і рекомбінації пропорційна добутку рівноважних концентрацій $n_0^2 p_0$ і $p_0^2 n_0$ у матеріалі n - і p -типу провідності відповідно. При відхиленні від рівноваги швидкість генерації і рекомбінації збільшується:

$$G_A^{ee} = g_A^{ee} \frac{n}{n_0}, \quad (5)$$

$$R_A^{ee} = g_A^{ee} \frac{n^2 p}{n_0^2 p_0}. \quad (6)$$

При довільному рівні збудження час життя у матеріалі n -типу провідності визначається виразом:

$$\tau_A = \frac{\Delta n}{R_A^{ee} - G_A^{ee}} = \frac{n_i^2}{(n_0 + p_0 + \Delta n)(n_0 + \Delta n)} \frac{1}{g_A^{ee}}. \quad (7)$$

З (7) випливає, що при слабкому збудженні час життя не залежить від рівня збудження (лінійна рекомбінація) і зменшується з підвищенням рівня легування матеріалу:

$$\tau_A = \frac{n_i^2}{n_0(n_0 + p_0)g_A^{ee}} = \frac{2n_i^2\tau_A^i}{n_0(n_0 + p_0)}, \quad (8)$$

де час життя у власному матеріалі

$$\tau_A^i = 1/2 g_A^{ee}. \quad (9)$$

Швидкість ударної генерації для електрон-електронних (g_A^{ee}) і дірково-діркових (g_A^{hh}) зіткнень було розраховано Бітті і Ландсбергом [65]. Для електрон-електронних зіткнень було отримано

$$g_A^{ee} = \frac{8(2\pi)^{5/2} e^4 m_e^* |F_1 F_2|^2 n_0 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{3/2}}{h^3 \varepsilon^2 (1+\mu)^{1/2} (1+2\mu)} \exp\left[-\left(\frac{1+2\mu}{1+\mu}\right) \frac{E_g}{kT}\right]. \quad (10)$$

Останній вираз є комбінацією світових констант, параметрів напівпровідника, а також добутку інтегралів перекриття $|F_1 F_2|$, які необхідно розрахувати теоретично. Оскільки використані для їх розрахунків підходи (модель Кроніга-Пенні, правило f -сум і ін.) дозволили оцінити тільки порядок величини, узгодження розрахованих і експериментальних результатів досягається використанням зазначеного добутку як підганяльного параметра. При цьому необхідно зазначити, що для одних і тих самих матеріалів значення $|F_1 F_2|^2$ може сильно різнитись [3]. Формули (8)-(10) використовувались для практичних розрахунків часу життя в InSb n -типу провідності в залежності від рівня легування та температури.

У тризонній моделі Кейна розраховані для порогових значень енергії (або імпульсів) інтеграли перекриття дорівнюють нулю [68]. Щоб обійти ці труднощі, їх значення розраховують поблизу порога. Припускаючи параболічний закон дисперсії для важких дірок, у [68] отримали вираз для швидкості генерації у процесі СНСС:

$$g_{A1}^{ee} = 3 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{e^4 m_e^* n_0 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{5/2}}{h^3 \varepsilon^2} \exp\left[-(1+2\mu) \frac{E_g}{kT}\right]. \quad (11)$$

У чотиризонній моделі Кейна спіно-орбітальна взаємодія призводить до збільшення ефективної маси електрона, якщо енергія спіно-відщепленої зони $\Delta \leq E_g$. При цьому зменшується швидкість ударної генерації і рекомбінації. Було отримано

$$g_{A1}^{ee} = \frac{12}{\sqrt{\pi}} \frac{e^4 m_e^* n_0 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{5/2} \left(\frac{E_g + \Delta}{3E_g + \Delta}\right)^{3/2} \left(\frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta}\right)^{1/2}}{\pi^2 h^3} \exp\left(-\frac{E_{3T}}{kT}\right), \quad (12)$$

де E_{3T} – порогова енергія, яка визначається із кубічного рівняння

$$\frac{\alpha}{1+\alpha} x^3 - \left[\frac{3}{3+2\alpha} - \frac{(2+\alpha)f}{1+\alpha} \right] x^2 - \left(\frac{2\alpha}{3+2\alpha} - f \right) x + 1 = 0, \quad (13)$$

у якому $x = E_{3T}/E_g$, $\alpha = \Delta/E_g$, $f = \frac{m_e^*}{m_{hh}^*} \left(1 + \frac{2m_e^*}{m_{hh}^*}\right)^{-1}$.

3.3. Міжзонна рекомбінація Оже у матеріалі p -типу

Теорія рекомбінації у матеріалі з дірковим типом провідності (механізм Оже 7) була розроблена Гельмонтом у роботах [69, 70]. У рамках тризонної моделі Кейна для невідродженої статистики темп генерації описано виразом:

$$g_{A7}^G = \frac{18m_0(m_{hl}^*/m_0)e^4}{\pi\hbar^3\varepsilon^2} p_0 \left(\frac{kT}{E_g} \right)^{5/2} \exp \left[- \left(1 + \frac{m_{hh}^*}{m_{hl}^*} \right) \frac{E_g}{kT} \right] g(\alpha), \quad (14)$$

де

$$\alpha = \frac{m_{hh}^* E_g}{m_{hl}^* kT} \quad (15)$$

та

$$g(\alpha) = \frac{\varepsilon^{3/2}}{8} \left[\sqrt{\pi\alpha}(\alpha-1) + \alpha(3-2\alpha-2\alpha^2)I_1(\alpha) + \frac{1}{2}\alpha(2\alpha^2+\alpha+1)I_0(\alpha) \right]. \quad (16)$$

В останньому рівнянні $I_0(\alpha)$ та $I_1(\alpha)$ – інтеграли виду

$$I_0(\alpha) = 2\sqrt{\pi}\alpha^{-1}e^{-\alpha} \int_0^{\sqrt{\alpha}} dt \exp(t^2), \quad (17)$$

$$I_1(\alpha) = \int_0^{\infty} dz \exp(-\alpha z^2) \frac{z}{1+z^2} \ln \left(\frac{1+z}{1-z} \right)^2. \quad (18)$$

У легованому матеріалі внесок конкретного механізму рекомбінації в ефективний час життя визначається типом провідності та концентрацією носіїв. При одночасній дії декількох механізмів рекомбінації ефективний час життя можна розрахувати за формулою:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (19)$$

де τ_i – час життя для конкретного механізму рекомбінації. Температурні та концентраційні залежності часу життя для випромінювальної та оже-рекомбінації показано на рис. 6-9. При розрахунках використовувались параметри, наведені у табл. 1.

3.4. Рекомбінація Шоклі–Ріда–Холла

У монокристалічному n -InSb, який використовується для виготовлення ІЧ фотодіодів, концентрація електронів при азотній температурі, як правило, становить 10^{14} – 10^{15} см^{-3} , а час життя ННЗ знаходиться у межах 10^{-6} – 10^{-7} с, що суттєво перевищує показані на рис. 6-9 значення для випромінювальної та оже-рекомбінації при температурах < 200 К. Значні розходження між розрахованими та експериментальними значеннями часу життя зумовлено рекомбінацією ШРХ. У простій однорівневій моделі рекомбінації час життя описано відомою формулою [72-74]:

$$\tau_{SR} = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1)}{n_0 + p_0} + \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0}, \quad (20)$$

де

$$n_1 = n_0 \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \quad (21)$$

та

$$p_1 = p_0 \exp\left(\frac{E_F - E_T}{kT}\right) \quad (22)$$

– концентрації електронів та дірок у зонах за умови, що рівень Фермі E_F збігається з рекомбінаційним рівнем E_T . Відповідно до (20) найбільш ефективна рекомбінація (найменше значення τ_{SR}) реалізується для рівня посередині забороненої зони, причому між указаними параметрами повинні виконуватись такі співвідношення: $n_1 = p_1 = n_i$, $\tau_{n0} = \tau_{p0}$. Зауважимо, що за параметри зонного спектра умова $n_1 = p_1$ не може бути виконана в InSb для рівня посередині забороненої зони. Температурні залежності концентрації носіїв n_0 , p_0 , n_i , а також параметрів n_1 та p_1 показано на рис. 10 та 11.

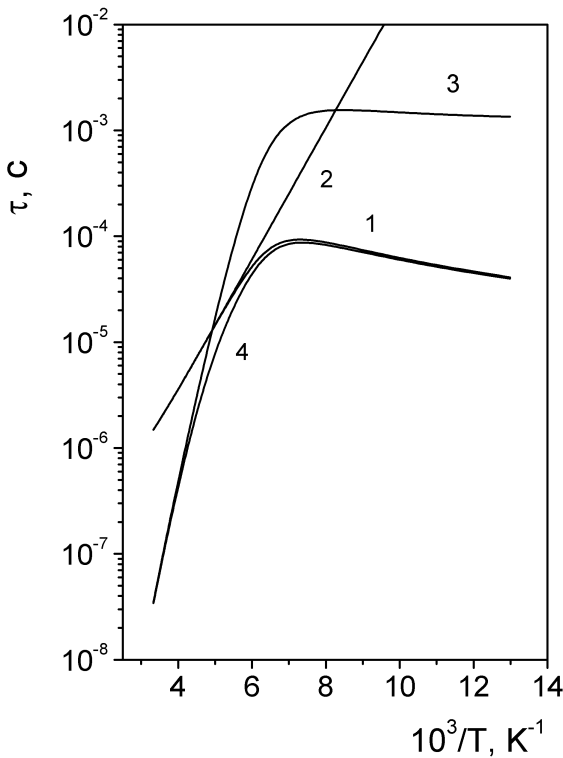


Рис. 6. Температурні залежності часу життя в n -InSb для випромінювальної (1, 2), оже- (3) та сумісної (4) рекомбінації. Добуток інтегралів перекриття $|F_1 F_2| = 0,2$.

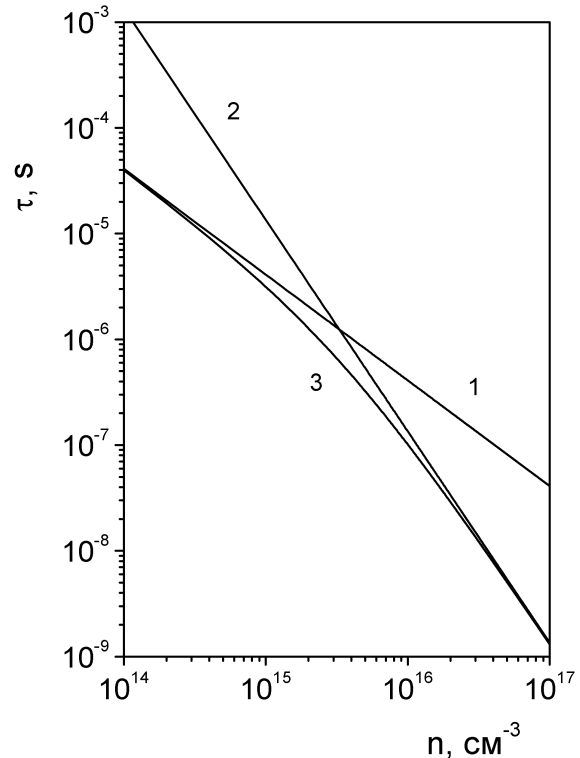


Рис. 7. Концентраційні залежності часу життя в n -InSb для випромінювальної (1), оже- (2) та сумісної (3) рекомбінації. Добуток інтегралів перекриття $|F_1 F_2| = 0,2$.

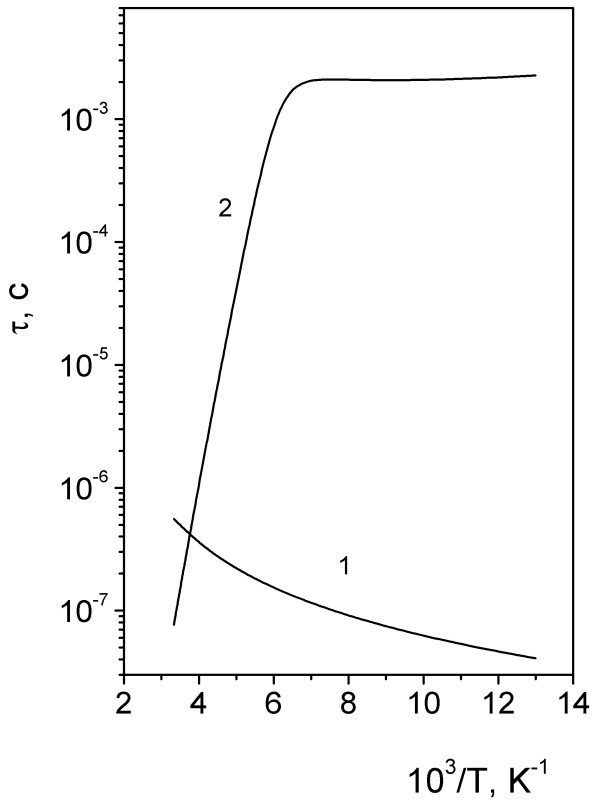


Рис. 8. Температурні залежності часу життя в p -InSb для оже- (1) та випромінювальної (2) рекомбінації.

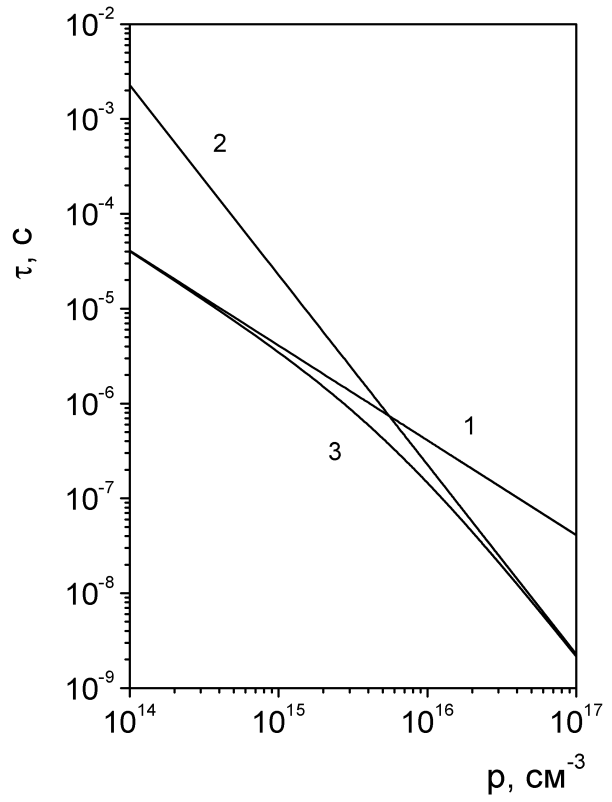


Рис. 9. Концентраційні залежності часу життя в p -InSb для випромінювальної (1), оже- (2) та сумісної (3) рекомбінації.

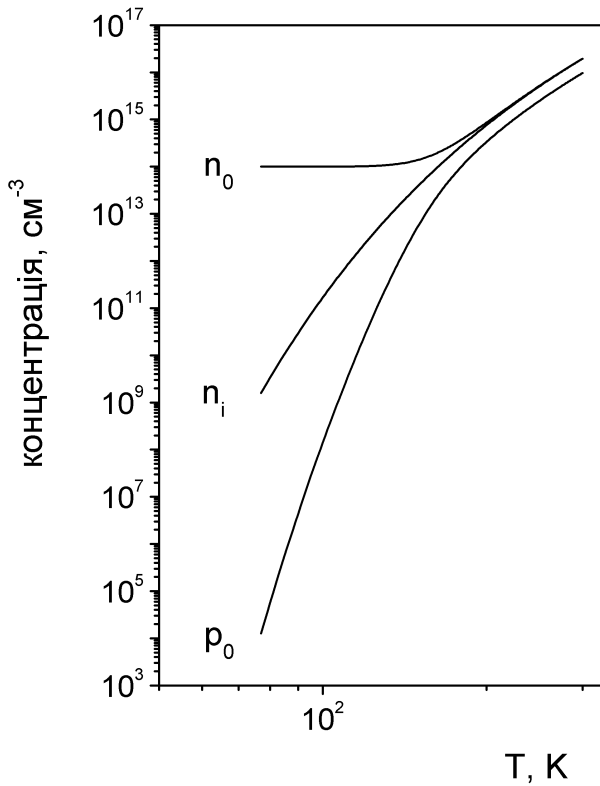


Рис. 10. Залежності рівноважної концентрації електронів, дірок та власних носіїв у n -InSb від температури.

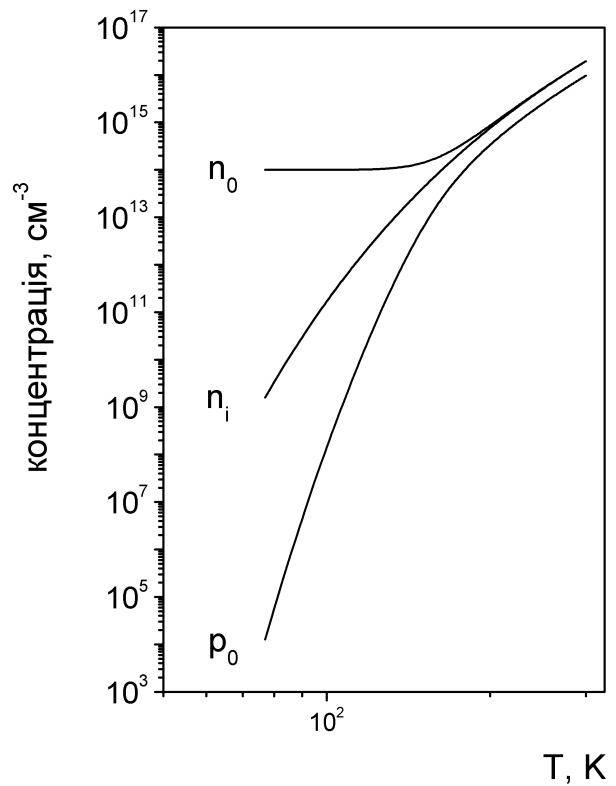


Рис. 11. Температурні залежності параметрів рекомбінації ШРХ у зразку з концентрацією електронів $n(77\text{ K}) = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Таблиця 3. Параметри рекомбінаційних центрів в InSb.

Енергія іонізації, еВ	Коефіцієнт захоплення, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Концентрація, см^{-3}	Посилання
$E_1 - E_V = 0,071$ $E_2 - E_V = 0,11$	$C_{n1} = 3 \cdot 10^{-5}$, $C_{p1} = 6 \cdot 10^{-10}$ $C_{n2} = 2 \cdot 10^{-6}$, $C_{p2} = 2,2 \cdot 10^{-8}$	$N_{T1} = (0,6-5,5) 10^{13}$ $N_{T2} = (0,8-1,3) 10^{14}$	[40]
$E_1 - E_V = 0,055$ $E_2 - E_V = 0,12$	$C_{n1} = 3,2 \cdot 10^{-5}$, $C_{p1} = 6 \cdot 10^{-10}$ $C_{n2} = 1,2 \cdot 10^{-6}$, $C_{p2} = 10^{-8}$	$N = 0,8 10^{14}$	[38]

Уже у проведених раніше роботах [38, 40] було розроблено модель двох рекомбінаційних центрів в InSb. Параметри центрів для матеріалів n - та p -типу провідності наведено в табл. 3. Проте, внаслідок різкої асиметрії коефіцієнтів захоплення електронів та дірок у матеріалі n -типу провідності рекомбінація пояснювалась участю лише одного центра з енергіями іонізації 0,11 еВ [38] та 0,12 еВ [40]. Звернемо увагу, що у матеріалі p -типу провідності час життя неосновних носіїв становив $\tau_n < 10^{-9}$ с [38], що з урахуванням середньоквадратичної теплової швидкості електронів $v = (3kT/m_e^*)^{1/2} = 5 \cdot 10^5$ см/с і концентрації центрів рекомбінації $\sim 10^{13}$ см^{-3} отримуємо оцінку перерізу захоплення електронів на рівні 10^{-10} – 10^{-11} см^2 , що перевищує відомі для глибоких центрів значення [20].

Результати досліджень глибоких центрів методом DLTS наведено в [18]. Відзначається, що в забороненій зоні n -InSb існують два глибокі рівні з енергіями залягання 120 та 101 меВ нижче дна зони провідності, причому рівень з більшою енергією має яскраво виражений донорний характер. Крім того, зроблено висновок, що глибокими центрами є власні структурні дефекти, співвідношення концентрацій яких може залежати від типу і кількості мілких домішок в InSb. В нижній половині забороненої зони знайдено рівні пасток для дірок з енергіями $E_T - E_V$ в інтервалі 10–120 меВ. Переріз захоплення для електронів та дірок змінюється у межах $2 \cdot 10^{-13}$ – $5 \cdot 10^{-16}$ та $2 \cdot 10^{-14}$ – $2 \cdot 10^{-17}$ см^2 відповідно [18]. На наявність донорного рівня з енергією близькою до середини забороненої зони указано також у роботах [19, 20]. У більшості експериментальних робіт значення часу життя для електронів та дірок знаходиться у межах 10^{-5} – 10^{-7} с [21].

Результати вимірювань часу життя в n -InSb приладної якості показано на рис. 12. Експериментально вимірювалась релаксація фотопровідності при збудженні ННЗ лазером Nd:YAG з тривалістю імпульсів ~ 20 нс. За формулами (20)–(22) було розраховано час ШРХ рекомбінації за участі рівня посередині забороненої зони. Характерні часи життя τ_{n0} та τ_{p0} вибирались як підганяльні параметри. Відмітимо такі особливості виконаних розрахунків. Низькотемпературна ділянка залежності $\tau_{SR}(T)$ однозначно визначається часом життя неосновних носіїв τ_{p0} . При $T > 200$ К хід залежності $\tau_{SR}(T)$ залежить від співвідношення τ_{n0} та τ_{p0} , рис. 13. Як видно, кращий збіг розрахованих та експериментальних даних було отримано для випадку $\tau_{n0}/\tau_{p0} \gg 1$, тобто для рівня рекомбінації донорного типу.

4. ПАРАМЕТРИ ЗОННОЇ ДІАГРАМИ p - n ПЕРЕХОДІВ

У літературі проаналізовано дві основні моделі p - n переходів з різким та плавним розподілом легуючих домішок [3,72]. До основних параметрів зонної діаграми переходу належать контактна різниця потенціалів, напруженість електричного поля, ширина області просторового заряду (ОПЗ), бар'єрна та дифузійна ємність. Для різкого та плавного переходів відповідні параметри систематизовано в табл. 4. Теорію тонкого p - n переходу було вперше розглянуто Шоклі [73] за таких припущень: а) відсутність генерації та рекомбінації носіїв заряду в ОПЗ; б) різкий розподіл концентрації легуючої домішки, що означає зміну акцепторної домішки на донорну у перехідному шарі, товщина якого мала у порівнянні з розмірами ОПЗ (так званий тонкий перехід); в) зовнішня напруга зміщення прикладається лише до ОПЗ; г) відсутня поверхнева рекомбінація носіїв.

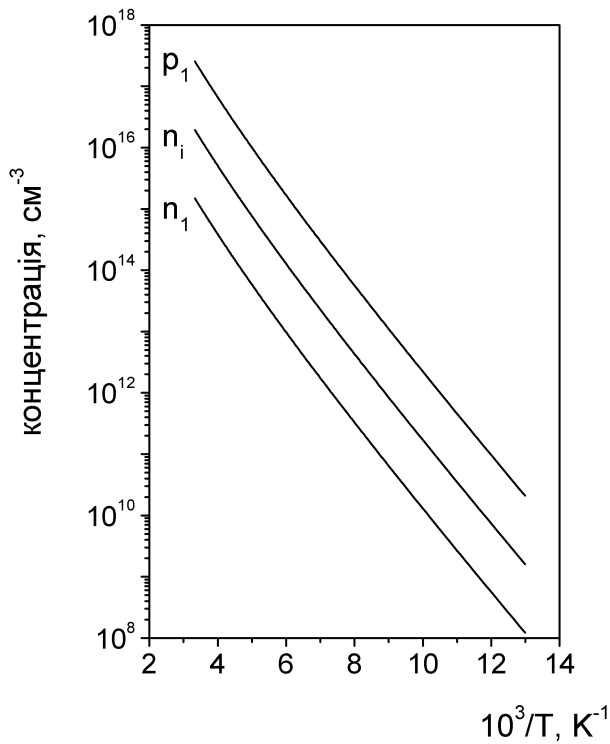


Рис. 12. Експериментальні залежності часу життя у зразках n -InSb з концентрацією електронів $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Суцільна крива – розрахунок за формулою (20).

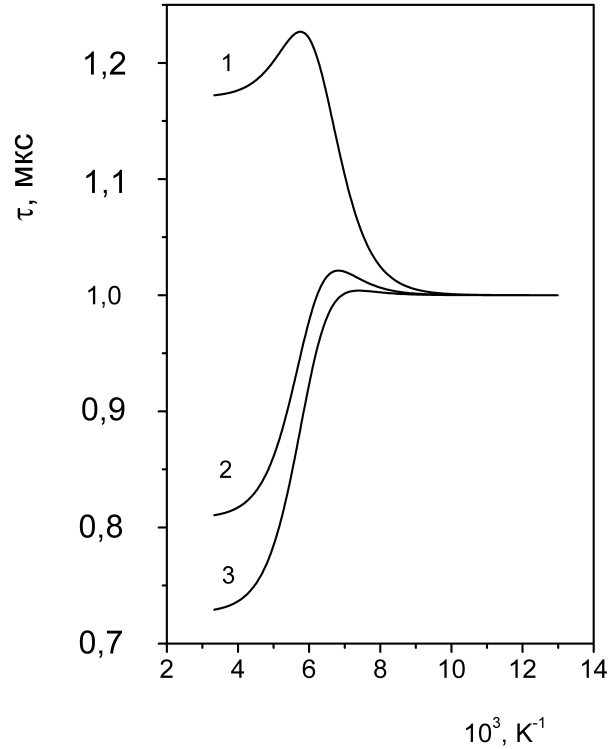


Рис. 13. Розрахунок часу рекомбінації ШРХ за формулою (20) для параметрів: $\tau_{p0} = 10^{-6} \text{ с}$ та $\tau_{n0} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ (1), 10^{-8} с (2), 10^{-9} с (3).

Таблиця 4. Параметри зонної діаграми для різких та плавних p - n переходів [72, 102].

Параметр зонної діаграми	Різкий перехід	Плавний перехід
Профіль легування	$N(x) = N_D - N_A, x = 0$ $N(x) = N_A, x < 0$ $N(x) = N_D, x > 0$	$N(x) = N_D - N_A = ax$
Контактна різниця потенціалів	$U_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$	$U_{bi} = 2 \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{aW}{2n_i} \right)$
Максимальне значення електричного поля в ОПЗ	$F(x=0) = \frac{eN_D x_n}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{eN_A x_p}{\epsilon_0 \epsilon}$	$F(x=0) = \frac{eaW^2}{8\epsilon_0 \epsilon}$
Потенціал, координатна залежність	$U(x) = \frac{eN_A (x_p + x)^2}{2\epsilon\epsilon_0},$ $-x_p \leq x \leq 0$ $U(x) = U_{bi} - \frac{eN_D (x_n - x)^2}{2\epsilon\epsilon_0},$ $0 \leq x \leq x_n$	$U(x) = \frac{ea}{6\epsilon\epsilon_0} \left[2 \left(\frac{W}{2} \right)^3 + \left(\frac{W}{2} \right)^2 - x^3 \right],$ $-W/2 \leq x \leq W/2$
Ширина ОПЗ	$W = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0 (U_{bi} - U) (N_A + N_D)}{e N_A N_D} \right]^{1/2},$ $W = x_n - (-x_p)$	$W = \left[\frac{12\epsilon\epsilon_0 U_{bi}}{ea} \right]^{1/3}$
Бар'єрна ємність	$\left(\frac{A}{C} \right)^2 = \frac{2}{e\epsilon\epsilon_0} (U_{bi} - U) \frac{(p_0 + n_0)}{p_0 n_0}$	$\frac{A^3}{C^3} = \frac{12}{e(\epsilon\epsilon_0)^2 a} (U_{bi} - U)$

Відмітимо такі особливості різкого переходу: контактна різниця потенціалів залежить лише від рівня легування p - та n -областей; електричне поле в ОПЗ лінійно залежить від координати; електрична та металургійна межа переходу збігаються, причому на межі переходу електричне поле має максимальне значення; залежність потенціалу від координати квадратична. Слід також зазначити, що у теорії Шоклі ОПЗ має різкі межі в p - та n -області переходу. У реальних переходах потенціал на межі спадає до нуля на товщині порядку довжини екранування Дебая. У більшості випадків для оцінок величини темного струму цю поправку на товщину ОПЗ можна не враховувати. Вольт-фарадна характеристика (ВФХ) різкого p - n переходу лінеаризується в координатах $C^{-2}-V$, а апроксимація лінійної ділянки до перетину з віссю напруг дає можливість визначити V_{bi} . За нахилом ВФХ можна оцінити значення ефективної концентрації носіїв заряду у квазінейтральній області переходу $N_{eff} = p_0 n_0 / (p_0 + n_0)$. У випадку різко асиметричного переходу товщина ОПЗ та ефективна концентрація визначаються менш легованою областю.

5. ЕКВІВАЛЕНТНА СХЕМА ФОТОДІОДА

Типову еквівалентну схему фотодіода показано на рис. 14. Основними елементами схеми є диференціальний, шунтуючий та послідовний опір, а також бар'єрна ємність. Величина добутку диференціального опору R_d при нульовій напрузі зміщення на площу переходу визначає можливість роботи фотодіода в режимі, обмеженому флуктуаціями фонового випромінювання (BLIP-режим), а його інерційні властивості залежать від бар'єрної ємності.

Шунтуючий опір R_{sh} за означенням – це диференціальний опір переходу при нульовій напрузі зміщення. На практиці він вимірюється при невеликому зворотному зміщенні, як правило 10 мВ [74,75]. При освітленні крізь опір навантаження протікає струм

$$I_L = I_{ph} - I_d - I_{sh}, \quad (23)$$

де I_{ph} – фотострум, I_d – темновий струм фотодіода, I_{sh} – струм шунтуючого опору. В ідеальному фотодіоді шунтуючий опір $R_{sh} = \infty$, а послідовний опір $R_s = 0$, тому

$$I_L = I_{ph} - I_d. \quad (24)$$

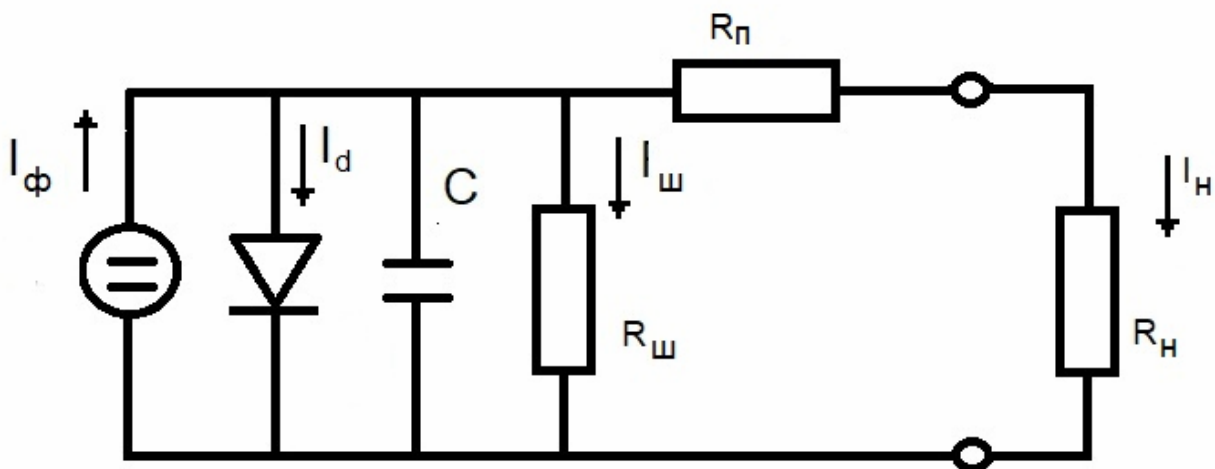


Рис. 14. Еквівалентна схема фотодіода.

Важливими параметрами ІЧ фотодіодів є напруга холостого ходу та струм короткого замикання I_{sc} . Для схеми на рис. 14 I_{sc} набуває вигляду

$$I_{sc} = I_{ph} - I_0 \left[\exp\left(\frac{I_{sc} R_s}{kT}\right) - 1 \right] - \frac{I_{sc} R_s}{R_{sh}}. \quad (25)$$

У випадку ідеального фотодіода $I_{sc} = I_{ph}$. В останньому рівнянні другий та третій члени зменшують діапазон лінійності фотодіода. Для його покращення необхідно, щоб шунтуючий опір був якомога більшим, а послідовний – меншим. У фотодіодах на основі InSb та HgCdTe омичний характер шунтуючого опору проявляється при низьких температурах [67]. Природа шунтуючого опору однозначно не встановлена. Частіше його пов'язують з поверхневою провідністю, проте він може мати і об'ємну складову. Знання шунтуючого опору важливе для узгодження фотодіода з вхідним опором схеми підсилення. Крім того, він впливає на величину власного шуму фотодіода. Послідовний опір зумовлено опором квазінейтральних областей p - n переходу та опором контактів. У InSb фотодіодах типові значення шунтуючого та послідовного опору становлять 10^5 – 10^6 Ом та одиниці ом відповідно [76].

6. МЕХАНІЗМИ ПЕРЕНОСУ ЗАРЯДУ В InSb ФОТОДІОДАХ

Оскільки граничні параметри та характеристики InSb фотодіодів у значній мірі визначаються рівнем темнового струму, вивченню механізмів переносу заряду була приділена значна увага [3]. У загальному випадку темновий струм фотодіода можна представити як суму дифузійного J_D , генераційно-рекомбінаційного J_{GR} , міжзонного тунельного J_{BTB} , генераційно-тунельного J_{TAT} та шунтуючого струму J_{SH} :

$$J = J_D + J_{GR} + J_{BTB} + J_{TAT} + J_{SH}. \quad (26)$$

За виключенням дифузійного струму, інші складові темнового струму в (26) можуть мати як об'ємну, так і поверхневу складові. Незважаючи на те, що для зменшення впливу поверхні на темновий струм її пасивують, внесок поверхневої провідності у загальну провідність фотодіода може бути значним. Очевидно, що її роль збільшується зі зменшенням геометричних розмірів p - n переходу, оскільки зростає відношення довжини периметра переходу до площі. Дефекти на межі поділу з пасивуючим шаром та в його об'ємі зумовлюють приповерхневий вигин зон, утворення збагачених та збіднених шарів, а також інверсію типу провідності. Крім того, електричне поле на периферії переходу, як правило, перевищує поле в об'ємі, що зумовлює надлишковий тунельний струм. Природа поверхневої провідності у більшості експериментальних досліджень транспорту носіїв заряду в InSb фотодіодах залишилась нез'ясованою. Кожна із складових струму в формулі (26) має специфічну залежність від прикладеної напруги, що можна використати для ідентифікації механізмів транспорту носіїв.

6.1. Дифузійний струм

Згідно з теорією Шоклі [73], дифузійний струм, що протікає крізь однорідний перехід, описано виразом:

$$J_D = \left[\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \operatorname{Cth}\left(\frac{d_n - x_n}{L_p}\right) + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \operatorname{Cth}\left(\frac{d_p - x_p}{L_n}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] = J_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (27)$$

де x_n, x_p, d_n, d_p позначають межі ОПЗ та положення контактів. У випадку, коли відстань до контактів менша за дифузійну довжину носіїв $d_n \ll L_p, d_p \ll L_n$, для ВАХ переходу можна записати

$$J_D = \left(\frac{eD_p p_{n0}}{d_n - x_n} + \frac{eD_n n_{p0}}{d_p - x_p} \right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (28)$$

У протилежному випадку, коли $d_n \gg L_p, d_p \gg L_n$,

$$J_D = \left(\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (29)$$

При зворотному зміщенні кризь перехід протікає струм насичення

$$J_D = -J_0. \quad (30)$$

В останніх формулах D_n, D_p – коефіцієнти дифузії, а L_n, L_p – довжини дифузії неосновних носіїв заряду в p - та n -областях переходу відповідно, n_i – власна концентрація, n_0, p_0 – рівноважні концентрації електронів і дірок у n - та p -областях переходу, e – заряд електрона, k – стала Больцмана, T – температура в абсолютних одиницях. Зазначимо, що рівноважна концентрація носіїв визначається рівнем легування p - та n -областей переходу, тобто $n_0 \approx N_D, p_0 \approx N_A$, де N_D та N_A – концентрація іонізованих донорів та акцепторів.

6.2. Генераційно-рекомбінаційний струм

У роботі [77] уперше теоретично було показано, що у p - n переходах внаслідок генерації та рекомбінації носіїв заряду в ОПЗ темновий струм може значно перевищувати дифузійний струм, особливо при низьких температурах. Генерація і рекомбінація носіїв в ОПЗ переході відбувається за участі рівня дефектів, локалізованого в інтервалі декількох kT біля середини забороненої зони. ВАХ такого переходу описується виразом:

$$J_{GR} = \frac{en_i W}{(\tau_{n0} \tau_{p0})^{1/2}} \frac{\sinh\left(\frac{-eU}{2kT}\right)}{e\left(\frac{U_{bi} - U}{2kT}\right)} f(b), \quad (31)$$

де n_i – власна концентрація, W – товщина ОПЗ, U_{bi} – дифузійний потенціал, τ_{n0} та τ_{p0} – час життя неосновних носіїв у механізмі рекомбінації ШРХ. Для рівня посередині забороненої зони $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0, f(b) = 1$, тому для ВАХ використовується спрощений вираз:

$$J_{GR} = J_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{\beta kT}\right) - 1 \right], \quad (32)$$

де

$$J_0 = \frac{qn_i W}{\sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}}} \quad (33)$$

– генераційний струм при зворотному зміщенні, $\beta = 2$ – коефіцієнт неідеальності.

6.3. Дифузійний та генераційно-рекомбінаційний струм у плавних p - n переходах

На відміну від різких p - n переходів, так звані плавні переходи є кращим наближенням до реальних переходів. Як правило, в іонно-імплантованих та дифузійних p - n переходах просторовий розподіл легуючої домішки описується функцією похибок, експоненціальним або лінійним розподілом легуючої домішки [78-80]. При лінійному розподілі профіль легуючої домішки апроксимується функцією $N(x) = N_D - N_A = ax$. Товщину ОПЗ, контактну різницю потенціалів та залежність ємності плавного переходу від напруги зворотного зміщення наведено в табл. 3. Експериментальний доказ лінійного розподілу домішки можна отримати із вимірювань ВФХ, побудувавши залежність $C^{-3} - U$, причому за її нахилом можна визначити градієнт концентрації, а за перетином з віссю напруг – контактну різницю потенціалів. У роботі [81] розглянуто дифузійний транспорт носіїв заряду у плавних p - n переходах за умов, коли L_n та L_p значно перевищують товщину ОПЗ переходу, але менші за довжину, на якій відбувається зміна концентрації легуючої домішки. Для ВАХ отримано вираз:

$$J_D = \frac{en_i^2}{a} \left[\frac{1}{\tau_p} \ln \left(\alpha_p \frac{L_p}{W} \right) + \frac{1}{\tau_n} \ln \left(\alpha_n \frac{L_n}{W} \right) \right] \exp \left(\frac{eV}{kT} - 1 \right), \quad (34)$$

де τ_p і τ_n – час життя ННЗ. Як видно із (14), значення J_D не залежить від напруги зворотного зміщення при $|U| > 3kT/e$, як і у різких переходах. Аналогічними є також температурна залежність струму $J_D(T) \sim n_i^2$ та енергія активації $\Delta E = E_g$.

Генераційний струм при зворотних зміщеннях змінюється за степеневим законом $J_{GR} > (U_{bi} - U)^{1/3}$. Температурна залежність J_{GR} визначається $n_i(T)$, тому енергія активації становить $\Delta E \cong E_g/2$, як у різких переходах.

6.4. Міжзонний тунельний струм

Для оцінок міжзонного тунельного струму використовувалась відома формула, отримана для трикутного бар'єра [67]:

$$J_{ВТВ} = \frac{\sqrt{m^*} q^3 F U}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (35)$$

де $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$ – ефективна маса тунелювання, F – напруженість електричного поля у

переході, U – прикладена напруга. Тунельна прозорість для параболічного бар'єра (вираз під експонентою) відрізняється лише числовим множником [72]. Особливістю тунельного струму є сильна (експоненціальна) залежність від електричного поля F у переході, яке створюється мілкими домішками, іонізованими в інтервалі робочих температур фотодіода. Внесок глибоких домішок у формування об'ємного заряду вважається незначним. Зауважимо, що у формулі (35) ефективна маса носія не залежить від енергії тунелювання, що характерно для напівпровідників з параболічним зонним спектром. У вузькощілинних напівпровідниках зонний спектр описується моделлю Кейна [1,2]. Теорію міжзонного

тунельного струму для напівпровідників з непараболічним зонним спектром, до яких належить InSb, було розроблено у роботі [82].

6.5. Експериментальні дослідження ВАХ

Типову ВАХ InSb фотодіода в лінійних координатах показано на рис. 15. Прямі та зворотні ВАХ фотодіода у логарифмічних координатах показано на рис. 16. Коефіцієнт неідеальності ВАХ при температурі 77 К змінюється у межах 1,5–2,0, що вказує на порівняний внесок або перевищення рекомбінаційного струму над дифузійним. У цьому випадку пряме розділення дифузійного та рекомбінаційного струму неможливе. Їх парціальний внесок у загальний струм можна оцінити з розрахунків, використовуючи відповідні моделі $p-n$ переходу. Вказані значення коефіцієнта неідеальності є типовими для InSb фотодіодів незалежно від технології їх виготовлення.

Додаткові дані для ідентифікації дифузійного та генераційно-рекомбінаційного струмів можна отримати з дослідження температурних залежностей, причому для надійної ідентифікації ВАХ необхідно вимірювати у якомога ширшому температурному діапазоні. Температурна залежність дифузійного струму на прямій і зворотній ВАХ при постійному зміщенні має експоненціальний характер, причому $J_D \sim n_i^2$, тоді як $J_{GR} \sim n_i$. Звернемо увагу, що при відносно невеликих зворотних зміщеннях на ВАХ спостерігається ділянка так званого “м’якого” пробою, рис. 15, яку не можна пояснити описаними вище моделями протікання струму в однорідному $p-n$ переході.

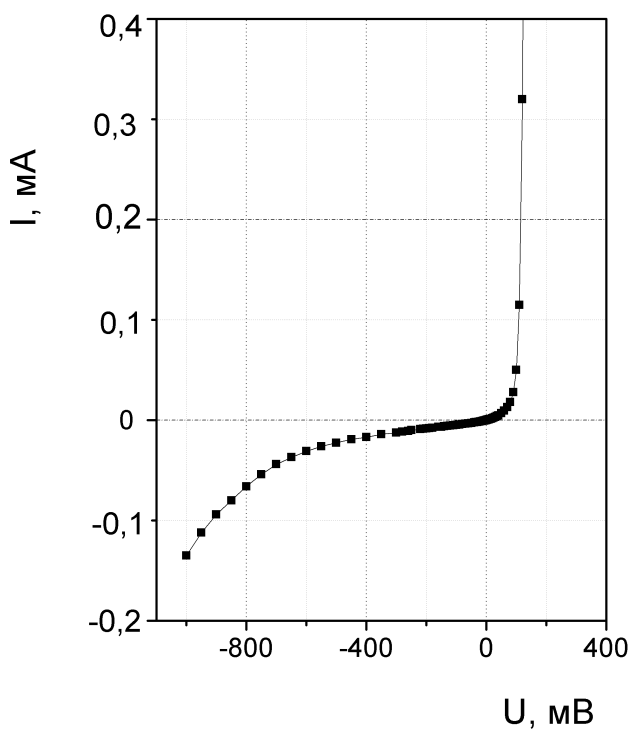


Рис. 15. Типова ВАХ дифузійного InSb фотодіода при 77 К.

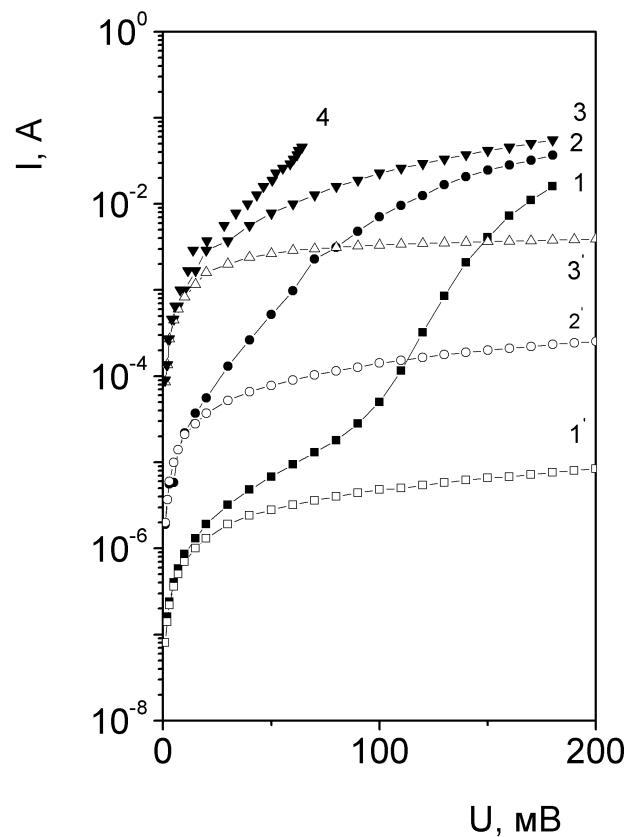


Рис. 16. Прямі (закриті точки) та зворотні (відкриті точки) ВАХ при температурі, К: 1, 1' – 77; 2, 2' – 116; 3, 3' – 156. 4 – пряма ВАХ з урахуванням впливу послідовного опору.

6.6. Генераційно-тунельний струм за участі дефектів

Модель генераційно-тунельного струму за участі дефектів була спочатку розроблена для пояснення “м’якого” пробію у фотодіодах на основі твердих розчинів $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,2-0,3$) [83, 84]. При цьому передбачалось, що поблизу середини забороненої зони існує енергетичний рівень пасток, за участі якого відбуваються термоактиваційні та тунельні переходи носіїв. У цьому випадку тунелювання зручно розглядати як послідовний перехід носія з валентної зони на рівень зі швидкістю $\omega_v N_v$, після чого здійснюється перехід з рівня в зону провідності зі швидкістю $\omega_c N_c$. При тунельному переході енергія носія зберігається, а відповідні швидкості переходів визначаються виразами:

$$\omega_v N_v = \frac{\pi^2 q m_h F M^2}{h^3 (E_g - E_t)} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_h} (E_g - E_t)^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (36)$$

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q m_c F M^2}{h^3 E_t} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_c} E_t^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (37)$$

В останніх формулах енергія центра E_t відраховується від дна зони провідності. Виключно тунельні переходи домінують при низьких температурах, тоді як при високих необхідно враховувати також термоактиваційні переходи. У загальному випадку генераційно-тунельний струм зворотно зміщеного переходу описується залежністю:

$$I_{TAT} = q W N_t A \left(\frac{1}{\omega_v N_v + c_p p_1} + \frac{1}{\omega_c N_c + c_n n_1} \right)^{-1}, \quad (38)$$

де N_t – концентрація глибоких центрів, що беруть участь у тунелюванні. Оскільки у валентній зоні в InSb є легкі і важкі дірки, у виразі (12) m_h – ефективна маса легких дірок. Внеском важких дірок у тунельний струм можна знехтувати внаслідок низької імовірності їх тунелювання. Однак саме важкі дірки визначають темп термоактиваційних переходів, тобто значення добутку $c_p p_1$. У виразах (36) та (37) M – матричний елемент для тунельного переходу “зона-центр”, який визначається формулою [85]:

$$M = \frac{2\hbar^2 \sqrt{2\pi}}{m_0} \left(\frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{1/4} \frac{E_g}{E_t^{1/4}}, \quad (39)$$

де m_0 – маса вільного електрона.

6.7. Модель неоднорідного переходу в InSb фотодіодах

У вищезгаданих теоретичних моделях транспорту носіїв заряду в ІЧ фотодіодах вважалось, що параметри потенціального бар’єра є однорідними. Тобто, контактна різниця потенціалу, концентрація легуючої домішки в контактуючих матеріалах, розподіл глибоких центрів в ОПЗ не змінюються у площині бар’єра. Крім того, оскільки використовувалась модель трикутного бар’єра з лінійною залежністю потенціалу від координати, електричне поле в ОПЗ від координати не залежало. Спроби пояснити

експериментальні ВАХ в рамках описаної вище моделі однорідного переходу не були успішними. Справа полягала у тому, що величина електричного поля, знайдена із вимірювань бар'єрної ємності, була недостатньою, щоб зумовити тунельну прозорість потенціального бар'єра для переходів за участі глибокого рівня у забороненій зоні. Схожі результати було отримано також для InAs фотодіодів [86].

Моделі неоднорідних $p-n$ переходів розробляли, починаючи з 60-х років минулого століття. У роботі Шоклі з досліджень процесу пробою кремнієвих $p-n$ переходів [87] було висловлено принаймні дві гіпотези про причини розбіжності теоретичних значень напруги пробою U_b з експериментальними. Як правило, теоретичні значення U_b у декілька разів перевищували експериментальні. Однією з причин могли бути флуктуації внутрішнього електричного поля $p-n$ переходу, зумовлені флуктуаціями домішок у компенсованій ОПЗ переходу. Якщо перехід складається із декількох областей з різними напругами пробою, то загальна напруга пробою буде визначатись локальними областями з меншою напругою пробою [87].

У роботах [88-90] було вперше звернуто увагу на роль статистичних флуктуацій домішки у виникненні надлишкового тунельного струму. Флуктуації викликають зміну ширини області об'ємного заряду i , отже, довжини міжзонного тунелювання носія. При цьому тунельний струм може визначати області переходу, названих проколами, в яких довжина тунелювання є найменшою. Незважаючи на те, що ймовірність виникнення проколів, а отже, їх концентрація може бути незначною, експоненціально великий вигравш у тунельної прозорості бар'єра призводить до значного внеску проколів у загальний струм переходу. Теорію міжзонного тунелювання за участі проколів було розроблено для великих зворотних напруг зміщення $U > E_g/q$, у той час як "м'який" пробій спостерігається на ВАХ при напругах $U < E_g/q$.

У моделі неоднорідного $p-n$ переходу передбачалось таке [91]:

- тунельний струм переходу визначається областями з підвищеною концентрацією носіїв, яка значно відрізняється від середньої, знайденої з вимірювань бар'єрної ємності;
- тунелювання в цих областях відбувається за участі глибоких центрів, рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони;
- найбільш імовірною причиною виникнення неоднорідних областей є дислокації, які перетинають ОПЗ.

Відомо, що дислокація оточена областю з підвищеною концентрацією домішок, так званою атмосферою Коттрелла. Відомо, що в InSb домішкова атмосфера може сягати на відстань кількох мікрометрів від ядра дислокації [92]. Оскільки для InSb параметри дислокацій не відомі, за аналогією з арсенідом галію, для розрахунків тунельно-генераційного струму передбачалось, що дислокація, включаючи домішкову атмосферу, має ефективну площу 1 мкм^2 . Густина дислокацій у вихідних монокристалах становила $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$. Розрахунки генераційно-тунельного струму були виконані для $p-n$ переходу з лінійним розподілом легуючої домішки. Як підганяльний параметр використовувався градієнт концентрації a (див. табл. 3). Задовільне узгодження з експериментальними даними було отримано для значень градієнта, які на два порядки величини перевищували відповідне значення для однорідної частини $p-n$ переходу, знайдене з вимірювань бар'єрної ємності. Результати розрахунків показано на рис. 17. У розрахунках враховували можливість тунельних та термоактиваційних переходів між рівнем посередині забороненої зони та обома дозволеними зонами (рівняння (38)). У цілому, отримано задовільний збіг розрахованих та експериментальних ВАХ, що доводить застосовність виразу (39) для розрахунку матричного елемента в діодних структурах на основі InSb.

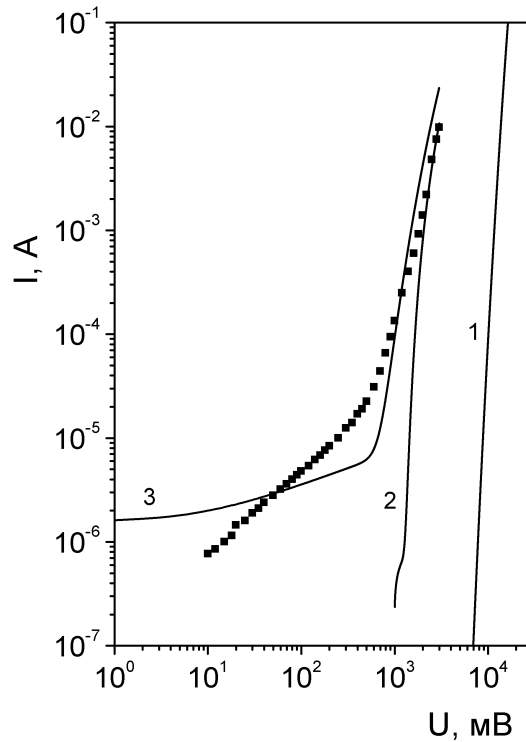


Рис. 17. Експериментальні (точки) та розраховані (суцільні криві) зворотні ВАХ при 77 К. Розраховані криві отримано для міжзонного тунельного струму в однорідному переході (1), тунельного струму крізь локальний рівень (2), генераційно-тунельного струму крізь локальний рівень (3). Параметри для розрахунків: $a = 1,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4}$, $m_e^* = 0,014m_0$, $m_h = 0,015m_0$, $A_1 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$, $a_1 = 2,1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$, $E_t = E_g/2$, $N_t = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau_1 = 10^{-9} \text{ с}$, $\varepsilon = 17$.

6.8. Диференціальний опір фотодіода

Можливість використання фотодіода як приймача ІЧ випромінювання можна оцінити, знаючи величину добутку диференціального опору при нульовому зміщенні на площу R_0A :

$$R_0A = \left(\frac{\partial J_d}{\partial U} \right)_{U=0}^{-1}, \quad (40)$$

де J_d – густина темного струму. Вказаний добуток визначає можливість роботи фотодіода у так званому режимі обмеження фоновим випромінюванням [3]. Для ідеального фотодіода темновий струм

$$I_d = I_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (41)$$

а диференціальний опір при нульовому зміщенні

$$R_0 = \frac{kT}{eI_0} = \frac{U_T}{I_0}, \quad (42)$$

де U_T – теплова напруга. Відповідно до (27) та (29) для дифузійного струму можна записати

$$\frac{1}{R_0A} = \frac{1}{(R_0A)_n} + \frac{1}{(R_0A)_p}, \quad (43)$$

де

$$(R_0A)_n = \frac{kT}{e^2} \frac{1}{p_{n0}} \frac{\tau_p}{L_p} = \frac{1}{e} \frac{N_D}{n_i^2} \sqrt{\frac{kT}{e} \frac{\tau_p}{L_p}}, \quad (45)$$

$$(R_0A)_p = \frac{kT}{e^2} \frac{1}{n_{p0}} \frac{\tau_n}{L_n} = \frac{1}{e} \frac{N_A}{n_i^2} \sqrt{\frac{kT}{e^2} \frac{\tau_n}{L_n}}. \quad (46)$$

Як видно з останніх формул, величина добутку R_0A визначається ділянкою p - n переходу з меншим динамічним опором. На еквівалентній схемі фотодіода опори ділянок можуть бути представлені двома паралельно з'єднаними опорами. Температурна залежність добутків у формулах (45) та (46) переважно визначається квадратом власної концентрації.

У випадку генераційно-рекомбінаційного струму [67]

$$(R_0A)_{GR} = \frac{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}} U_{bi}}{en_i W f(b)}, \quad (47)$$

причому для рівня посередині забороненої зони $\tau_{n0} = \tau_{p0} = \tau_0$, а функція $f(b) = 1$.

Експериментальні залежності добутку R_0A від зворотного зміщення показано на рис. 18. Диференціальний опір визначався для пасивованих та непасивованих переходів. Для пасивації на мезаструктуру наносили тонку плівку полікристалічного телуриду кадмію. Як видно, використання пасивації дозволило отримати значення добутку $R_0A \approx 4 \cdot 10^6$ Ом·см² при зміщенні 100 мВ. У кращих зразках InSb фотодіодів величина вказаного добутку становить 10^6 Ом·см² і визначається генераційною складовою темнового струму [3].

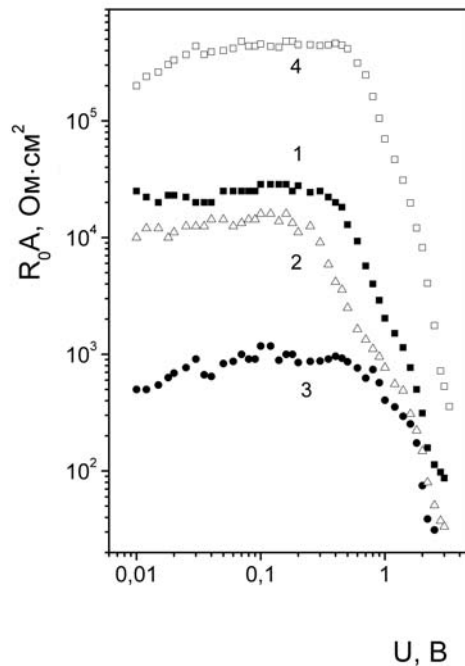


Рис. 18. Добуток R_0A в непасивованому (1-3) та пасивованому плівкою телуриду кадмію (4) InSb фотодіоді при температурі, К: 77 (1, 4), 89 (2) та 120 (4).

7. ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ МДН СТРУКТУР НА ОСНОВІ НА InSb

Пасивація та захист поверхні є важливим елементом технології інфрачервоних (ІЧ) детекторів (фоторезисторів та фотодіодів) на основі InSb. Пасиваційний шар, нанесений на поверхню ІЧ фотодіодів, повинен забезпечувати високу стабільність їх характеристик, низьку густину станів на межі поділу та низьку фіксовану густину заряду в оксиді, а також забезпечувати одночасно вимоги до поверхні *n*- та *p*-типу провідності. Як вперше показано у роботі [93], анодний оксид, вирощений з використанням електроліту на основі КОН, може бути використаний як ефективний пасиваційний шар для фотодіодів InSb. З того часу в літературі опубліковано численні дослідження анодних оксидів на InSb (див., наприклад, роботи [94-100] та цитування в них). Показано, що найбільш важливою особливістю анодування InSb є композиційна неоднорідність оксидів, яка сильно залежить від умов їх вирощування. Аналіз опублікованих даних вказує на залежність фізичних властивостей оксидів від ряду факторів, таких як якість та кристалографічна орієнтація вихідних пластин, обробка поверхні перед анодуванням, параметри процесу анодування, термічна обробка оксидів після анодування та ін. Оскільки анодні оксиди на InSb мають слабку хімічну та механічну стабільність, зазвичай застосовують пасиваційний стек з анодного оксиду та діелектрика. Для цього на оксид наносять тонкі шари SiO_x та Si₃N₄ за допомогою низькотемпературних фізичних та хімічних методів осадження [13, 97, 98]. Показано, що густина станів на межі поділу в інтервалі 10¹¹–10¹² см⁻²·eV⁻¹ є типовою для анодного оксиду на InSb. Нижчі значення було отримано, коли зберігався власний (термічний) оксид на поверхні підкладки [97, 99]. Процес анодного сульфідуювання також забезпечує низьку густину станів межі поділу ~3·10¹⁰ см⁻²·eV⁻¹ [100].

7.1. Виготовлення МДН структур

МДН структури були виготовлені на підкладках *n*-InSb з кристалографічною орієнтацією (100) і концентрацією електронів (1–2)·10¹⁴ см⁻³ при температурі 77 К. Перед анодуванням усі підкладки були механічно і хіміко-механічно поліровані в розчині 0,5% Br₂ у метанолі. Фінішна обробка включала вільне травлення у цьому розчині впродовж декількох хвилин. Таким чином була отримана дзеркально-подібна поверхня. Анодний оксид вирощували за допомогою електроліту 0,1N КОН у суміші 90% етиленгліколю та 10% H₂O. Процес анодування виконувався у два етапи. На першому етапі оксид вирощували в гальваностатичному режимі при густині струму 0,1 мА/см² до досягнення напруги 28 В в електрохімічній комірі. На другому етапі анодування було продовжено у потенціостатичному режимі при напрузі 28 В, поки анодний струм не зменшувався до ~10 мкА/см². За допомогою еліпсометрії була виміряна товщина оксиду, яка становила близько 450 нм. Індієві електроди діаметром 0,75 мм наносили на поверхню оксиду вакуумним випаруванням.

7.2. Електропровідність анодного оксиду

Дослідження проводились з використанням трьох груп МДН структур: вихідних (після приготування), підданих термічному циклюванню та після збереження в умовах лабораторії впродовж одного місяця. Для того щоб дослідити ефекти старіння, МДН структури було піддано термоциклюванню в інтервалі температур 77–300 К з використанням, як правило, 5-7 повних термоциклів. Кожен термоцикл включав швидке охолодження до 77 К і повільне нагрівання до кімнатної температури. Провідність оксидів досліджували шляхом вимірювання постійного струму в залежності від прикладеного зміщення та температури.

Типові ВАХ структур із кожної групи представлено на рис. 19 [101]. Зміщення вважалось позитивним, якщо індієвий електрод на анодному оксиді був позитивно зміщений щодо підкладки InSb. Слід зазначити такі особливості вимірних характеристик. Як видно, в результаті термічного циклювання провідність анодного оксиду зростала, а потім зменшувалась до вихідних значень після місячного зберігання структур. Вимірні ВАХ залежать від полярності прикладеної напруги. При невеликих зміщеннях провідність має омичний характер незалежно від полярності прикладеної напруги, тоді як при більших зміщеннях спостерігається нелінійна ВАХ для прямого зміщення. Максимальні значення прямого струму на рис. 19 відповідають напрузі пробою 7, 8 та 3 В для вихідної структури, після зберігання та підданої термічному циклюванню відповідно.

Температурні залежності струму, виміряні за фіксованих значень прямого та зворотного зміщень, показано на рис. 20. Як бачимо, існують два інтервали, у яких спостерігаються активаційні залежності струму від температури. Енергії активації, визначені за їх нахилом, становили $E_1 = 0,08$ eV та $E_2 = 0,21$ eV при напругах прямого та зворотного зміщення, які відповідають лінійним ділянкам ВАХ на рис. 19. Ці енергії зменшуються до 0,06 і 0,16 eV при напрузі зміщення 3,0 В, що відповідає нелінійній ВАХ. Після термічного циклювання відповідні енергії становили 0,05 та 0,17 eV, а також 0,04 та 0,14 eV при меншому та більшому зміщенні відповідно. Зазначимо, що про наявність двох наборів пасток в анодному оксиді InSb раніше повідомлялось у літературі [96]. Активаційна провідність на рис. 20 може бути пов'язана з іонізацією пасток (далі – мілких та глибоких пасток) в анодному оксиді.

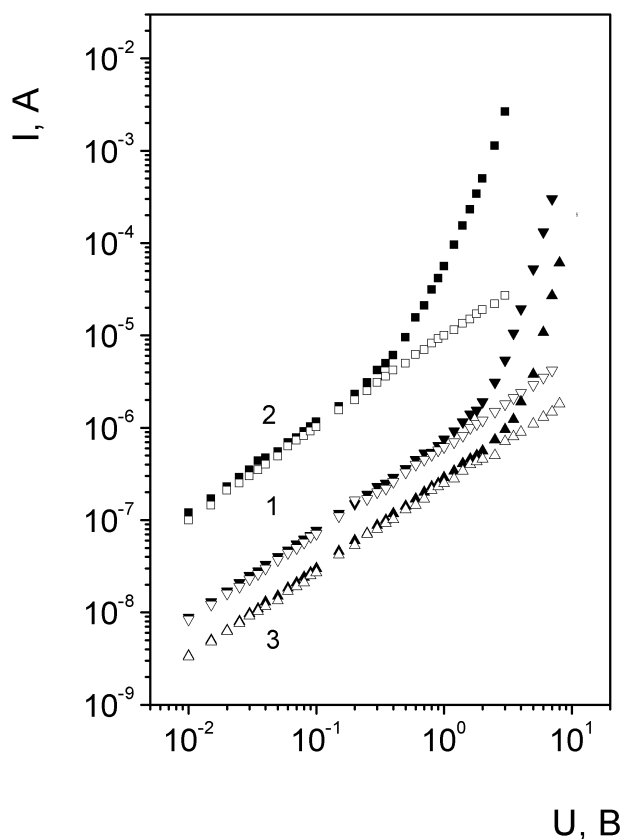


Рис. 19. Прямий (відкриті точки) та зворотний (закриті точки) струм у вихідному (1), підданому термічному циклюванню (2) та витриманому впродовж одного місяця (3) зразках InSb МДН структури.

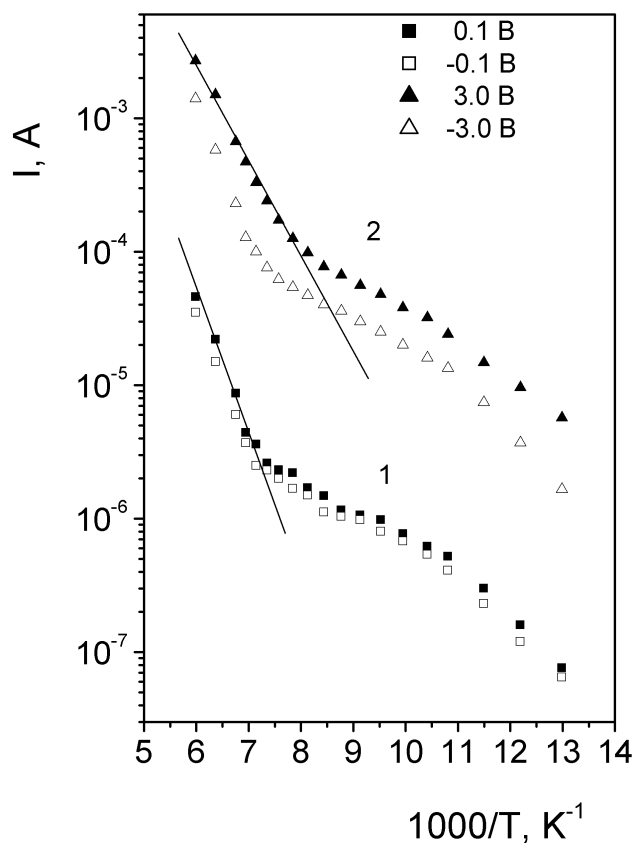


Рис. 20. Температурна залежність темного струму, виміряного до (1) та після (2) термоциклювання. Надпис на рисунку вказує напругу зміщення у вольтах.

Як правило, асиметрична ВАХ, яка залежить від полярності прикладеної напруги зміщення, інтерпретується механізмом термоелектронної емісії Шоттки [102]. Цей механізм аналізувався у роботах [103-105]. Густина струму розраховувалась за відомим виразом [102]:

$$J_S = A^* T^2 \left(\frac{m^*}{m_0} \right) \exp \left[- \frac{eU}{kT} \left(\Phi_B - \sqrt{\frac{eF}{4\pi\epsilon_\infty\epsilon_0}} \right) \right] \quad (48)$$

для ефективної маси електронів в анодному оксиді $m^* = 0.01m_0$ та висоти потенціального бар'єра Φ_B , близькій до 1,0 eV [104]. Слід зазначити, що задовільний збіг теоретичних та експериментальних значень струму термоелектронної емісії було отримано лише при кімнатній температурі за досить низького значення ефективної маси електрона. Більш коректні значення ефективної маси електрона можна отримати, виходячи з такого. Оскільки анодний оксид складається з In_2O_3 і Sb_2O_3 , обидві складові можуть впливати на величину ефективної маси електрона. Їх співвідношення в оксиді залежить від умов приготування і, як правило, залишається невідомим у конкретних зразках, тому було зроблене таке спрощення. По-перше, враховувалось, що в анодному оксиді переважає In_2O_3 [97]. По-друге, вважається, що анодний оксид має аморфну структуру, проте експериментально спостерігались нанокристалічні включення в аморфній фазі та утворення мікрокристалічної структури [96, 107]. Зважаючи на цей факт, використовували значення електронної ефективної маси $m^* = (0,2-0,3)m_0$, отримане для полікристалічних плівок та монокристалів [109-111]. Ці значення характерні для електронів за відсутності виродження. При кімнатній температурі критична концентрація електронів, що відповідає початку виродження в In_2O_3 приблизно дорівнює $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [113]. Близьке значення $5,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ було також отримане в [111]. При наявності виродження електронна ефективна маса залежить від концентрації, що зумовлено непараболічністю зони провідності.

Результати розрахунку струму термоелектронної емісії свідчать про те, що при температурі 77 К розрахункові значення значно менші, ніж ті, що наведені на рис. 19, для висоти бар'єра 1 eV. Велика різниця між експериментальними та розрахованими значеннями вказує на те, що асиметрія експериментальних ВАХ має іншу природу. Крім того, слід підкреслити, що емісія Шоттки не може бути ефективною у досліджених МДН структурах з великою товщиною анодного оксиду, тому що існує можливість для захоплення інжектованого електрона на об'ємні пастки. Цілком природно припустити, що у цьому випадку струм витоку контролюється емісією Пула-Френкеля. У цьому механізмі провідності переміщення заряду між локалізованими пастками відбувається внаслідок зниження потенціального бар'єра для носіїв, захоплених на пастки [102]. Очевидно, що процес провідності є стрибкоподібним за природою та актуальним для МДН структур з товстим оксидом, де відносний вклад емісії Шоттки зменшується. Вважається, що ефект Пула-Френкеля виконується тільки для нейтральних пасток [113]. Зниження бар'єра відбувається за рахунок кулонівської взаємодії між емітованим із пастки електроном та іонізованою пасткою. Для однократно іонізованої пастки зниження визначається таким чином:

$$\Delta\Phi_{\text{PF}} = \beta_{\text{PF}} F^{1/2} = \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon_\infty\epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2}, \quad (49)$$

де F – напруженість електричного поля, ε_∞ – оптична діелектрична постійна. Інші символи мають свої звичайні значення. При зниженні бар'єра концентрація термоактивованих носіїв зростає. Струм Пула–Френкеля можна розрахувати за формулою [113]:

$$J_{\text{PF}} = en_0\mu F \exp\left(\frac{\Delta\Phi_{\text{PF}}}{kT}\right), \quad (50)$$

де n_0 – термічно рівноважна концентрація електронів, μ – їх рухливість. Часто густина струму має вигляд [102]:

$$J_{\text{PF}} \propto F \exp\left(-\frac{\Phi_0 - \beta_{\text{PF}}F^{1/2}}{kT}\right)^{1/2} F^{1/2}, \quad (51)$$

де Φ_0 – енергія переходу електрона з нейтральної пастки до зони провідності. Очевидно, експериментальні криві $I-U$ лінеаризуються у координатах $\ln(J_{\text{PF}}/F)-F^{1/2}$, якщо емісія Пула–Френкеля є домінуючим механізмом. Нахил β_{PF} зазвичай використовується для оцінки оптичної діелектричної сталої ε_∞ . У випадку слабкої компенсації донорних пасток густина струму визначається як [114]

$$J_{\text{PF}} = e(N_c N_t)^{1/2} \mu F \exp\left(-\frac{\Phi_0 - \beta_{\text{PF}}F^{1/2}}{2kT}\right). \quad (52)$$

Результати розрахунку струму в залежності від зміщення показано на рис. 21. Провідність Пула–Френкеля у досліджених структурах можна пояснити наступним чином. У слабкому електричному полі омична провідність виникає внаслідок стрибків термічно збуджених електронів між пастками. Зі збільшенням поля електрони тунельно інжектуються з InSb до зони провідності оксиду крізь пастки, розташовані поблизу межі поділу. Дрейф інжекттованих електронів в зоні провідності, їх захоплення на пастки в об'ємі і подальша емісія із пасток зумовлюють об'ємну провідність у зразку. Причому електрони можуть бути захоплені на мілкі та глибокі пастки, але мілкі пастки, як видається, є більш ефективні при транспорті носіїв заряду при низькій температурі. Проте, коли структура нагрівається від 77 К до кімнатної температури, відбувається також іонізація глибоких пасток. Збуджені до зони провідності, електрони мають велику ймовірність захоплення на мілкі пастки в об'ємі та на дефект межі поділу. Це призводить як до збільшення електропровідності оксиду, так і до зсуву кривої $C-U$ у бік позитивної напруги зміщення, рис. 22. У процесі тривалого зберігання при кімнатній температурі відновлюється початковий розподіл електронів між глибокими та мілкими пастками. Загалом, запропонована модель провідності корелює із запропонованими раніше моделями [115, 116].

Для пояснення залежності ВАХ від полярності прикладеного зміщення слід зазначити, що досліджені структури характеризуються досить низьким опором анодного оксиду. Внаслідок негативно зарядженої межі поділу анодний оксид – напівпровідник в останньому виникає збіднена носіями область, опір якої може бути порівняним з опором оксиду. При прямому зміщенні опір збідненої області зменшується і прикладене зміщення переважно спадає на анодному оксиді, що зумовлює нелінійний характер ВАХ. При зворотному зміщенні менша частина прикладеного зміщення спадає на оксиді, що призводить до лінійної $I-U$ характеристики.

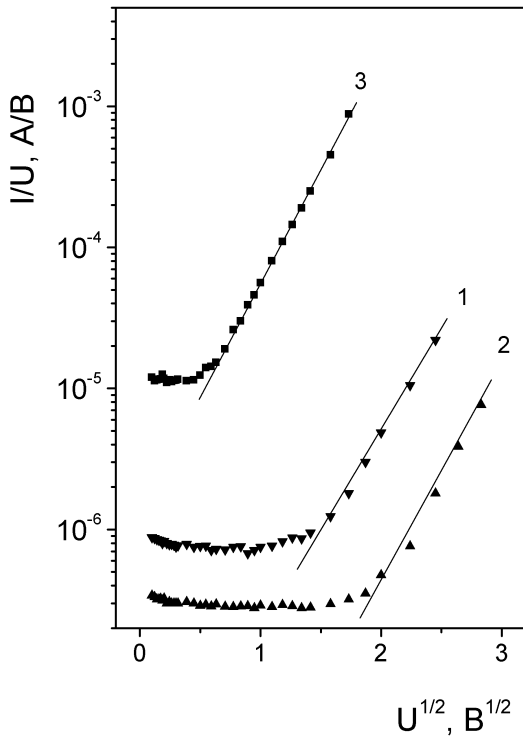


Рис. 21. Виміряні (точки) та розрахункові (суцільні лінії) ВАХ у вихідній (1), підданій термоциклюванню (2) та витриманій в лабораторних умовах (3) МДН структурі в координатах Пула–Френкеля. Параметри для розрахунку: $\epsilon_{\infty} = 14$, $\mu = 7 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $n_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (1) і $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (2).

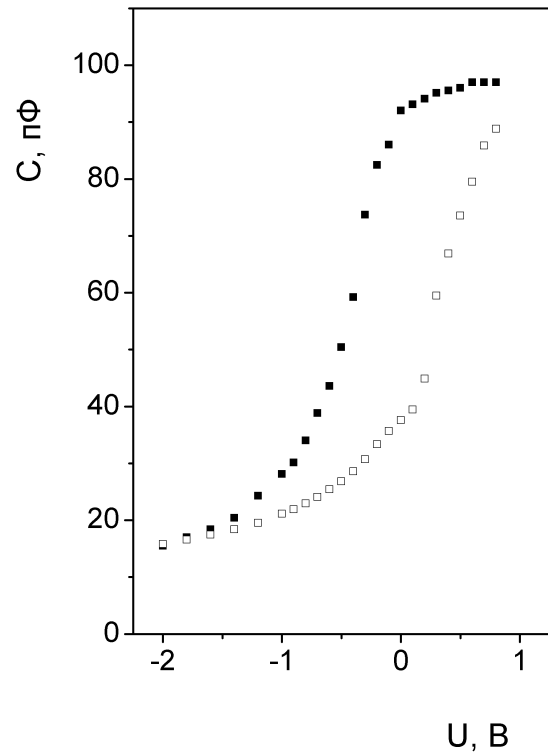


Рис. 22. Високочастотна, 1 МГц, вольт-фарадна характеристика МДН структури до (закриті точки) та після (відкриті точки) термоциклювання.

Можливою причиною асиметрії ВАХ може бути неоднорідність складу анодного оксиду, а також неоднорідність розподілу заряджених дефектів. Оскільки Sb_2O_3 має більшу заборонену зону у порівнянні з In_2O_3 [117-119], в анодному оксиді може з'явитися внутрішнє електричне поле, як це має місце у напівпровідниках з градієнтом ширини забороненої зони. Наявністю внутрішнього поля можна пояснити спонтанне переміщення інжектованих з межі поділу носіїв в анодний оксид на відстані, порівнянні з його товщиною, що експериментально спостерігалось у роботі [116].

8. ВИСНОВКИ

1. Систематизовано літературні дані щодо станів власних дефектів та домішок в InSb.
2. Розглянуто основні механізми рекомбінації нерівноважних носіїв заряду в монокристалічному InSb. Проаналізовано вплив антиструктурних дефектів на механізм рекомбінації Шоклі–Ріда–Холла.
3. Виконаний аналіз основних механізмів переносу носіїв заряду та гранично можливих параметрів інфрачервоних фотодіодів на основі InSb.
4. Проаналізовано механізми електропровідності МДН структур на основі InSb. Визначено енергії пасток в анодному оксиді, які можуть зумовлювати механізм емісії Пула–Френкеля, а також отримано результати термічного циклювання МДН структур на основі InSb.

InSb PHOTODIODES (REVIEW. PART III)

Summarized have been literature data on the main parameters of defects in InSb, namely: ionization energy, concentration and capture cross section. The main recombination mechanisms of non-equilibrium charge carriers in monocrystalline InSb have been considered. The role of antistructural defects in the mechanism of Shockley–Read–Hall recombination has been analyzed. The mechanisms of charge carrier transfer and threshold parameters of InSb infrared photodiodes have been analyzed. The mechanisms of conductivity of InSb MOS structures have been described. The energy of the traps in the anodic oxide, which can define the mechanism of Poole–Frenkel emission, has been determined. The results of thermal cycling of MOS structures based on InSb have been presented.

Keywords: InSb photodiode, MOS structures, defects, recombination mechanisms, inhomogeneous p-n junction.

1. Маделунг О. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп*. М.: Мир, 1967.
2. *Semiconductor and Semimetals*. Ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer. Vol. 4. Physics of III-V Compounds. Academic Press, N.Y. and London, 1968.
3. Рогальский А. *Инфракрасные детекторы*. Новосибирск: Наука, 2003.
4. Hulme K.F. and Mullin J.B. Indium antimonide – a review of its preparation, properties and device solid-state electronics applications. *Solid-State Electron*. 1962. **5**, No. 2. P. 211–247.
5. www.wafertech.co.uk
6. www.galaxywafer.com
7. Wimmers J.T., Davis R.M., Niblack C.A. and Smith D.S. Indium antimonide detector technology of Cincinnati Electronics Corporation *Proc. SPIE*. 1988. **930**. P. 125–138.
8. Nishitani K., Nagahama K. and Mutorani T. Extremely reproducible zinc diffusion into InSb and its applications to infrared array. *J. Electron. Mater.* 1983. **12**, No. 1. P. 125–141.
9. Hurwitz C.E. and Donnelly I.P. Planar InSb photodiodes fabricated by Be and Mg ion implantation. *Solid-State Electron*. 1975. **18**, No. 9. P. 753–756.
10. Hall D.N., Aikens R.S., Jouse R. et al. Johnson noise limited operation of photovoltaic InSb detectors. *Appl. Opt.* 1975. **14**, No. 2. P. 450–453.
11. Астахов В.П., Гиндин П.Д., Карпов В.В. и др. Результаты разработки фотодиодов на InSb с ультранизкими темновыми токами для высокочувствительных ПЗС. *Прикладная физика*. 1999. №2. С. 73–79.
12. Герасименко Н.Н., Гузев А.А., Курышев Г.Л. и др. Применение методов ионного легирования для создания p-n-переходов на InSb и InAs. *Препринт 2. Институт физики полупроводников СО АН СССР*. Новосибирск: Институт физики полупроводников СО АН СССР, 1991.
13. Bloom I. and Nemirovsky Y. Surface passivation of backside-illuminated indium antimonide focal plane array. *IEEE Trans. Electron. Devices*. 1993. **40**, No. 2. P. 303–313.
14. Мирошникова И.Н., Гуляев А.М., Недоруба Д.А. Применение шумовой спектроскопии для прогнозирования надежности приемников ИК-излучения на основе антимонида индия. *Прикладная физика*. 2003. №6. С. 92–97.
15. Sun Tai-Ping, Lee Si-Chen, Yang Cheng-Jeen. The current leakage mechanism in InSb p^+n -diodes. *J. Appl. Phys.* 1990. **67**, No. 11. P. 7092–7097.
16. Трохин А.С., Скакун Н.А., Стоянова И.Г. и др. Локализация атомов бериллия в кристаллической решетке антимонида индия при ионной имплантации. *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1988. №8. С. 144–146.
17. Курышев Г.Л., Мясников А.М., Ободников В.И. и др. Перераспределение бериллия в InSb и InAs при внедрении ионов и последующем отжиге. *ФТП*. 1994. **28**, №3. С. 439–442.
18. Jialu Liu, Tinging Zhang. Rapid thermal annealing characteristics of Be implanted into InSb. *Appl. Surf. Sci.* 1998. **126**, No. 2. P. 231–234.
19. Madelung O. (Ed.) *Semiconductors – Basic Data*. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg–New York, 1996.
20. Milnes A.G. *Deep Impurities in Semiconductors*. Wiley, 1973.
21. Madelung O., Rössler U., Schulz M. (Eds.) *Landolt-Börnstein – Group III Condensed Matter. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Vol. 41A2b: Impurities and Defects in Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b: Group IV-IV and III-V Compounds*. Springer, 2003.
22. Smith R.A. *Semiconductors*. Second edition. Cambridge University Press, 1978.
23. Kasap M. and Acar S. The temperature dependence of electron and magneto-transport properties in Te-doped InSb. *phys. status solidi (a)*. 2004. **201**, No 14. P. 3113–3120.
24. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. *Физика полупроводников*. М.: Наука, 1977.
25. Chrones A., Tahini H.A., Schwingenschlögl U., Grime R.W. Antisites in III-V semiconductors: Density functional theory calculations. *J. Appl. Phys.* 2014. **116**. P. 023505.
26. Tahini H.A., Chrones A., Murphy S.T., Schwingenschlögl U., and Grimes R.W. Vacancies and defect levels in III–V semiconductors. *J. Appl. Phys.* 2014. **114**. P. 063517.

27. Höglund A., Castleton C.W.M., Göthelid M., Johansson B., Mirbt S. Point defects on the (110) surfaces of InP, InAs, and InSb: A comparison with bulk. *Phys. Rev.* 2006. **B74**. P. 075332.
28. Littler Ch. Characterization of impurities and defects in InSb and HgCdTe using novel magneto-optical techniques. *Proc. SPIE.* 1993. **2021**. P. 184–201.
29. Tetyorkin V.V., Sukach A.V., Tkachuk A.A. Infrared photodiodes on II-VI and III-V narrow gap semiconductors. In: *Photodiodes – from Fundamentals to Applications*. Ed. Prof. Ilgu Yun. Vienna: InTechopen, 2012. P. 403–426.
30. Исмаилов Н.М., Наследов Д.Н., Сметанникова Ю.С. Примесная фотопроводимость антимонида индия при низких температурах. *ФТП.* 1969. **2**, №6. С. 901–903.
31. Валяшко Е.Г., Плескачева Т.Б., Тяпкина Н.Д. Влияние термической обработки на электрические параметры и примесную фотопроводимость *p*-InSb. *Изв. АН СССР. Неорган. матер.* 1975. **11**, №6. С. 1020–1025.
32. Цицина Н.П., Фадеева А.П., Вдовкина Е.Е. и др. Влияние низкотемпературного отжига на свойства InSb. *Изв. АН СССР. Неорган. матер.* 1975. **11**, №5. С. 835–838.
33. Трифонов В.И., Яременко Н.Г. Глубокий донорный уровень в *n*-InSb. *ФТП.* 1971. **5**, №5. С. 953–956.
34. Голованов В.В., Одинг В.Г. Влияние компенсации глубокого уровня на электрические свойства *p*-InSb. *ФТП.* 1969. **3**, №2. С. 284–286.
35. Блаут-Блачев А.Н., Ивлева В.С., Селянина В.И. Фтор – быстро диффундирующий акцептор в антимониде индия. *ФТП.* 1979. **13**, №11. С. 2288–2290.
36. Кеворков М.Н., Попков А.Н., Успенский В.С. и др. Термоакцепторы в антимониде индия. *Изв. АН СССР. Неорган. матер.* 1980. **16**, №12. С. 2114–2118.
37. Наследов Д.Н., Сметанникова Ю.С. Температурная зависимость времени жизни носителей тока в сурьмянистом индии. *ФТТ.* 1962. **4**, №1. С. 110–121.
38. Laff R.A. and Fan H.Y. Carrier lifetime in indium antimonide. *Phys. Rev.* 1961. **121**, №1. P. 53–62.
39. Волков А.С., Голованов В.В. Рекомбинационные процессы в *p*-InSb. *ФТП.* 1967. **1**, №2. С. 163–171.
40. Hollis J.E.L., Choo S.C. and Heasell E.L. Recombination center in InSb. *J. Appl. Phys.* 1967. **38**, №4. P. 1626–1636.
41. Егембердиева С.Ш., Лучинин С.Д., Сайсенбаев Т. и др. Глубокие уровни в запрещенной зоне антимонида индия. *ФТП.* 1982. **16**, №3. С. 540–542.
42. Сиповская М.А., Сметанникова Ю.С. Зависимость времени жизни носителей тока в *n*-InSb от концентрации электронов. *ФТП.* 1984. **18**, №2. С. 356–358.
43. Zitter R.N., Strauss A.J. and Attard A.E. Recombination processes in *p*-type indium antimonide. *Phys. Rev.* 1959. **115**, №2. P. 266–273.
44. Голованов В.В., Ивченко Е.Л., Одинг В.Г. Генерационно-рекомбинационный шум в *p*-InSb при 78 К. *ФТП.* 1973. **7**, №4. С. 798–801.
45. Pehek J. and Levinstein H. Recombination radiation from InSb. *Phys. Rev. A.* 1965. **140**, No 2. P. 576–586.
46. Коротин В.Г., Кривоногов С.Н., Наследов Д.Н., Сметанникова Ю.С. Модель рекомбинационных процессов в *n*-InSb. *ФТП.* 1976. **10**, №1. С. 20–24.
47. Гусейнов Э.К., Ибрагимов Р.И., Коротин В.Г., Наследов Д.Н., Попов Ю.Г. Процессы рекомбинации в *n*-InSb в области температур 4.2–77 К. *ФТП.* 1971. **5**, №9. С. 1776–1780.
48. Шепелина О.С., Новотоцкий–Власов Ю.Ф. Равновесные параметры глубоких объемных уровней в антимониде индия. *ФТП.* 1992. **26**, №6. С. 1015–1023.
49. Волков В.В., Падалко А.Г., Белотелов С.В. и др. Глубокие центры в монокристаллах и тонких слоях антимонида индия. *ФТП.* 1989. **23**, №3. P. 1400–1405.
50. Seiler D.G., Goodwin M.W., and Miller A. Resonant magneto-optical transitions from a mid-gap level in *n*-InSb. *Phys. Rev. Lett.* 1980. **44**, No 12. P. 807–810.
51. Фомин И.А., Лебедева Л.В., Анненко Н.М. Исследование уровней глубоких дефектов в InSb измерением емкости МДП структур. *ФТП.* 1984. **18**, №3. С. 734–736.
52. Yozu Tokumaru, Hideyo Okushi and Hiroyuki Fujisada. Deep levels in *n*-type undoped and Te-doped InSb crystals. *Jpn. J. Appl. Phys.* 1987. **26**, No 3. P. 499–500.
53. Nott G.J., Findlay P.C., Crowder J.G. et al. Direct determination of Shockley–Read–Hall trap density in InSb/InAlSb detectors. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2000. **12**. P. L731–L734.
54. Stewart A.G., Cherkaoui K., Hall R.S. and Crowder J.G. Deep level transient spectroscopy measurements on heterostructure InSb/InAlSb diodes. *Semicond. Sci. Technol.* 2004. **19**. P. 468–471.
55. Marrakchi G., Joly J.F., Vincent F. et al. Characteristics of electron traps in rapid thermal annealed GaAs using a capping proximity technique. *Appl. Surf. Sci.* 1989. **36**. P. 564–571.
56. Jialu Liu, Tingqing Zhang. Rapid thermal annealing characteristics of Be implanted into InSb. *Appl. Surf. Sci.* 1998. **126**. P. 231–234.
57. Kreutz E.W., Rickus E. and Sotnik N. The effect of temperature on the stoichiometry of InSb(110) surfaces. *Surf. Technol.* 1980. **11**. P. 171–177.

58. Stariy S.V., Sukach A.V., Tetyorkin V.V., Yukhymchuk V.O., Stara T.R. Effect of thermal annealing on electrical and photoelectrical properties of *n*-InSb. *SPQEO*. 2017. **20**, No 1. P. 105–109.
59. Farrow R.L., Chang R.K., Mroczkowski S., and Pollak F.H. Detection of excess crystalline As and Sb in III-V oxide interfaces by Raman scattering. *Appl. Phys. Lett.* 1977. **31**, No 11. P. 768–770.
60. Nguyen Hong Ky, Pavesi L., Araújo D., Ganière J.D., and Reinhart F.K. Thermal conversion of *n*-type GaAs:Si to *p*-type in excess arsenic vapor. *J. Appl. Phys.* 1991. **70**, No 7. P. 3887.
61. Ohkubo N., Shishikura M., and Matsumoto S. Thermal conversion of semi-insulating GaAs in high temperature annealing. *J. Appl. Phys.* 1993. **73**, No 2. P. 615–618.
62. Weng Yumin, Zheng Qingping, Fan Zhineng, Zong Xiangfu. Thermal conversion of semi-insulating GaAs due to gallium vacancies and anti-structure disorder. *Chin. Phys. Lett.* 1992. **9**, No 7. P. 375–378.
63. Roosbroeck W., Shockley W. Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium. *Phys. Rev.* 1954. **94**. P. 1558–1560.
64. Beattie A.R. Quantum efficiency in InSb. *J. Phys. Chem. Solids*. 1962. **23**. P. 1049–1056.
65. Beattie A. and Landsberg P.T. Auger effect in semiconductors. *Proc. Roy. Soc. A*. 1959. **249**. P. 16–29.
66. Blakemore J.S. *Semiconductor Statistics*. Pergamon, Oxford, 1962.
67. Chu J.H., Sher A. *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors*. Springer, New York, 2007.
68. Гельмонт Б.Л. Трехзонная модель Кейна и Оже-рекомбинация. *ЖЭТФ*. 1978. **75**, №2. С. 536–544.
69. Гельмонт Б.Л. Оже-рекомбинация в узкощелевых полупроводниках *p*-типа. *ФТП*. 1981. **15**, №7. С.1316–1319.
70. Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н., Ясиевич И.Н. Оже рекомбинация в прямозонных полупроводниках *p*-типа. *ФТП*. 1982. **16**. С. 592–600.
71. Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н. Оже рекомбинация в прямозонных полупроводниках *n*-типа. *ФТП*. 1982. **16**, №9. С.1670–1672.
72. Sze S. M. *Physics of Semiconductors Devices*. Second Edition. Wiley, 1981.
73. Шокли В. *Теория электронных полупроводников*. М.: Иностран. Лит., 1953.
74. Thompson P.R. and Larason Th.C. Method of measuring shunt resistance in photodiodes. *Measurement Science Conference 2001*, Anaheim, CA, January 2001.
75. www.perkinelmer.com
76. Hamamatsu Photonics K.K., Solid State Division, Hamamatsu City, Japan. *Photodiodes: Catalog*, 1990.
77. Sah C.T., Nuce R.N. and Shockley W. Carrier generation in *p-n* junctions and *p-n* junction characteristics. *Proc. IRE*. 1957. **45**, No 9. P. 1228–1243.
78. Абдуллаев Г.Б., Джафаров Т.Д. *Атомная диффузия в полупроводниковых структурах*. М.: Атомиздат, 1980.
79. Chang V.F., Thomson H.W. Резкие и диффузионные *p-n*-переходы. *J. Appl. Phys.* 1963. **34**. P. 3137–3139.
80. Спиридонов Н.С., Вертоградов В.И. *Дрейфовые транзисторы*. М.: Сов. радио, 1964.
81. Константинов О.В., Царенков Г.В., Эфрос А.Л. К теории плавного *p-n*-перехода с малой диффузионной длиной носителей. *ФТП*. 1967. **1**, № 11. С. 1739–1740.
82. Anderson W.W. Tunnel contribution to Hg_{1-x}Cd_xTe and Pb_{1-x}Sn_xTe *p-n* junction diode characteristics. *Infrared Phys.* 1980. **20**. P. 353–361.
83. Wong I.Y. Effect of trap tunneling on the performance of long-wavelength Hg_{1-x}Cd_xTe photodiodes. *IEEE Trans. Electron. Devices*. 1980. **ED-27**. P. 48–57.
84. Rosenfeld D. and Bahir G. A model for the trap-assisted tunneling mechanism in diffused *n-p* and implanted *n⁺-p* HgCdTe photodiodes. *IEEE. Trans. Electron. Devices*. 1992. **39**. P. 1638–1645.
85. Wentu He, Zeynep Celik-Batler. 1/f noise and dark current components in HgCdTe MIS infrared detectors. *Solid. State Electron*. 1966. **39**, No 1. P. 127–132.
86. Tetyorkin V., Sukach A. and Tkachuk A. InAs infrared photodiodes. In: *Advances in Photodiodes*. Ed. Gian-Franco Dalla Betta. InTech Open Access Publisher: Vienna, 2011. P. 427–446.
87. Шокли В. Проблемы, связанные с *p-n*-переходами в кремнии. *Успехи физических наук*. 1962. **77**, № 1. С. 161–196.
88. Райх М.Э., Рузин И.М. Флуктуационный механизм избыточных туннельных токов в обратно смещенных *p-n*-переходах. *ФТП*. 1985. **19**, № 7. С. 1217–1225.
89. Райх М.Э., Рузин И.М. Температурная зависимость флуктуационных избыточных токов через контакт металл-полупроводник. *ФТП*. 1987. **21**, № 3. С. 456–460.
90. Райх М.Э., Рузин И.М., Шкловский Б.И. Влияние локализованных состояний в барьере на флуктуационный туннельный ток через контакт металл-полупроводник. *ФТП*. 1988. **22**, № 11. С. 1979–1985.
91. Sukach A.V, Tetyorkin V.V., Tkachuk A.I. Carrier transport mechanisms in reverse biased InSb *p-n* junctions. *SPQEO*. 2015. **18**, No 3. P. 267–271.
92. Бирюлин П.В., Туринов В.И., Якимов Е.Б. Исследование характеристик фотодиодных линеек на основе InSb. *ФТП*. 2004. **38**, №4. С. 488–503.

93. Dewald J.F. The kinetics and mechanism of formation of anode films on single crystals InSb. *J. Electrochem. Soc.* 1957. **104**, No 4. P. 244–251.
94. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*, C.W. Wilmsen (Ed.). New-York: Plenum, 1985.
95. Chang L.L. and Howard W.E. Surface inversion and accumulation of anodized InSb. *Appl. Phys. Lett.* 1965. **7**, No 8. P. 210–212.
96. Hung R.Y. and Yon E.T. Surface study of anodized indium antimonide. *J. Appl. Phys.* 1970. **41**, No 5. P. 2185–2189.
97. Langan I.D., Vismanasan C.R. Characterization of improved InSb interface. *J. Vac. Sci. Technol.* 1979. **16**, No 5. P. 1474–1477.
98. Kai-Feng Huang, Shie J.S., Luo J.J., and Chen J.S. Electrical properties of InSb metal-insulator-semiconductor diodes prepared by photochemical vapour deposition. *Thin Solid Films.* 1987. **151**. P. 145–152.
99. Barth W. and Lile D. Role of native oxide on indium antimonide surface properties. *Thin Solid Films.* 1993. **229**. P. 54–57.
100. Sun Weiguo. Interface of anodic sulfide on *n*-type InSb. *Appl. Phys. A.* 1981. **52**, No 1. P. 64–67.
101. Beketov G.V., Sukach A.V., Tetyorkin V.V., Trotsenko S.P. Trap-assisted conductivity in anodic oxide on InSb. *SPQEO.* 2017. **20**, No 4. P. 470–474.
102. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов*, в 2-х книгах, кн. 1. М.: Мир, 1984.
103. Toshihiko Sakurai, Toshimaza Suzuki and Yoshio Noguchi. Formation and properties of anodic oxide films on indium antimonide. *Jpn. J. Appl. Phys.* 1968. **7**, No 12. P. 1491–1496.
104. Wilmsen C.W., Vasbinder G.C. and Chang Y.K. Electrical conduction through thermal and anodic oxides of InSb. *J. Vac. Sci. Technol.* 1975. **12**, No 1. P. 56–59.
105. Wilmsen C.W. Correlation between the composition profile and electrical conductivity of the thermal and anodic oxides. *J. Vac. Sci. Technol.* 1976. **13**, No 1. P. 64–67.
106. Sazonov S.G., Yuryev Yu. N. Conductivity of nature oxides on the surface of A^{III}B^V compounds. *Optoelectronics, Instrumentations and Data Processing.* 1988. №3. С. 40–48.
107. Santinacci L., Sproule G.I., Moisa S. et al. Growth and characterization of thin anodic oxide on *n*-InSb(100) formed in aqueous solutions. *Corrosion Sci.* 2004. **46**. P. 2067–2079.
108. Tang X., van Welzenis R.G., van Setten F.M. and Bosch A.J. Oxidation of the InSb surface at room temperature. *Semicond. Sci. Technol.* 1986. **1**, No 6. P. 355–365.
109. Scherg-Kurmes H., Seeger S., Kärner S. et al. Optimization of the post-deposition annealing process of high-mobility In₂O₃:H for photovoltaic applications. *Thin Solid Films.* 2016. **599**. P. 78–83.
110. de Wit I.H.W., van Unen G. and Lahey M. Electron concentration and mobility in In₂O₃. *J. Phys. Chem. Solids.* 1977. **38**. P. 819–824.
111. Preissler N., Bierwagen O., Ramu A.T., Speck J.S. Electrical transport, electrothermal transport, and effective electron mass in single-crystalline In₂O₃ films. *Phys. Rev. B.* 2013. **88**. P. 085305.
112. Zhang K.H.L., Egdell R.G., Offi F. et al. Microscopic origin of electron accumulation in In₂O₃. *Phys. Rev. Lett.* 2013. **110**. P. 056803.
113. Schroeder H. Poole-Frenkel-effect as dominating current mechanism in thin oxide films – An illusion? *J. Appl. Phys.* 2015. **117**. P. 215103.
114. Vollmann W. Poole-Frenkel conduction in insulators of large impurity densities. *phys. status solidi (a).* 1974. **22**. P. 195–203.
115. Shapira Y., J. Bregman J., Calahorra Z. Origin and effects of interface traps in anodic native oxides on InSb. *Appl. Phys. Lett.* 1985. **47**, No 5. P. 495–497.
116. Adar R., Bloom I., Y. Nemirovsky Y. Slow trapping measurements in InSb-anodic oxide interface. *Solid-State Electron.* 1989. **32**, No 2. P. 111–118.
117. Walsh A., DaSilva J.L.F., Su-Huai Wei et al. Nature of the band gap of In₂O₃ revealed by first-principles calculations and X-ray spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* 2008. **100**. P. 167402.
118. Tigau N., Ciupina V., Prodan G., Rusu G.I., Gheorghies C., Vasile E. The influence of heat treatment on the electrical conductivity of antimony trioxide thin films. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 2003. **5**. P. 907–912.
119. Tigau N., Ciupina V., Prodan G. Structural, optical and electrical properties of Sb₂O₃ thin films with different thickness. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 2006. **8**, No 1. P. 37–42.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
41, проспект Науки,
03680 Київ, Україна

¹Кіровоградський державний педагогічний
університет ім. Володимира Винниченка
1, вул. Шевченка,
25006 Кропивницький, Україна