

Вінницький національний технічний університет

(повне найменування вищого навчального закладу)

Факультет інформаційних електронних систем

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

Кафедра інформаційних радіоелектронних технологій і систем

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

МАГІСТЕРСЬКА КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на тему:

«МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА ОСНОВІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОГО ЕФЕКТУ»

Виконав: студент 2-го курсу, групи МНТ-23м
спеціальності 176 – Мікро- та наносистемна
техніка

(шифр і назва напрямку підготовки, спеціальності)

Палагнюк Д.М.
(прізвище та ініціали)

Керівник: д.т.н., проф., зав. каф. ІРТС

Осадчук О.В.
(прізвище та ініціали)

«10» 12 2024 р.

Опонент: д.т.н., доц. доцент каф. ІКСТ

Михалевський Д.В.
(прізвище та ініціали)

«11» 12 2024 р.

Допущено до захисту

Завідувач кафедри ІРТС

д.т.н., проф. Осадчук О.В.

(прізвище та ініціали)

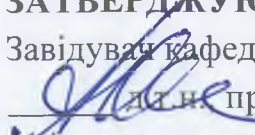
«11» 12 2024 р.

Вінниця ВНТУ - 2024 рік

Вінницький національний технічний університет
Факультет інформаційних електронних систем
Кафедра інформаційних радіоелектронних технологій і систем
Рівень вищої освіти II-й (магістерський)
Галузь знань – 17 Електроніка, автоматизація та електронні комунікації
Спеціальність – 176 Мікро- та наносистемна техніка
Освітньо-професійна програма – Мікро- та наносистемна техніка

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри ІРТС

 д.т.н. проф. Осадчук О.В.

«14» вересня 2024 року

З А В Д А Н Н Я **НА МАГІСТЕРСЬКУ КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТУ**

Палагнюку Дмитру Михайловичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту»

керівник роботи д.т.н., проф., зав. кафедри ІРТС Осадчук О.В.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом вищого навчального закладу від 17. 09.2024 р. №310.

2. Строк подання студентом роботи 12.12.2024р.

3. Вихідні дані до роботи: Напруга живлення - 0,12...0,95В. Струм споживання - 0,5...50мА. Діапазон робочих частот - 0,01...150 ГГц. Діапазон температур: - -5...+40С.

4. Зміст текстової частини: Аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних структур. Синтез і характеристика наноструктурованих багатошарових покриттів $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$, отриманих за допомогою технології електронно-променевого випаровування для тунельно-резонансних діодів метал-ізолятор-ізолятор-метал. Бістабільність резонансно-тунельних діодів AlGaAs/GaAs . гетероструктурний канал. Економічна частина. Висновки. Список використаних джерел. Додатки.

5. Перелік ілюстративного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень): Поточний стан напівпровідникових вбудованих джерел терагерцового (ТГц) сигналу. Шарова структура та вольт-амперні характеристики резонансно-тунельних діодів (RTD). Генератор RTD з товстим антенним електродом. Спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною. Система фазової автопідстроювання частоти (ФАПЧ) і спектральне звуження генератора RTD з регульованою частотою. Схема двозондового методу провідності з реальним зображенням зразка. Вольт-амперні характеристики резонансних тунельних структур. Схема вимірювання. Стенд для аналізу гістерезису IV кривої RTD.

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	виконання прийняв
Основна частина	зав. каф. ІРТС, професор д.т.н Осадчук О.В.		
Економічна частина	доцент каф. ЕПВМ, доцент, ж.е.н., Кавецький В.В.		

7. Дата видачі завдання 16.09.2024 року

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	При-мітка
1.	Вибір, узгодження та затвердження тем МКР на випусковій кафедрі.	02.09.2024-07.09.2024	
2.	Огляд та аналіз літературних джерел.	08.09.2024-16.09.2024	
3.	Затвердження тем по ВНТУ. Розробка завдання на МКР.	17.09.2024-30.09.2024	
4.	Попередня розробка основних розділів. Аналіз вирішення поставленої задачі. Розробка структурної схеми та технічних рішень.	01.10.2024-20.10.2024	
5.	Математичне моделювання та електричні розрахунки. Експериментальне дослідження.	21.10.2024-04.11.2024	
6.	Розробка ілюстративної частини МКР.	05.11.2024-15.11.2024	
7.	Економічна частина.	16.11.2024-25.11.2024	
8.	Оформлення пояснювальної записки та ілюстративної частини.	26.11.2024-01.12.2024	
9.	Нормоконтроль.	02.12.2024-09.12.2024	
10.	Попередній захист МКР, доопрацювання, рецензування МКР.	10.12.2024-11.12.2024	
11.	Захист МКР ЕК.	13.12.2024	

Студент

(підпис)

Палагнюк Д.М.

Керівник роботи

(підпис)

Осадчук О.В.

АНОТАЦІЯ

УДК 621.397

Палагнюк Д.М. Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту. Магістерська кваліфікаційна робота. – Вінниця: ВНТУ, 2024. – 130с. На українській мові. Бібліогр.: 81 назв; Табл. 13; Рис. 40.

У магістерській кваліфікаційній роботі було описано останні розробки та деякі застосування ТГц джерел з використанням RTD осциляторів. Дослідження, зосереджені на високій частоті, високій вихідній потужності та різних функціональних можливостях.

Представлено дослідження та методи виготовлення наноструктурованого багатошарового діода $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ та його характеристику IV гладкі, щільні та рівномірні покриття були отримані за допомогою електронно-променевого випаровування з хорошим контролем товщини, що показало відповідну асиметрію та нелінійність діода МІІМ. Резонансне тунелювання (квантове тунелювання) домінувало через механізм тунелювання за допомогою пастки в чотиришаровому діелектричному діоді.

В другому розділі представлено математичну модель переносу струму для нелінійного елемента на основі двобар'єрної гетероструктури AlGaAs/GaAs для перетворювачів мікрохвильового сигналу з урахуванням дисипативних процесів. Модель побудована на базових ідеях так званого «компактного» моделювання, реалізуючи принципи декомпозиції, які значно спрощують якісне та кількісне дослідження та інтерпретацію хвильових і дисипативних властивостей переносу струму в каналі, що описується зв'язаними квантово-механічними рівняннями. Це робить розроблену компактну модель ефективною для моделювання роботи широкого спектру пристроїв із терморезистивними датчиками температури як нелінійними елементами з робочими точками в різних місцях. З інженерної точки зору розроблена модель дозволить реалізувати цільовий принцип проектування, тобто підхід, що передбачає індивідуалізацію конструкції RTD для конкретного пристрою.

У третьому розділі на основі алгоритму Монте-Карло для частинок із електротермічним знаком який надає точний інструмент для вивчення утворення тепла та квантових ефектів у нанометричних напівпровідникових пристроях за рахунок величезних обчислювальних зусиль. Показано результати моделювання для резонансного тунельного діода, які доводять, що тепло виробляється майже повністю всередині квантової ями, і оцінюють температуру решітки, яка залежить від прикладеної напруги. Локалізація областей гарячих точок може бути корисною при проектуванні таких пристроїв, щоб оптимізувати відведення тепла.

Ключові слова: тунельно-резонансний діод, двобар'єрна гетероструктура, наноструктурований багатошаровий діод, від'ємний опір.

ABSTRACT

Palahnyuk D.M. Microelectronic devices based on the tunnel resonance effect. Master's qualification work. – Vinnytsia: VNTU, 2024. – 130p. In Ukrainian. Bibliography: 81 titles; table. 13; Fig. 40.

The master's qualification work described the latest developments and some applications of THz sources using RTD oscillators. Research focused on high frequency, high output power and various functional capabilities.

Research and methods for manufacturing a nanostructured multilayer Cr/SnO₂/NiO/Cr diode and its IV characteristic are presented. Smooth, dense and uniform coatings were obtained using electron beam evaporation with good thickness control, which showed the corresponding asymmetry and nonlinearity of the MIIM diode. Resonant tunneling (quantum tunneling) dominated due to the trap tunneling mechanism in a four-layer dielectric diode.

The second section presents a mathematical model of current transfer for a nonlinear element based on a double-barrier AlGaAs/GaAs heterostructure for microwave signal converters, taking into account dissipative processes. The model is built on the basic ideas of the so-called “compact” modeling, implementing the principles of decomposition, which significantly simplify the qualitative and quantitative study and interpretation of the wave and dissipative properties of current transfer in the channel, which is described by coupled quantum-mechanical equations. This makes the developed compact model effective for modeling the operation of a wide range of devices with thermoresistive temperature sensors as nonlinear elements with operating points in different locations. From an engineering point of view, the developed model will allow implementing the target design principle, i.e. an approach that involves individualizing the RTD design for a specific device.

In the third section, based on the Monte Carlo algorithm for particles with an electrothermal sign, which provides an accurate tool for studying heat generation and quantum effects in nanometric semiconductor devices at the expense of enormous computational efforts. Simulation results for a resonant tunneling diode are shown, which prove that the heat is generated almost entirely inside the quantum well, and estimate the lattice temperature, which depends on the applied voltage. Localization of hot spot regions can be useful in the design of such devices to optimize heat dissipation.

Keywords: tunneling resonant diode, double-barrier heterostructure, nanostructured multilayer diode, negative resistance.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	8
1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ СТРУКТУР	13
1.1 Основні тенденції розробки тунельно-резонансних структур	13
1.2 Терагерцовий емітер з використанням резонансно-тунельного діода та застосування	16
1.3 Структура, принцип колювання та характеристики колювань осциляторів RTD	18
1.4 Нові структури генераторів для високої частоти, високої вихідної потужності та легкого виготовлення	25
1.5 Налаштування частоти, спектральне звуження та різні поляризації...	29
1.6 Висновки до розділу.....	36
2 СИНТЕЗ І ХАРАКТЕРИСТИКА НАНОСТРУКТУРОВАНИХ БАГАТОШАРОВИХ ПОКРИТТІВ Cr/SnO₂/NiO/Cr, ОТРИМАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ ТЕХНОЛОГІЇ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОГО ВИПАРОВУВАННЯ ДЛЯ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ МЕТАЛ-ІЗОЛЯТОР-ІЗОЛЯТОР-МЕТАЛ.....	37
2.1 Матеріали та методи створення наноструктурованих багатошарових покриттів Cr/SnO ₂ /NiO/Cr	37
2.2 Резонансне тунелювання та міжпідзонні оптичні властивості напівпровідникових гетероструктур ZnO/ZnMgO: вплив легування та зміни шарової структури	46
2.3 Математична модель	49
2.4 Структура з кількома квантовими ямами	53
2.5 Резонансні тунельні структури	57
2.6 Висновки до розділу.....	62
3 БІСТАБІЛЬНІСТЬ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ ДІОДІВ AlGaAs/GaAs. ГЕТЕРОСТРУКТУРНИЙ КАНАЛ	64
3.1 Використання резонансно-тунельних діодів в сенсорних мережах на основі технології радіочастотної ідентифікації	64
3.2 Основні співвідношення ефективної стаціонарної компактної математичної моделі	65
3.3 Область гістерезису та негативної диференціальної провідності	71
3.4 Електротермічне моделювання методом Монте-Карло GaAs резонансного тунельного діода	77
3.5 Висновки до розділу.....	88

4	ЕКОНОМІЧНА ЧАСТИНА.....	90
4.1	Проведення комерційного та технологічного аудиту науково-технічної розробки	90
4.2	Розрахунок узагальненого коефіцієнта якості розробки	93
4.3	Розрахунок витрат на проведення науково-дослідної роботи	95
4.4	Розрахунок економічної ефективності науково-технічної розробки при її можливій комерціалізації потенційним інвестором.....	106
4.5	Висновок до розділу.....	109
	ВИСНОВКИ.....	111
	СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	114
	Додаток А (обов'язковий) Ілюстративний матеріал.....	120
	Додаток Б (обов'язковий) Протокол перевірки навчальної (магістерської) кваліфікаційної роботи.....	130

ВСТУП

Актуальність. Резонансні тунельні діоди (RTD) — це напівпровідникові пристрої, які складаються із системи двох або більше потенційних бар'єрів, які дозволяють транспортувати електрони лише для певних станів, відомих як резонансні стани. Принцип дії механізму заснований на ефекті тунелювання квантової механіки. Цей тип системи характеризується розробкою однієї або кількох зон NDR, які є фундаментальною особливістю RTD, що дозволяє використовувати їх для різних застосувань. Ці пристрої експериментально розроблені в дуже тонких шарах, що забезпечує надвисоку швидкість роботи, що дозволяє використовувати їх навіть у терагерцевому діапазоні. Перші дослідження в області резонансного тунелювання були проведені близько 50 років тому; деякі з цих ранніх розробок включені в посилання. Ці дослідження постійно прогресували, характеризуючи RTD як експериментально, так і теоретично. Щоб згадати деякі з найновіших робіт у цій галузі, Сітро та Ромео досліджували тунельний діод з можливістю регулювання потоку з використанням мезоскопічного кільця, що піддається спіно-орбітальній взаємодії Рашби та послідовно з'єднане з взаємодіючою квантовою точкою. Одночасно Encomendero та ін. [11] досліджували можливість використання вироджено-легованих контактних шарів для екранування вбудованих полів поляризації та відновлення симетричної резонансної інжекції; вони виявили негативну диференціальну провідність (NDC) за обох полярностей зміщення GaN/AlN RTD.

Різноманітні аналітичні роботи прагнули покращити ефективність, зменшити потужність розсіювання та оптимізувати параметри для отримання найвищого відношення амплітудного струму в резонансних тунельних системах з різних матеріалів, які може покращити застосовність у практичних пристроях. Нарешті, в останніх звітах резонансні системи свідчать про можливі прямі застосування в системах зв'язку для частот порядку гігагерців або можливості використання терморезистентних датчиків температури як систем пам'яті. Серед експериментальних розробок у цій галузі, у таких роботах, як роботи Рю та його співробітників, вивчається напівпрозорий катод з оксиду індію та олова (ITO)/Ag/ITO, розроблений як резонансна тунельна двобар'єрна структура для прозорих органічних світлодіодів.

З роками знання про функціонування та фізику цього типу напівпровідникових пристроїв розширювалися, що дозволяло використовувати численні програми, серед яких ми можемо виділити: роботу

Вей і Шена, де створено нові універсальні порогові логічні вентиля (UTLG) на основі RTD з простим запропонованою структурою та фіксованими параметрами, використовуючи переваги характеристик NDR. Jijun та ін. проаналізували п'єзоелектричні ефекти в RTD на основі $\text{GaAs}/\text{In}_{xx}\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}$ для потенційного застосування в механічних датчиках з мікромашинами, отримуючи результат, що п'єзорезистивну чутливість терморезистивних датчиків температури можна регулювати за допомогою напруги зміщення.

Системи резонансного тунелювання виходять за межі систем на основі подвійних бар'єрів. У 2020 році Мехмет Баті досліджував вплив інтенсивного лазерного поля на властивості резонансного тунелювання в параболічній зворотній потрійній бар'єрній системі з двоядерною структурою, реалізуючи метод кінцевих різниць у поєднанні з формалізмом функції Гріна для обчислення функції передачі, отримуючи висновок, що приріст ширини ями викликає локалізацію падаючих електронних хвиль. Отже, коефіцієнт пропускання зменшується, а резонансний пік стає малим або зникає.

Окрім ефекту перерозподілу заряду, спричиненого іонізованими донорами та зовнішнім електричним полем, прикладеним до контактів, можна проаналізувати вплив електронної спінової залежності на транспортні властивості в магнітних RTD. Три комбіновані ефекти створюють ефективну модифікацію профілю, пов'язаного з нижньою частиною зони провідності в гетероструктурі, що в кінцевому підсумку викликає модифікації електронних транспортних властивостей. Протягом багатьох років дослідження продовжували вдосконалювати чисельні методи, щоб зробити їх більш ефективними та розширити теоретичні розробки в різних фізичних ситуаціях. Використовуючи переваги різноманітності матеріалів і зовнішніх параметрів, з якими можна розробляти RTD, наш головний інтерес полягає в тому, щоб розробити методологічний підхід для вирішення цих типів проблем, спочатку розв'язавши ефект перерозподілу заряду та електронної густини в системі. з рівноваги, щоб таким чином отримати профіль у нижній частині самоузгодженої зони провідності. Це діятиме як вхідний параметр для потенційного члена в рівнянні Шредінгера, враховуючи відкриті граничні умови в наближенні ефективної маси, це рівняння, а також рівняння Пуассона розв'язується за допомогою методу скінченних елементів (FEM) для отримання множини квазістаціонарних станів і ймовірностей електронної передачі в системі. Нарешті, за допомогою цих функцій передачі реалізовано формалізм Ландауера для обчислення густини струму та провідності.

Метою роботи є покращення метрологічних характеристик та розробка мікроелектронних приладів на основі тунельно-резонансного ефекту.

Об'єктом дослідження є фізико-математичні моделі та структури мікроелектронних приладів на основі тунельно-резонансного ефекту.

Предметом дослідження – статичні і динамічні характеристики мікроелектронних приладів на основі тунельно-резонансного ефекту.

Для досягнення поставленої мети у магістерській кваліфікаційній роботі розв'язуються наступні задачі:

- провести аналіз останніх розробок та деяких застосувань ТГц джерел з використанням RTD осциляторів;
- дослідити зосереджені на високій частоті, високій вихідній потужності та різних функціональних можливостях мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту;
- розглянути математичну модель переносу струму для нелінійного елемента на основі двобар'єрної гетероструктури AlGaAs/GaAs для перетворювачів мікрохвильового сигналу з урахуванням дисипативних процесів.
- Розглянути математичні моделі мікроелектронних приладів на основі тунельно-резонансного ефекту на основі алгоритму Монте-Карло для частинок із електротермічним знаком який надає точний інструмент для вивчення утворення тепла та квантових ефектів у нанометричних напівпровідникових пристроях.

Методи дослідження ґрунтуються на використанні: основних положень теорії функції комплексної змінної; рівнянь математичної фізики під час розробки математичних моделей; диференціального та інтегрального числення для створення математичної моделі.

Наукова новизна одержаних результатів:

Розроблено математичну модель переносу струму для нелінійного елемента на основі двобар'єрної гетероструктури AlGaAs/GaAs для перетворювачів мікрохвильового сигналу з урахуванням дисипативних процесів. Модель побудована на базових ідеях так званого «компактного» моделювання, реалізуючи принципи декомпозиції, які значно спрощують якісне та кількісне дослідження та інтерпретацію хвильових і дисипативних властивостей переносу струму в каналі, що описується зв'язаними квантово-механічними рівняннями.

Валідація моделі підтвердила її високу точність не лише у початковій області кривих IV (з відносною похибкою $\Delta < 1,6\%$), але й для характеристик, які традиційно прогнозуються з низькою точністю або лише на «якісному» рівні без можливості кількісної оцінки. Це робить розроблену компактну модель ефективною для моделювання роботи широкого спектру пристроїв із терморезистивними датчиками температури як нелінійними

елементами з робочими точками в різних місцях. З інженерної точки зору розроблена модель дозволить реалізувати цільовий принцип проектування, тобто підхід, що передбачає індивідуалізацію конструкції RTD для конкретного пристрою. Такий підхід забезпечить можливість максимізації одного або кількох показників ефективності пристрою на основі RTD, завдяки можливості одночасного проектування нелінійного елемента та кінцевого пристрою. Завдяки надзвичайно низькій часовій та просторовій складності при високих значеннях точності очевидна можливість інтеграції розробленої моделі в комерційні професійні системи автоматичного проектування радіоелектронних та оптико-електронних пристроїв на основі RTD.

Алгоритм Монте-Карло для частинок із електротермічним знаком надає точний інструмент для вивчення утворення тепла та квантових ефектів у нанометричних напівпровідникових пристроях за рахунок величезних обчислювальних зусиль. Взаємозв'язок між переносом заряду МС і рівнянням дифузії тепла визначається терміном, який називається швидкістю утворення тепла, який зазвичай отримується шляхом підрахунку кількості фононів, що випромінюються/поглинаються під час стаціонарного стану. В якості альтернативи можна використати нову оцінку швидкості утворення тепла, засновану на інтегрованій функції ймовірності розсіювання, яка має менші статистичні флуктуації. Показано результати моделювання для резонансного тунельного діода, які доводять, що тепло виробляється майже повністю всередині квантової ями, і оцінюють температуру решітки, яка залежить від прикладеної напруги. Локалізація областей гарячих точок може бути корисною при проектуванні таких пристроїв, щоб оптимізувати відведення тепла.

Практичне значення одержаних результатів:

Представлено дослідження та методи виготовлення наноструктурованого багатошарового діода $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ МІІМ та його характеристику ІV гладкі, щільні та рівномірні покриття були отримані за допомогою електронно-променевого випаровування з хорошим контролем товщини, що показало відповідну асиметрію та нелінійність діода МІІМ, тобто нелінійну та асиметричну поведінку при $<1,5$ В прикладеного зміщення з не- максимум лінійності $2,6 \text{ В}^{-1}$. Максимальна чутливість діода МІІМ становила $9,0 \text{ В}^{-1}$ у точці зміщення постійного струму. Резонансне тунелювання (квантове тунелювання) домінувало через механізм тунелювання за допомогою пастки в чотиришаровому діелектричному діоді. Крім того, отримано провідність $2,88 \times 10^3 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, що є оптимальним для діодів МІІМ. Провідність зменшилася з початкового значення $7,74 \times$

10^4 (Ом-см)⁻¹ для Cr через більший розсіювання електронів через два різних ізоляційних шари (SnO₂ і NiO) і зі збільшенням загальної товщини покриття. Загалом ми показали, що розроблені нами наноструктуровані покриття Cr/SnO₂/NiO/Cr як діод МПІМ мають великий потенціал для майбутніх пристроїв випрямлення.

Експериментальна реалізація неполярних міжпідзонних гетероструктур на основі m-площини ZnO/ZnMgO з високим електрон-ЛО-фононим резонансом вимагає комплексного, але все ще простого теоретичного моделювання та аналізу когерентного тунельного транспорту та міжпідзонного оптичного поглинання. Крім того, змодельовані вольт-амперні характеристики та проаналізовано розподіл електронної густини як функцію напруги, прикладеної до двобар'єрної резонансної тунельної структури. Розрахунки показують, що PVR тунельного струму дуже чутливий як до малих варіацій товщини бар'єру (моношару), так і до зміни мольної частки Mg у відсотках, а також до щільності легування інжектора/колектора. Ця інформація корисна для оптимізації резонансного тунельного транспорту електронів і ефективності інжекції в перспективних структурах, таких як гетероструктури на основі неполярної m-площини на основі ZnO, що працюють у діапазоні частот ТГц.

Особистий внесок здобувача. Основні положення і результати магістерської кваліфікаційної роботи отримані автором практично самостійно.

Структура і обсяг роботи. Магістерська кваліфікаційна робота складається з 4 розділів, висновків, додатків та списку використаних джерел.

1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ СТРУКТУР

1.1 Основні тенденції розробки тунельно-резонансних структур

Резонансні тунельні діоди (RTD) - це напівпровідникові пристрої, які складаються із системи двох або більше потенційних бар'єрів, які дозволяють транспортувати електрони лише для певних станів, відомих як резонансні стани [1]. Принцип дії механізму заснований на ефекті тунелювання квантової механіки. Цей тип системи характеризується розробкою однієї або кількох зон NDR, які є фундаментальною особливістю RTD, що дозволяє використовувати їх для різних застосувань. Ці пристрої експериментально розроблені в дуже тонких шарах, що забезпечує надвисоку швидкість роботи, що дозволяє використовувати їх навіть у терагерцевому діапазоні [1-4]. Перші дослідження в області резонансного тунелювання були проведені близько 50 років тому; деякі з цих ранніх розробок включені в посилання [5-8]. Ці дослідження постійно прогресували, характеризуючи RTD як експериментально, так і теоретично. Щоб згадати деякі з найновіших робіт у цій галузі, Сітро та Ромео [9] досліджували тунельний діод з можливістю регулювання потоку з використанням мезоскопічного кільця, що піддається спін-орбітальній взаємодії Рашби та послідовно з'єднане з взаємодіючою квантовою точкою, у присутності потік Ааронова–Бома. Wójcik та ін. [10] досліджували залежний від спіну та часу транспорт електронів у парамагнітному резонансному тунельному діоді за допомогою самоузгодженого методу Вінгнера–Пуассона.

Одночасно Encomendero та ін. [11] досліджували можливість використання вироджено-легованих контактних шарів для екранування вбудованих полів поляризації та відновлення симетричної резонансної інжекції; вони виявили негативну диференціальну провідність (NDC) за обох полярностей зміщення GaN/AlN RTD. В роботах [12, 13] повідомлялося про кілька теоретичних робіт, які підходять до резонансних тунельних систем за допомогою нерівноважного формалізму Гріна (NEGF) для розрахунку функції передачі.

Авторами в роботі [14] повідомлялось про застосування систем тунелювання, вони продемонстрували появу ефектів резонансного тунелювання в діодах типу метал-подвійний ізолятор-метал, змінюючи товщину ізоляторів для зміни глибини та ширини квантової ями. Різноманітні аналітичні роботи [15] прагнули покращити ефективність, зменшити потужність розсіювання та оптимізувати параметри для отримання

найвищого відношення амплітудного струму в резонансних тунельних системах з різних матеріалів, які може покращити застосовність у практичних пристроях. Нарешті, в останніх звітах [16] резонансні системи свідчать про можливі прямі застосування в системах зв'язку для частот порядку гігагерців або можливості використання терморезистентних датчиків температури як систем пам'яті. Серед експериментальних розробок у цій галузі, у таких роботах, як роботи Рю та його співробітників [17], вивчається напівпрозорий катод з оксиду індію та олова (ITO)/Ag/ITO, розроблений як резонансна тунельна двобар'ерна структура для прозорі органічні світлодіоди. Це було досягнуто шляхом використання електронно-променевого випареного ITO/Ag/ITO катода завдяки подвійним квантовим бар'єрам ITO та квантової ями Ag. Їхні результати включають спостереження слабого NDR в пристроях, які використовують шар ITO/Ag/ITO товщиною 100 нм як катод у поєднанні з тонким шаром LiF/Al. У більш пізній роботі Ryu et al. [18] розробили напівпрозорий багат шаровий катод з оксиду індію, олова (ITO)/Ag/оксиду вольфраму (WO_3) для прозорих органічних світлодіодів (LED). Пристрій показував слабкий NDR, аж до досягнення робочої напруги 8 В.

Варто згадати деякі недавні експериментальні та теоретичні пов'язані роботи, спрямовані на підвищення ефективності оптоелектронних пристроїв, включаючи перовскітові світловипромінювальні діоди (PeLED) [19], сонячні батареї, які використовують резонансні напівпровідникові наночастинки (NP), а також покращують уловлювання світла і розсіювання [20], множинні квантові ями (MQW) і світловипромінювальні діоди (LED) на основі нітридів з квантовими точками (QD) [21].

З роками знання про функціонування та фізику цього типу напівпровідникових пристроїв розширювалися, що дозволяло використовувати численні програми, серед яких ми можемо виділити: роботу Вей і Шена, де створено нові універсальні порогові логічні вентиля (UTLG) на основі RTD з простим запропонованою структурою та фіксованими параметрами, використовуючи переваги характеристик NDR [22]. Jijun та ін. проаналізували п'єзоелектричні ефекти в RTD на основі $GaAs/In_{xx}Ga_{1-x}As/AlAs$ для потенційного застосування в механічних датчиках з мікромашинами, отримуючи результат, що п'єзорезистивну чутливість терморезистивних датчиків температури можна регулювати за допомогою напруги зміщення [21]. Завдяки своїй особливій поведінці NDR ці системи є чудовими кандидатами для застосування в наноелектроніці; у цьому сенсі Malindretos et al. виростив $GaAs/AlAs$ RTD за допомогою молекулярно-променевої епітаксії; їхні результати є задовільними та мають

високу точність для виготовлення RTD, придатних для застосування в надійних цифрових логічних схемах [20]. Серед усіх застосувань цього типу системи варто виділити застосування в детекторних пристроях, які можуть фільтрувати в різноманітному діапазоні частот, просто змінюючи геометричні або матеріальні параметри. Щоб згадати такий пристрій, Dong et al. [19] розробив RTD на основі $\text{In}_{0,530,53}\text{Ga}_{0,470,47}$. Що стосується виявлення в діапазоні 1550 нм, вони виявили, що чутливість детектора є непостійною, вона зменшується зі збільшенням щільності потужності падаючого світла, що забезпечує основу для оптимізації продуктивності RTD.

Системи резонансного тунелювання виходять за межі систем на основі подвійних бар'єрів. У 2020 році Мехмет Баті [22] досліджував вплив інтенсивного лазерного поля на властивості резонансного тунелювання в параболічній зворотній потрійній бар'єрній системі з двоядерною структурою, реалізуючи метод кінцевих різниць у поєднанні з формалізмом функції Гріна для обчислення функції передачі, отримуючи висновок, що приріст ширини ями викликає локалізацію падаючих електронних хвиль. Отже, коефіцієнт пропускання зменшується, а резонансний пік стає малим або зникає.

У цій задачі для розрахунку провідності було обрано підхід Ландауера, оскільки це модель, яка має досить широку теоретичну розробку і яка поглиблено вивчається більше 40 років. У 1981 році Лангрет Д. К. та Абрахамс Е. представили точне виведення формули провідності з теорії лінійного відгуку (формула Кубо), даючи узагальнення на випадок багатоканального розсіювання, і виявили, що лише за дуже особливих обставин струми можуть у різних каналах роз'єднати таким чином, щоб отримати просту формулу провідності [23]. Через шість років С. Еранен і Й. Сінкконен далі узагальнили цей формалізм, вивчаючи транспортування електричного струму в структурах провідник–ізолятор–провідник, де передбачається, що носії заряду перетинають ізоляційний шар шляхом тунелювання. Вони самоузгоджено розв'язали пов'язану систему рівнянь Пуассона і Больцмана, останнє дало форму тимчасової релаксації. Важливим висновком цієї роботи є те, що щільність тунельного струму походить від внеску двох ефектів: перший є звичайним внеском формули Ландауера в режимі лінійної напруги, а другий є поправочним членом, що виникає внаслідок екранування електричного потенціалу через ізоляційний шар. Внесок у струм через цей елемент екранування в більшості систем є незначним порівняно зі струмом, створеним ефектом резонансного тунелювання. Ці результати детально описані в [24].

Окрім ефекту перерозподілу заряду, спричиненого іонізованими донорами та зовнішнім електричним полем, прикладеним до контактів, можна проаналізувати вплив електронної спінової залежності на транспортні властивості в магнітних RTD. Три комбіновані ефекти створюють ефективну модифікацію профілю, пов'язаного з нижньою частиною зони провідності в гетероструктурі, що в кінцевому підсумку викликає модифікації електронних транспортних властивостей. У роботі Navi et al. [20], метод самоузгодженої спінової щільності-функціоналу теорії був реалізований у рамках формалізму Вігнера з функціями Гріна для аналізу властивостей електронного транспорту в магнітному RTD з отриманням електронних густин і потенціалів, вивчення обчислювальних витрат, які це вимагає.

Протягом багатьох років дослідження продовжували вдосконалювати чисельні методи, щоб зробити їх більш ефективними та розширити теоретичні розробки в різних фізичних ситуаціях. Використовуючи переваги різноманітності матеріалів і зовнішніх параметрів, з якими можна розробляти RTD, наш головний інтерес полягає в тому, щоб розробити методологічний підхід для вирішення цих типів проблем, спочатку розв'язавши ефект перерозподілу заряду та електронної густини в системі. з рівноваги, щоб таким чином отримати профіль у нижній частині самоузгодженої зони провідності. Це діятиме як вхідний параметр для потенційного члена в рівнянні Шредінгера, враховуючи відкриті граничні умови в наближенні ефективної маси, це рівняння, а також рівняння Пуассона розв'язується за допомогою методу скінченних елементів (FEM) для отримання множини квазістаціонарних станів і ймовірностей електронної передачі в системі. Нарешті, за допомогою цих функцій передачі реалізовано формалізм Ландауера для обчислення густини струму та провідності.

1.2 Терагерцовий емітер з використанням резонансно-тунельного діода та застосування

Компактне джерело є важливим для різних застосувань, які використовують терагерцові (ТГц) хвилі. У цій статті розглядається недавній прогрес у резонансно-тунельних діодах (RTD) ТГц генераторів, які є компактними напівпровідниковими ТГц джерелами, включаючи принципи та характеристики коливальних, дослідження, присвячені високій частоті та високій вихідній потужності, конструкції, яка може легко бути виготовлена, налаштування частоти, спектральне звуження, різні поляризації та вибір застосувань. На даний момент повідомляється про фундаментальні коливання до 1,98 ТГц і вихідну потужність 0,7 мВт на 1 ТГц

великомасштабної антени. Для високої частоти та високої вихідної потужності були запропоновані структури, інтегровані з циліндричними та прямокутними порожнинами. Використовуючи осцилятори, інтегровані з варакторними діодами та їх масивами, було продемонстровано широке електричне налаштування 400–900 ГГц. Для спектрального звуження ширина лінії до 1 Гц була отримана за допомогою системи фазової автопідстройки частоти з генератором, що перебудовується по частоті. Були проведені базові дослідження для різних застосувань, включаючи візуалізацію, спектроскопію, високоємний бездротовий зв'язок і радіолокаційні системи, осциляторів RTD. Обговорюються деякі останні результати, пов'язані з цими додатками.

Очікується, що діапазон терагерц (ТГц), який має частоту приблизно від 0,1 до кількох ТГц, відіграватиме ключову роль у різних програмах, таких як візуалізація, хімічний та біотехнологічний аналізи та зв'язок [25]. Компактні твердотільні ТГц джерела є важливими пристроями для цих застосувань, і були вивчені різні типи таких джерел, що містять як оптичні, так і електронні пристрої, оскільки діапазон ТГц розташований між міліметровими та світловими хвилями.

На рисунку 1.1 показано поточний стан різних напівпровідникових ТГц джерел, які безпосередньо генерують ТГц хвилі від джерела живлення постійного струму. Зауважте, що джерела, які вимагають інших зовнішніх мікрохвиль або джерел світла для генерації ТГц хвиль (наприклад, шляхом множення або різниці частот) не включені на рисунку. З боку оптичних пристроїв досліджувалися р-германієві (p-Ge) лазери [4] і квантові каскадні лазери (QCL) [5, 6, 7, 8, 9]. Нещодавно повідомлялося про ТГц джерела кімнатної температури з генерацією різницевої частоти (DFG) з використанням QCL середнього інфрачервоного діапазону [10-13]. Ці пристрої показані на рисунку 1.1, оскільки всі джерела світла, необхідні для цих пристроїв, інтегровані в один чіп, а ТГц хвилі генеруються живленням постійного струму, що подається на чіп без зовнішніх джерел інших частот. З боку електронних пристроїв, діоди з лавинним часом проходження ударної іонізації (IMPATT), діоди з тунельним часом проходження (TUNNETT), діоди Ганна [14] і транзистори, такі як гетероперехідні біполярні транзистори (HBTs), висока мобільність електронів транзистори (HEMT) і комплементарний метал-оксид-напівпровідник (CMOS) Транзистори [17-21] досліджувалися як джерела ТГц. Останнім часом робочі частоти транзисторів помітно зросли. Крім напівпровідників, ТГц випромінювачі з використанням власних джозефсонівських переходів у шаруватому високотемпературному

надпровіднику $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ також були вивчені [25], перевага яких полягає в тому, що вони мають широкий діапазон налаштування частоти.

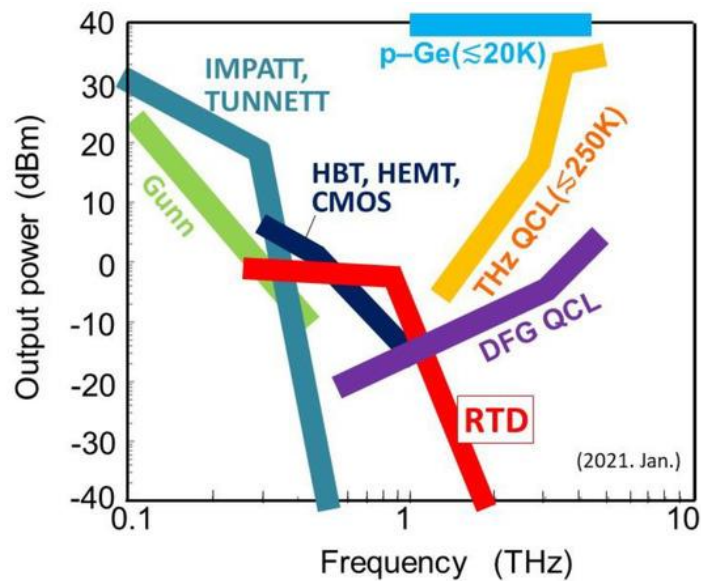


Рисунок 1.1 – Поточний стан напівпровідникових вбудованих джерел терагерцового (ТГц) сигналу. Вихідна потужність як функція генерованої частоти. Пристрої без індикації температури працюють при кімнатній температурі

Резонансно-тунельні діоди (RTD) також є перспективними кандидатами на джерела ТГц при кімнатній температурі [26-34]. В даний час коливання до 1,98 ТГц були отримані при кімнатній температурі [32], тоді як структури для більш високої частоти та високої вихідної потужності вивчаються [33]. Нещодавно почалися дослідження, спрямовані на кілька застосувань, таких як зображення, спектроскопія, бездротовий зв'язок і радары [37-39]. У цьому розділі ми розглядаємо останні розробки та застосування ТГц джерел з використанням RTD осциляторів. Хоча RTD також можна використовувати як детектори ТГц [40], тут ми лише описуємо джерела RTD ТГц, за винятком короткого вступу до застосування детекторів RTD ТГц для бездротового зв'язку.

1.3 Структура, принцип коливання та характеристики коливань осциляторів RTD

RTD виготовляється з гетероструктур із надтонкими багат шаровими напівпровідниками. Шарова структура, яку ми використовуємо для ТГц джерела, показана на рисунку 1.2а. Основна частина складається з квантової

ями InGaAs і подвійних бар'єрів AlAs. Навколо основної частини побудовано емітер InGaAlAs, прокладку колектора InGaAs і високолегований колектор InGaAs. Ці структури епітаксialно вирощені на напівізоляційній (SI) InP підкладці. При роботі на постійному струмі край зони провідності емітера піднімається напругою зсуву, як показано на рисунку 1.2b. При напрузі зміщення, де край зони провідності емітера вирівняний або перевищує рівень резонансу квантової ями, крива струм–напруга (I–V) вказує на область негативної диференціальної провідності (NDC), у якій струм зменшується зі збільшенням напруги зміщення. Ця область використовується для ТГц коливань. У нашій структурі RTD глибока квантова яма з InGaAs, багатим на індій, і емітер з InAlGaAs, що має високий край зони провідності, використовуються для зменшення напруги зміщення, необхідної для NDC. На рисунку 1.2c показано приклад вимірних ВАХ при різних температурах [40]. Можна побачити, що область NDC має нестабільні коливання струму. Це коливання виникає через паразитні коливання в ланцюгах вимірювання, що складаються з провідних проводів і джерела живлення. Дроти та джерело живлення створюють резонансний контур для коливань, який описано далі. Релаксаційні коливання [41] і бістабільність струму, які викликані накопиченням і виснаженням заряду в квантовій ямі [40], також можуть виникнути в цій схемі.

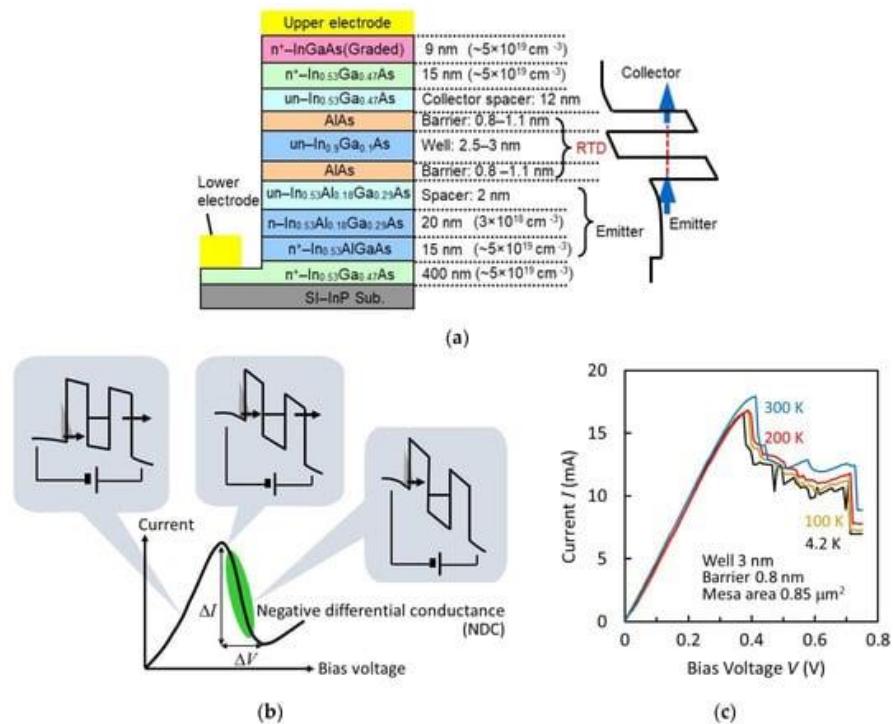


Рисунок 1.2 – Шарова структура та вольт-амперні характеристики резонансно-тунельних діодів (RTD): (а) Шарова структура InGaAs/AlAs двобар'єрного RTD. (б) Схематична ВАХ і профіль потенціалу при різних напругах зміщення, і (с) приклад вимірних ВАХ при різних температурах

Криві $I-V$ дуже мало змінюються з температурою, ймовірно, тому що концентрація носіїв на краю зони провідності емітера нечутлива до температури через високу енергію Фермі, а також через високі бар'єри AlAs. Щільність струму в піковій точці зазвичай становить $10-30 \text{ мА/мкм}^2$, тоді як відношення пікового струму до струму (PVCR) становить 2–4. Щільність струму велика для вузьких бар'єрів і квантових ям і сильно залежить від товщини цих шарів.

Як комбінацію матеріалів ми вибрали InGaAs/AlAs на підкладці InP, оскільки в цій системі можливі високі бар'єри та висока щільність струму. Для високої вихідної потужності велика ширина напруги області NDC (ΔV_{NDC} на рисунку 1.2 b) є бажаним, як обговорюється нижче. Для цього можуть бути корисними матеріали з високою напругою пробою. Системи матеріалів на основі GaN можуть бути кандидатами, хоча високочастотні операції повинні бути досліджені окремо. Повідомлялося про деякі результати RTD з такими системами [43].

Схематична структура виготовленого генератора RTD показана на рисунку 1.3а [44]. RTD розміщено поблизу центру однієї сторони щілинної антени, яка працює як резонатор і випромінювач, а верхній електрод RTD з'єднаний з іншою стороною щілини через ємність, утворену MIM (метал–ізолятор–метал). Ця структура MIM використовується для ізоляції ліній зсуву до верхнього та нижнього електродів RTD. За межами щілинної антени та резистивного датчика температури резистор для стабілізації підключений паралельно резистивному датчику температури для придушення паразитних коливань, утворених ланцюгом, включаючи провідні дроти та джерело живлення. Завдяки тому, що зворотна величина цього резистора перевищує абсолютне значення НДК RTD, НДК електрично приховано зовні. Як показано на правій стороні рисунка 1.3а, мікросхема генератора встановлена на кремнієвій напівсферичній або гіпернапівсферичній лінзі, щоб отримати вихідну потужність, оскільки більша частина вихідного сигналу випромінюється від щілинної антени до підкладки. через високу діелектричну проникність InP [31]. Для колімованого вихідного променя використовується гіпернапівсферична лінза. Також повідомлялося про структури без кремнієвих лінз [29-33].

На рис.1.3, б показана еквівалентна схема генератора в ТГц діапазоні частот, де GR_{TD} –НДЦ РТД, G_{ANT} є провідністю щілинної антени, яка складається з провідності випромінювання G_{rad} провідність через омичні втрати G_{loss} , і LC є індуктивністю та ємністю RTD та щілинної антени. Оскільки ємність RTD набагато більша, ніж ємність щілинної антени, C

переважає RTD, а L переважає щілинна антена. У конструкції пристрою, LiC розраховуються для антени за допомогою тривимірного (3D) електромагнітного моделювання, а ємності паралельних пластин RTD розраховуються для складових шарів. Додаткова ємність, викликана часом затримки електронів, також враховується в RTD [35]. Паразитні елементи [36] навколо RTD знехтовані на рисунку 1.3b, задля простоти пояснення принципу коливальності.

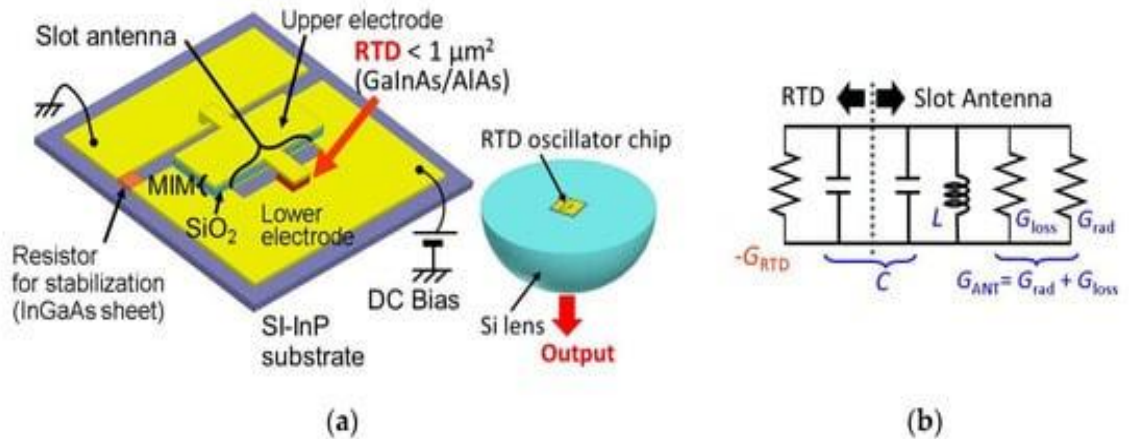


Рисунок 1.3 – Структура та принцип роботи осциляторів RTD. (а) RTD осцилятор, інтегрований із щілинною антеною та повною структурою, включаючи кремнієву напівсферичну лінзу, і (б) еквівалентна схема, включаючи RTD та щілинну антену. Паразитарні елементи в RTD нехтуються заради простоти

Необхідною умовою для коливальності є $GR TD \geq GA NT$ на частоті коливальності $f_{osc} = 1/(2\pi LC)$. Оскільки частота коливальності визначається сумарним LC , утвореним антеною та терморезистивним датчиком температури, довжина антени зазвичай набагато менша за півдовжини хвилі частоти коливальності. Для фіксованої конструкції антени частоту коливальності можна збільшити шляхом зменшення ємності RTD, що в основному досягається шляхом зменшення площі мези RTD. однак, $GR TD$ одночасно зменшується зі зменшенням площі мези RTD. Таким чином, частота коливальності досягає верхньої межі ($GR TD = GA NT$) зі зменшенням площі мези RTD. Крім того, через час затримки електронів у шарах RTD, $GR TD$ на площу також деградує зі збільшенням частоти.

Наведений вище опис принципу коливальності базується на НДЦ в електричних колах. Зі збільшенням частоти енергія фотона стає незначною, і потрібне інше пояснення, включаючи електронні переходи (як у лазері). Однак, оскільки посилення електромагнітної енергії можна виразити

еквівалентною схемою, наведений вище електричний опис можна використовувати як приблизний, змінюючи такі параметри, як NDC .

Враховуючи вищезазначені умови, вимоги до RTD для отримання високої частоти коливань є високими $GR TD$ на область при високій частоті та низькій ємності на область. Малі значення $Gl o s s$ також необхідні для антени. $Gr a d$ в $GA NT$ не можна зменшувати, оскільки вихідна потужність визначається $Gr a d$ (див. нижче). Хоча паразитні елементи навколо RTD також деградує $GR TD$ зі збільшенням частоти, інші ефекти, згадані вище, здаються істотними, поки що, для збільшення частоти коливань [37]. На більш високих частотах необхідно детально розглянути вплив паразитичних елементів.

Щоб збільшити $GR TD$, густина струму на VAX збільшується за допомогою тонких бар'єрів і квантової ями, як показано на рисунку 1.2а. Ємність на одиницю площі також зменшується шляхом вставки колекторного прокладочного шару на рисунку 1.2а. При виведенні цієї формули $\tau R TD$ феноменологічно вводиться шляхом припущення, що на електрони впливає лише затримка часу $\tau R TD$ при резонансному тунелюванні [38]. Детальний аналіз для більш точного лікування є предметом майбутнього, включаючи, наприклад, зміну потенціалу через накопичення електронів у ямі [36], тунелювання за допомогою фотонів [39] тощо, або більш точний квантово-механічний аналіз [40]. По суті, експериментальний результат частотної залежності $GR TD$ [32] трохи відхилився від наведеної вище формули, хоча потрібні додаткові експериментальні дані.

У будь-якому випадку зрозуміло, що для високочастотних коливань час затримки необхідно зменшити. Ми використовували тонкі бар'єри та квантову яму, щоб зменшити час затримки при резонансному тунелюванні, на додаток до високої щільності струму [35]. Крім того, ми оптимізували товщину прокладки колектора $td e p$ і водночас якомога меншу ємність. За допомогою цих методів були отримані частоти коливань до 1,42 ТГц [37]. Довжина щілинної антени була зафіксована на рівні 20 мкм, а частота коливань була збільшена шляхом зменшення площі мези RTD . Площа мези RTD становила приблизно $0,6 \text{ мкм}^2$ при 1 ТГц і $0,2 \text{ мкм}^2$ при 1,42 ТГц. Вихідна потужність становила приблизно 20 і 1 мкВт на приблизно 1 і 1,42 ТГц відповідно, і швидко зменшувалася, коли площа мези RTD наближалася до верхньої межі коливань.

Для антени, $Gl o s s$ можна зменшити шляхом зменшення втрат на провідність, які існують на металевій поверхні навколо слота та на перемичці, що з'єднує антену з RTD . Перше було зменшено шляхом

оптимізації комбінації довжини антени та площі мези RTD, через яку було отримано коливання до 1,55 ТГц [35]. Останнє також було зменшено завдяки вдосконаленню конструкції мосту. Завдяки використанню цих методів було отримано коливання до 1,92 ТГц [38].

Крім того, роблячи електрод антени товщі, площа бічної стінки щілини збільшується, а втрати провідності ще більше зменшуються. Комбінуючи всі згадані вище методи, було отримано частоту коливань до 1,98 ТГц [21], як показано на рисунку 1.4. Це найвища частота, досягнута електронними одиночними генераторами кімнатної температури на сьогоднішній день.

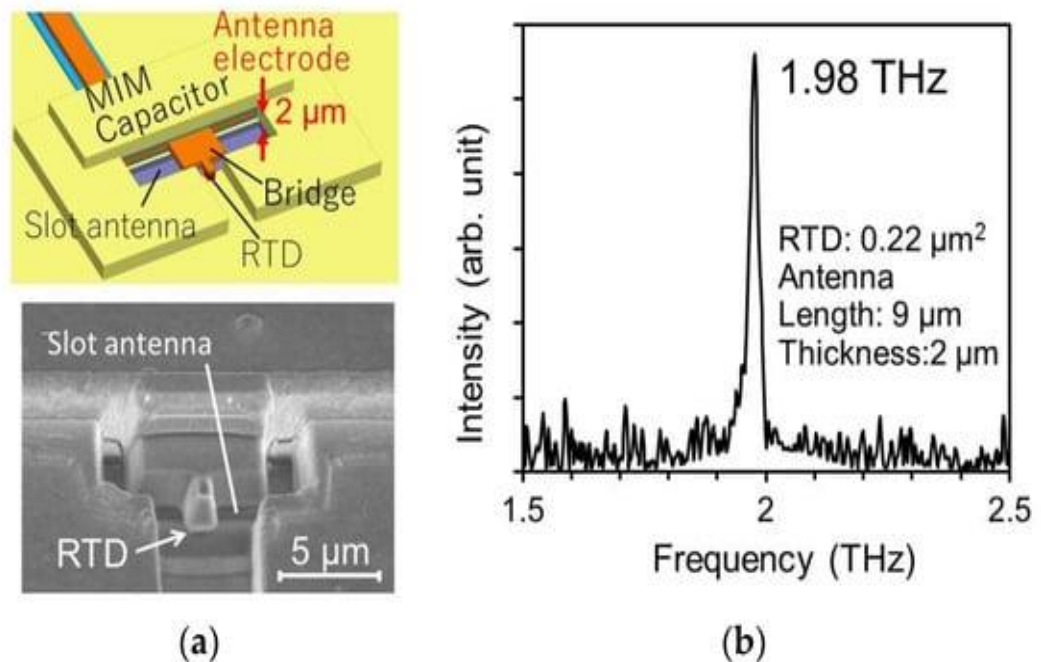


Рисунок 1.4 – Генератор RTD з товстим антенним електродом. (а) Структура осцилятора та (б) спектри коливань

Однак зменшення в $Gloss$ насичується подальшим збільшенням товщини електрода антени [32]. Це було тому, що індуктивність L_{slot} щілинної антени також зменшується зі збільшенням товщини антени, крім зменшення опору R електрода антени як R з'єднаний послідовно з L_{slot} відношення $R \ll \omega_0 L_{slot}$ виконується при кутовій частоті коливань $\omega_0 \ll \omega$, $Gloss$ можна приблизно дати $R / (\omega_0 L_{slot})^2 / (\omega_0)$ помітно зменшується зі збільшенням товщини антени, приблизно до 2 мкм [32], через зменшення R і слабка залежність від L_{slot} на товщину антени. Проте вище цієї товщини $Gloss$ насичується товщиною антени за рахунок зменшення в L_{slot} . Таким чином, верхня межа частоти коливань насичується разом із товщиною антени. Враховуючи цей результат, для високочастотних коливань

повинна бути запропонована нова структура, відмінна від інтегрованої в слот, як показано в наступному розділі.

Таким чином, щоб збільшити вихідну потужність, *Gr a d* повинні бути оптимізовані, $\Delta I \Delta$ і ΔV необхідно збільшити, і *Gl o s s* необхідно зменшити. Описані вище генератори, інтегровані в щілинні антени, не оптимізовані *Gr a d*, а їх типова вихідна потужність становить кілька десятків мкВт. ΔI можна збільшити шляхом збільшення площі мези RTD; однак частота коливань зменшується через збільшення ємності. Будова з великою ΔI маленький *Gl o s s* який може підтримувати частоту коливань, показано в наступному розділі. Збільшення ΔV це майбутній предмет. Можливим методом може бути відповідна конструкція шарів RTD (наприклад, збільшення товщини колекторного прошарку), хоча верхня межа частоти коливань повинна обговорюватися одночасно.

Об'єднання потужності через конфігурацію масиву також корисно для отримання високої вихідної потужності. Генератор із двоелементною решіткою зміщених щілинних антен продемонстрував вихідну потужність 0,6 мВт на частоті 620 ГГц [40]. У цьому масиві спостерігалось одночастотне коливання через взаємне блокування між зв'язаними елементами, що передбачає когерентне об'єднання потужності. У великомасштабному масиві без навмисного зв'язку між елементами було отримано 0,73 мВт на 1 ТГц для 89 елементів, як показано на рисунку 1.5 [33]. У цьому пристрої не було введено будь-яку навмисну структуру зв'язку для стабільної синхронізації. Однак елементи виявилися слабо пов'язаними один з одним через випадкові відбиття та зворотний зв'язок вихідної потужності, випромінюваної в підкладку або діелектричну плівку (плівка СОС на рисунку 1.5). Оскільки елементи не були ідеально синхронізовані, через слабкий зв'язок спостерігалися численні піки в спектрі коливань. Така поведінка підходить для таких програм, як отримання зображень, у яких інтерференційні смуги є проблемою в когерентних джерелах.

Для стабільної синхронізації та узгодженого об'єднання потужностей потрібен міцний зв'язок між елементами масиву; крім того, у міру збільшення кількості елементів потрібне сильніше з'єднання [41]. Оскільки зв'язок через схеми на площині елемента здається обмеженим, може знадобитися інший метод, наприклад, помістити весь масив у резонатор для сильного зв'язку.

Також повідомлялося про вимірювання температурної залежності характеристик коливань [42]. Частота коливань була майже постійною з температурою, тоді як вихідна потужність різко зросла зі зниженням

температури від 10 до 300 К. Оскільки NDC нечутливий до температури, як видно з рисунка 1.2 с, зміна вихідної потужності пояснюється зміною в Омичні втрати електрода антени з температурою. У вузькому діапазоні температур 300–350 К зміна виміряної вихідної потужності була незначною.

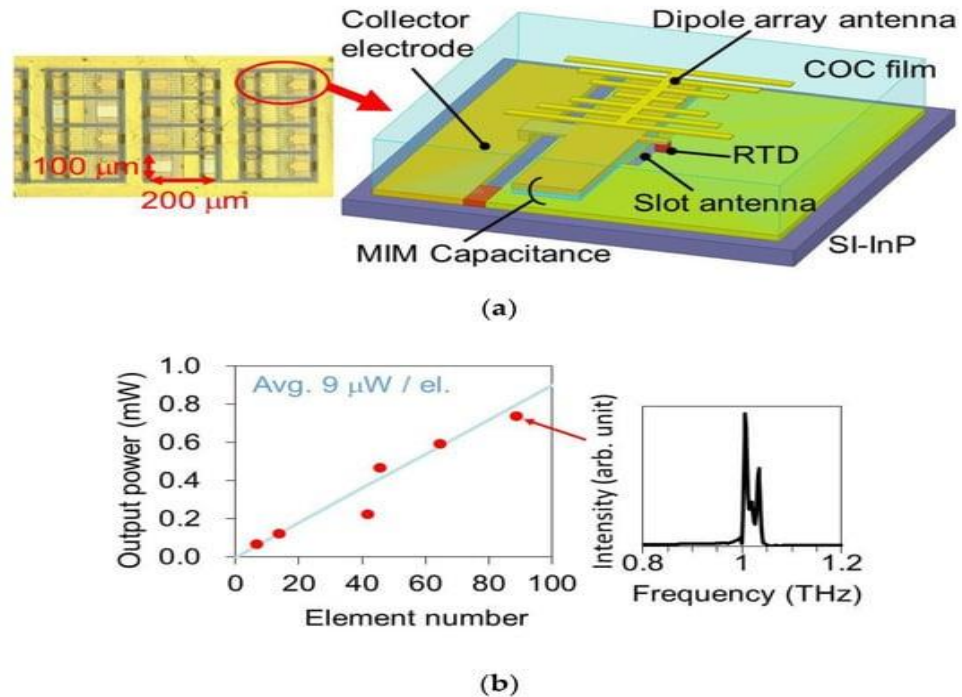


Рисунок 1.5 – Масштабна матриця осциляторів RTD: (а) Структура пристрою — елемент решітки складається з RTD з щілинною антеною (резонатором), покритою плівкою СОС (циклічний олефіновий сополімер), і дипольної антенної решітки (випромінювач), і (б) вихідна потужність як функція номера елемента та спектру коливань для 89-елементної матриці

1.4 Нові структури генераторів для високої частоти, високої вихідної потужності та легкого виготовлення

Оскільки було виявлено, що верхня межа частоти коливань щілинних інтегрованих генераторів насичується зі збільшенням товщини електрода антени, як згадувалося в попередньому розділі, була запропонована нова структура генератора з резонатором із циліндричним резонатором і антеною-метеликом для вищої частоти, як показано на рисунку 1.6 а [43]. У цій структурі частота коливань визначається резонансною частотою резонатора, що складається з резонатора та RTD, а вихідний сигнал випромінюється від антени-метелика, яка з'єднана з резонатором шарами МІМ. Оскільки площа поверхні порожнини велика, втрати провідності невеликі, і очікуються високочастотні коливання. Теоретичний розрахунок [34] показав, що

коливання приблизно до 2,8 ТГц можливі шляхом оптимізації радіуса та висоти циліндричної порожнини, як показано на рисунку 1.6b. У попередньому експерименті було отримано коливання 1,78 ТГц для неоптимізованої структури з паразитною ємністю [41]. Теоретична вихідна потужність наразі становить приблизно 0,5–1 мкВт на частоті 2,5 ТГц [43]. Вищу частоту та вищу вихідну потужність можна очікувати з подальшою оптимізацією структури, включаючи інші параметри. Наприклад, вихідна потужність може бути збільшена за допомогою ємності структури MIM, що з'єднує резонатор і антену, оскільки провідність антени (переглянута з RTD) змінюється цією ємністю та може бути оптимізована, як згадувалося в попередньому розділі. Конфігурація масиву також корисна для високої вихідної потужності. Навіть з невеликою вихідною потужністю в одному осциляторі можуть існувати відповідні програми, такі як мікрочіпи для спектроскопії, як пояснюється пізніше. В даний час триває виготовлення генератора з використанням циліндричного резонатора.

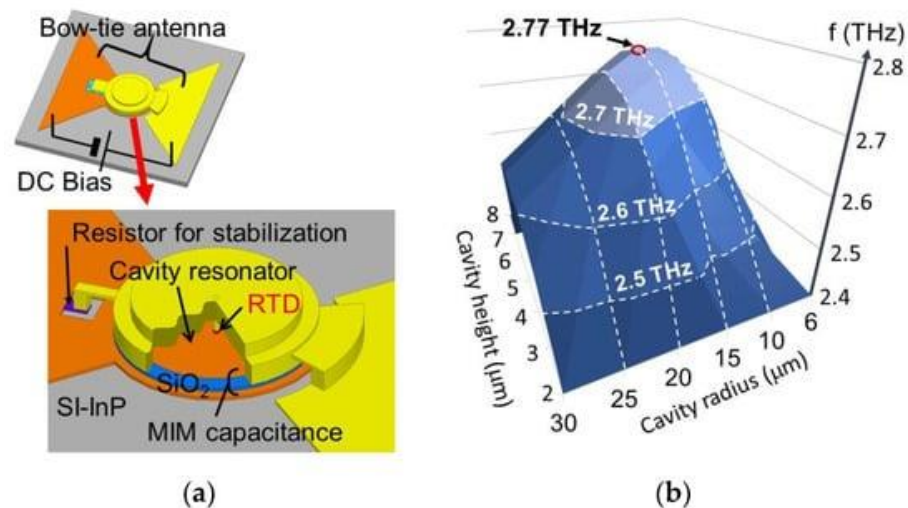


Рисунок 1.6 – Генератор RTD, інтегрований з циліндричною порожниною та антеною-метечем для високочастотних коливань: (**a**) Структура генератора, і (**b**) розрахунок частоти коливань як функції висоти та радіуса порожнини

Для високої вихідної потужності був запропонований генератор, інтегрований з прямокутним резонатором [33], як показано на рисунку 1.7a. У цій структурі RTD має форму довгої смуги, а порожнина розглядається як мала індуктивність, підключена до RTD. Завдяки низькій індуктивності резонатора RTD з великою ємністю та великою площею мези можна використовувати для коливань на відносно високій частоті. Таким чином, поточна ширина ΔI області NDC, до якої безпосередньо пов'язана максимальна вихідна потужність, стає великою завдяки RTD великої площі.

Крім того, велика площа поверхні резонатора зменшує втрати провідності, що також ефективно для високої вихідної потужності. На рисунку 1.7b показано результати теоретичного розрахунку вихідної потужності як функції довжини резонатора та ємності в структурі МІМ, яка з'єднує антену-метелик із резонатором для вихідного випромінювання [44]. Провідність антени, як видно з RTD, контролюється ємністю МІМ, де можна досягти оптимальних умов для максимальної вихідної потужності, згаданої в попередньому розділі. При оптимальній ємності МІМ вихідна потужність монотонно зростає з довжиною резонатора через збільшення ΔI . Хоча нагрівання через великий струм слід ретельно враховувати в реальному пристрої, вихідна потужність 3–5 мВт на 1 ТГц теоретично очікується при довжині резонатора 50–70 мкм, навіть для одного генератора. На рисунку 1.7b показано лише вихідну потужність антени-метелик і не включає випромінювання від відкритих поверхонь прямокутного резонатора. Випромінювання від цих двох відкритих поверхонь порожнини гасить одна одну в напрямку безпосередньо над порожниною, оскільки вони знаходяться в протифазному співвідношенні. Зараз також триває виготовлення цієї конструкції. Частота коливань не може бути такою високою, як у згаданій вище структури з циліндричним резонатором, оскільки для високої частоти потрібна надзвичайно вузька смужка мези RTD, але ця структура підходить для високої вихідної потужності з одним елементом.

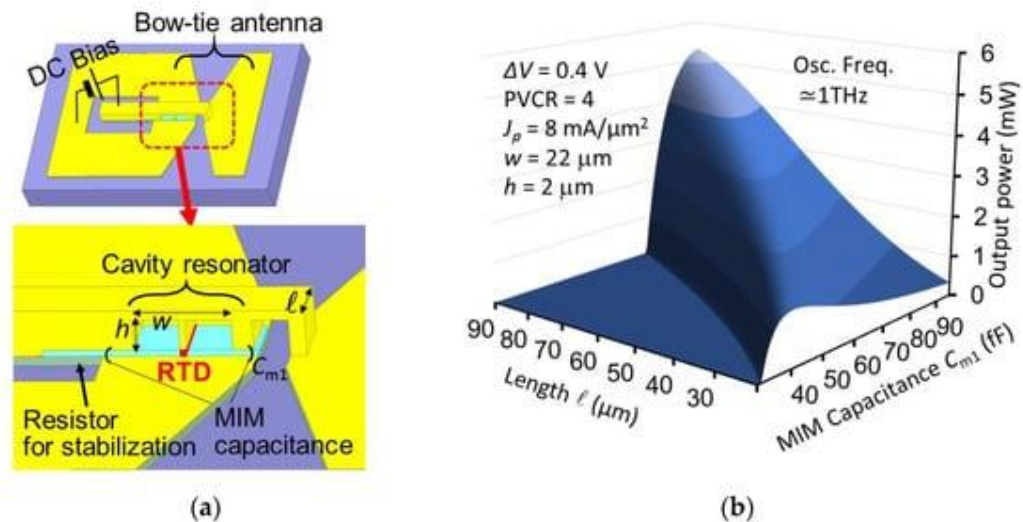


Рисунок 1.7 – Генератор RTD, інтегрований з прямокутним резонатором і антеною-метеликом для високої вихідної потужності: (а) Структура генератора, і (б) розрахунок вихідної потужності як функції довжини резонатора та ємності на металі ізоляторно-металева (МІМ) конструкція, що з'єднує метелик і порожнину

На рисунку 1.8 показана спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною, запропонованою для легкого виготовлення [45]. Оскільки ця структура не має шарів MIM, необхідних для попереднього осцилятора на рисунку 1.3а, вимоги до процесів літографії зменшуються, тому виготовлення стає легшим і може бути завершено за короткий проміжок часу. У цій структурі резистор для стабілізації, виготовлений шаром InGaAs, розташований всередині щілинної антени, на відміну від попередньої структури, показаної на рисунку 1.3а. Подібно до опору електрода антени, розглянутого в попередньому розділі, який з'єднаний послідовно з індуктивністю L_{slot} щілинної антени, провідність, викликана резистором для стабілізації, якщо дивитися з RTD, приблизно визначається як $R_s/(\omega C L_{slot})$, де R_s – номінал резистора для стабілізації. Провідність, як видно з RTD, набагато менша за реальну провідність, $1/R_s$. Таким чином, можна проектувати R_s задовольнити $R_s/(\omega C L_{slot})^2 \ll G_{RTD} < 1/R_s$, так що резистор для стабілізації може пригнічувати паразитні коливання на низькій частоті без великих втрат у термінах частоти коливань.

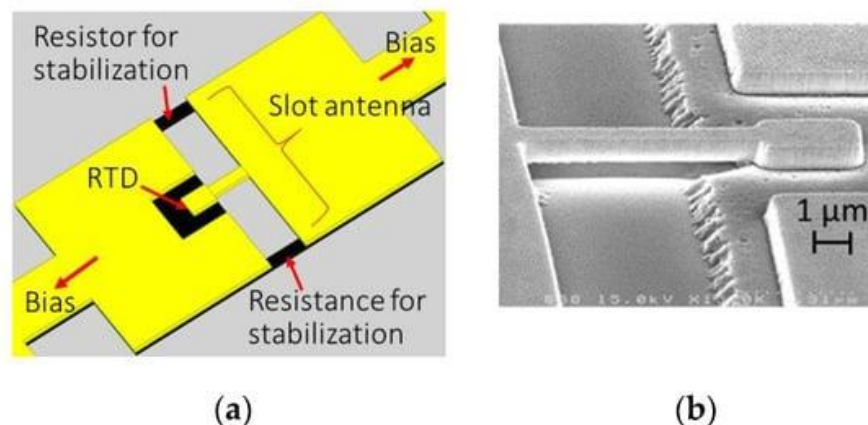


Рисунок 1.8 – Спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною. Генератор RTD (**a**) спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною; (**b**) SEM зображення виготовленого повітряного мосту

У попередньому експерименті було отримано коливання до 740 ГГц для антени довжиною 30 мкм з вихідною потужністю приблизно 10 і 1 мкВт на частотах близько 600 і 740 ГГц відповідно [46]. З коротшими антенами очікуються вищі частоти коливань. Ці характеристики можна порівняти з попередньою структурою, хоча верхня межа частоти коливань може бути трохи нижчою, ніж у попередньої структури, через дію резистора для стабілізації. Оскільки ця структура не потребує складної тривимірної

інтеграції, її можна легко поширити на різні планарні структури, такі як масиви високої щільності, матеріали, включаючи RTD, тощо.

1.5 Налаштування частоти, спектральне звуження та різні поляризації

Контроль частоти та спектру важливий для різноманітних застосувань, таких як спектроскопія. У згаданих вище генераторах RTD частота коливань була майже фіксованою на частоті, визначеній структурою, за винятком невеликих змін (1–5%) з напругою зсуву [45]. Повідомлялося, що як частотно-регульований генератор (VCO) з керуванням напругою, генератор, інтегрований з варакторним діодом у щілинній антені [46]. Варакторний діод складається з рп-переходу InGaAs, де частоту коливань можна електрично змінювати, змінюючи його ємність і опір за допомогою зворотної [46] або прямої [47] напруги зміщення. Завдяки оптимізації площ варакторного діода та резистора була отримана зміна частоти приблизно на 100 ГГц. Крім того, використовуючи конфігурацію масиву частотно-регульованих осциляторів з різними частотними діапазонами, було повідомлено про широку зміну частоти [47]. На рисунку 1.9 показано масив генераторів RTD із можливістю регулювання частоти та його застосування для вимірювання абсорбції [45]. Використовуючи зміну частоти 410–970 ГГц в осциляторах RTD, було виміряно поглинання алопуринолу. Результати узгоджуються з результатами традиційної ТГц спектроскопії в часовій області (TDS) у межах роздільної здатності цих двох вимірювань.

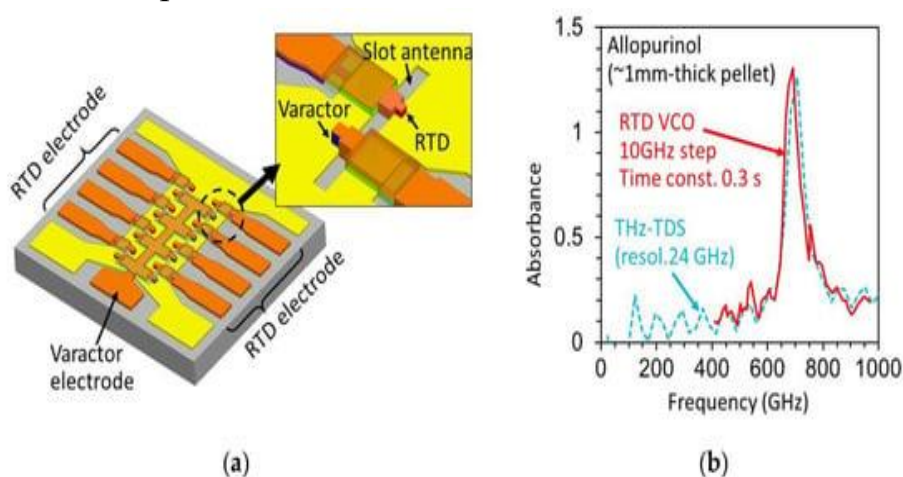


Рисунок 1.9 – Генератор RTD із можливістю регулювання частоти та його застосування для вимірювання абсорбції: (**а**) масив генераторів із можливістю налаштування частоти, інтегрованих із варакторними діодами, і (**б**) абсорбція, виміряна осциляторами RTD разом із результатом спектроскопії у часовій області ТГц (TDS) вимірювання

Очікується, що мікросхем, який можна використовувати для спектроскопії, об'єднує генератор RTD із можливістю регулювання частоти з детектором через лінію передачі та простір для краплі зразка. Швидкі вимірювання можуть бути можливими навіть за низької вихідної потужності генератора завдяки короткій відстані між джерелом і детектором. Для ширини спектральної лінії повна ширина на половині максимуму (FWHM) становить близько 10 МГц в осциляторі RTD з вихідною потужністю близько 1 мкВт [49]. Ширина лінії визначається фазовим шумом, викликаним дробовим шумом RTD, який розраховується як $\Delta f = (\pi/4) (pn\Delta f 2r/P_o u t)$ у FWHM [50],

Повідомлялося також про звуження спектру через фазову автопідстройку частоти (PLL) [42]. На рисунку 1.10а показана система ФАПЧ для генератора RTD з можливістю регулювання частоти. Шляхом перетворення вихідного сигналу генератора RTD на низькочастотний сигнал за допомогою гетеродинного детектування, виділення фазового шуму шляхом змішування перетвореного сигналу з опорним сигналом і подачі його назад на варакторний діод в осциляторі, ширина лінії така вузька, як 1 Гц було досягнуто, як показано на рисунку 1.10 б).

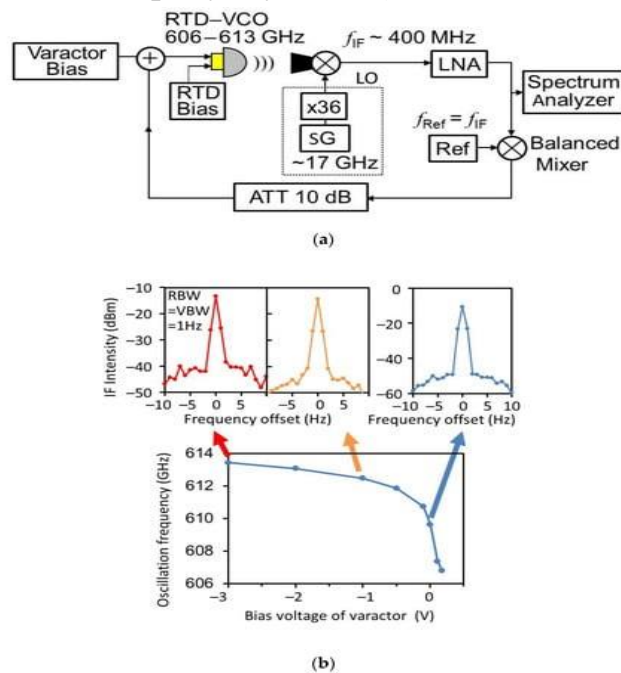
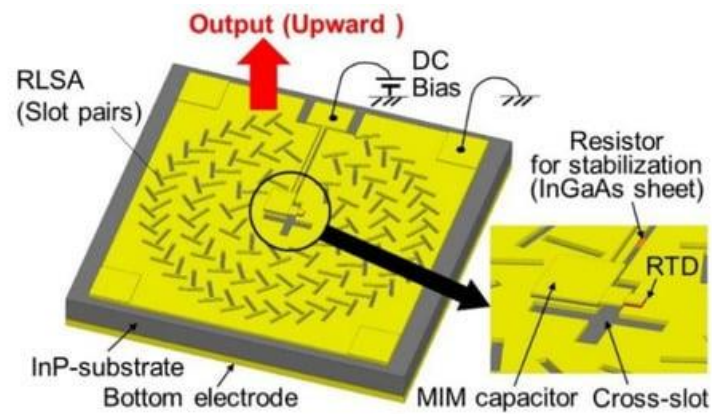


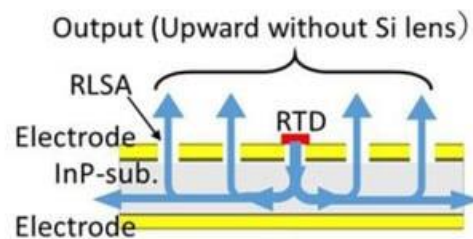
Рисунок 1.10 – Система фазової автопідстроювання частоти (ФАПЧ) і спектральне звуження генератора RTD з регульованою частотою: (а) Блок-схема системи ФАПЧ—LNA: малошумний підсилювач, АТТ: аттенюатор, SG: генератор сигналу та (б) спектри коливань під ФАПЧ при різних коливаннях частоти—RBW: ширина смуги роздільної здатності, VBW: ширина смуги відео

Повідомлялося також про зменшення ширини спектральної лінії осцилятора RTD шляхом блокування зовнішньої субгармонічної інжекції [51]. Зовнішнє блокування впорскування також корисне для фазового контролю виходу. Під час блокування ін'єкції частота коливань генератора RTD прив'язується до частоти зовнішнього впорскування, навіть якщо частота вільного ходу генератора RTD трохи відрізняється від частоти впорскування. Операція зі зміною частоти в умовах вільного ходу (тобто зміна напруги зсуву варакторного діода або RTD) призводить до зміни фази вихідного сигналу в заблокованому стані. Використовуючи цю властивість для блокування інжекції незв'язаного масиву осциляторів RTD, можна сконструювати фазовану решітку, яка має функцію керування променем вихідного сигналу, що корисно для різних додатків ТГц. Теоретично проаналізовано зміну фази осциляторів RTD за допомогою блокування основної та субгармонічної інжекції [52].

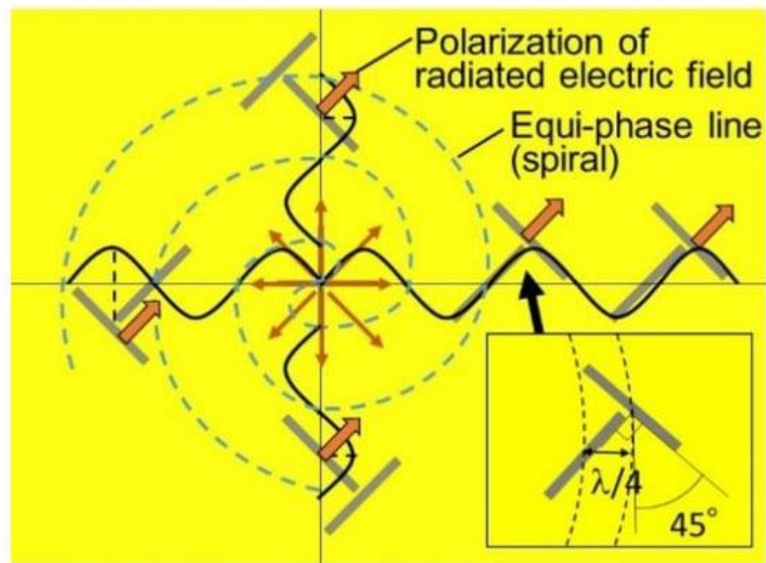
У наведених вище осциляторах вихід лінійно поляризований. Також повідомлялося про RTD осцилятор, інтегрований з радіальною лінійною щільною матрицею (RLSA), яка випромінює циркулярно поляризовану хвилю. Структура цього осцилятора показана на рисунку 1.11. RTD розташований на одній із поперечно-щілинних антен, як показано на рисунку 1.11a, і випромінює вихідну хвилю на бік підкладки. Випромінювана хвиля поширюється вздовж підкладки та випромінюється від елементів RLSA навколо RTD у напрямку вгору, як показано на рисунку 1.11b. Кожен елемент RLSA випромінює циркулярно поляризовану хвилю. Ці елементи розташовані концентрично та випромінюють вихідні хвилі у фазі, як показано на рисунку 1.11c, що забезпечує високу спрямованість без лінзи. Осьове співвідношення 2,2 дБ для циркулярно поляризованого вихідного сигналу та спрямованість 15 дБі були отримані на 500 ГГц. Циркулярно поляризований вихід корисний для запобігання впливу зовнішнього зворотного зв'язку, який викликає коливання характеристик коливань RTD [52]. Змінюючи розташування елементів від концентричного до спірального, також отримано випромінювання вихрової хвилі, яке можна використовувати для мультиплексного бездротового зв'язку з різними числами обертання [53].



(a)



(b)



(c)

Рисунок 1.11 – Генератор RTD, інтегрований з матрицею радіальних лінійних щілин (RLSA) для випромінювання циркулярно поляризованої хвилі: (a) вид зверху, (b) вид у поперечному перерізі разом із поширенням вихідного сигналу від RTD, і (c) вид зверху разом із фазовим розподілом хвилі, що поширюється в підкладці

Оскільки вихідні сигнали генераторів RTD можна легко модулювати інтенсивністю за допомогою прямої модуляції (тобто накладення сигналу на напругу зміщення), можливий простий бездротовий зв'язок високої пропускної здатності ТГц. Повідомлялося про верхню межу частоти прямої модуляції 30 ГГц [51], яка обмежена ємністю зовнішнього контуру для накладення сигналу модуляції на RTD. Повідомлялося про просту бездротову передачу даних увімкнути-вимкнути зі швидкістю передачі даних 44 Гбіт/с і частотою помилок 5×10^{-4} нижче межі прямої корекції помилок (FEC) і 25 Гбіт/с без помилок на 650 ГГц [39]. Повідомлялося також про попередні експерименти щодо передач із частотним і поляризаційним мультиплексуванням з використанням генераторів RTD [40]. Шляхом інтегрування осциляторів, що мають дві ортогональні поляризації та дві частоти 500 і 800 ГГц на тій самій підкладці, було отримано передачу 2×28 Гбіт/с з помилкою нижче межі FEC як у частотному, так і в поляризаційному мультиплексуванні. Це також проста передача даних увімкнення-вимкнення. На рисунку 1.12 зображено мікросхему генератора для частотного та поляризаційного мультиплексування, діаграму частотного мультиплексування та результат передачі. Завдяки вдосконаленню зовнішнього контуру навколо RTD для сигналу модуляції очікуються вищі швидкості передачі даних. Також повідомлялося про експеримент передачі з використанням RTD осцилятора з циркулярно поляризованою хвилею [64]. Хоча швидкість передачі даних була все ще низькою (1 Гбіт/с), було показано, що частота помилок була нечутливою до обертання генератора.

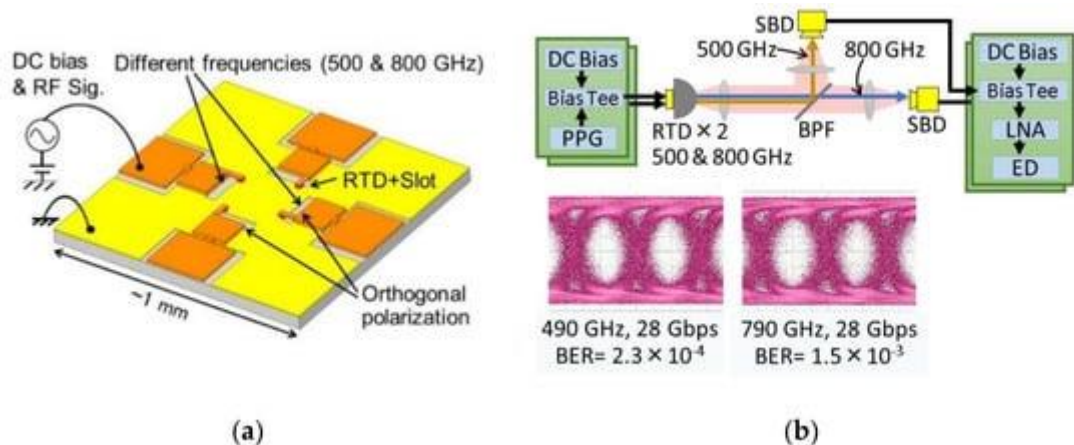


Рисунок 1.12 – Генератори RTD з різними частотами та поляризаціями, інтегровані в один чіп для бездротової передачі з мультиплексуванням частоти та поляризації: (**a**) Схематична структура інтегрованої мікросхеми та (**b**) діаграма передачі з частотним мультиплексуванням і отримані очні діаграми-PPG: генератор шаблонів імпульсів, ED: детектор помилок, BER: біт- частота помилок, BPF: смуговий фільтр

Також повідомлялося про бездротову передачу з використанням RTD як детекторів [50]. Очікується, що RTD матиме високу чутливість у виявленні ТГц через сильну нелінійність кривої I–V, що є тим самим принципом, що й виявлення в SBD (хоча напруга зсуву повинна бути застосована для використання сильного не- лінійності у RTD). Окрім виявлення з використанням такої нелінійності, нещодавно повідомлялося про самотодинний режим виявлення ТГц [49]. У цьому режимі ТГц сигнал виявляється генератором RTD, який коливається близько частоти випромінюваного сигналу. Завдяки такому випромінюванню осцилятор RTD синхронізується, і виходить сигнал із гомодинним виявленням. Завдяки цій операції було отримано низьке значення NEP ($7,7 \text{ пВт/Гц}^{1/2}$).

Застосування RTD осциляторів до ТГц радарів також вивчалось [44]. ТГц радар має перевагу в тому, що його можна використовувати в умовах поганої видимості через прозорість ТГц хвиль. Прозоре 3D-зображення також можливе шляхом поєднання ТГц радара та систем двовимірної (2D) зображення.

На рисунку 1.13 показана спрощена принципова схема системи та результати вимірювань ТГц радара з використанням генератора RTD [45]. Ця система використовує метод безперервної хвилі з амплітудною модуляцією (AMCW). На рисунку 1.13а вихідний сигнал RTD модулюється за амплітудою шляхом накладання синусоїдального сигналу на напругу зміщення, яка потім випромінюється на об'єкт. Відбита хвиля від об'єкта приймається і демодулюється SBD. Час прольоту (ToF) ТГц хвилі від RTD до SBD визначається різницею фаз між демодульованим і еталонним сигналами, з яких вираховується відстань до об'єкта.

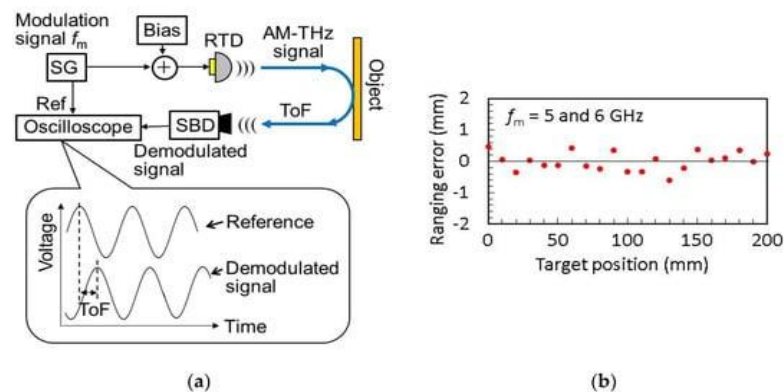


Рисунок 1.13 – ТГц радіолокаційна система, що використовує RTD осцилятор (а) Спрощена схема ТГц радіолокаційної системи, що використовує RTD осцилятор з амплітудно-модульованою безперервною хвилею (AMCW) — SG: генератор сигналу, і (б) оцінена помилка для вимірювання відстані за допомогою AMCW з використанням двох частот модуляції

У цьому методі, коли різниця фаз між демодульованим і опорним сигналами перевищує 2π , кількість періодів, включених до різниці фаз, не може бути виділена. Щоб вирішити цю проблему, для модуляції використовуються дві трохи різні частоти [43]. Різниця фаз вимірюється для кожної частоти, щоб отримати кількість періодів, включених до різниці фаз. Використовуючи той факт, що номер періоду має бути цілим числом, помилка в цьому числі, викликана шумом, повністю усувається, і можна отримати високу точність оцінки фази.

Крім того, осцилограф на рисунку 1.13а можна замінити системою синфазної/квадратурної демодуляції (IQ) для отримання точної різниці фаз [46]. При демодуляції IQ демодульований сигнал від SBD окремо змішується з опорним сигналом і його сигналом, зміщеним на 90 градусів, і виходять дві ортогональні складові вихідного сигналу змішування. Різниця фаз обчислюється за арктангенсом відношення амплітуд цих двох компонентів. Завдяки запровадженню вищезазначених удосконалень було досягнуто вимірювання відстані з похибкою (стандартним відхиленням) 0,063 мм для несучої частоти 520 ГГц, як показано на рисунку 1.13b [45].

Система, описана вище, не використовує різницю фаз самої хвилі ТГц, а натомість різницю фаз піднесучих, накладених на хвилю ТГц на виході RTD. Особливості ТГц хвиль можна використовувати як носій. Цей метод дуже корисний для осциляторів RTD, у яких характеристики коливальних, такі як частота, легко піддаються впливу зовнішнього зворотного зв'язку [46].

Метод модуляції піднесучої можна поширити на інші радіолокаційні системи, такі як частотно-модульований безперервний радар (FMCW). Повідомлялося про радар FMCW на піднесучій, що використовує генератор RTD, і попередній експеримент для вимірювання відстані до двох цілей [35].

Як ще одне розширення модуляції піднесучої, був запропонований метод вимірювання відстаней до кількох цілей [51], принцип якого подібний до ТГц оптичної когерентної томографії (ОКТ) [52]. Зміною частоти модуляції (частоти піднесучої) f_m на рисунку 1.13а демодульований сигнал отримано як функцію f_m . Потім демодульований сигнал розкладається на дві ортогональні складові шляхом демодуляції IQ. Наприклад, для однієї цілі, як показано на рисунку 1.13а, демодульований сигнал на SBD записується як $V \cos [2\pi f_m(t - \tau)]$, де V_B – амплітуда демодульованого сигналу, відбитого від об'єкта і τ це час затримки сигналу демодуляції до опорного сигналу, включаючи час поширення в просторі та кабелях. Шляхом обчислення оберненого перетворення Фур'є комплексної функції $VI(f_m) - iVQ(f_m)$, можна отримати розподіл цільових позицій. Для наведеного вище випадку

однієї цілі, $VI(fm) - iVQ(fm) = Ve^{-i2\pi f m \tau}$, а зворотне перетворення Фур'є дає $V\delta(t - \tau)$, припускаючи, що залежність від Vfm є слабким. Таким чином, τ можна витягти та знайти положення цілі. Для кількох цілей суперпозиція цієї форми з різними значеннями τ отримано, де знайдено розподіл цільової позиції. Як пропускна здатність fm кінцевий у фактичному вимірюванні, результат зворотного перетворення Фур'є для окремої цілі не є δ -функцією, а імпульсом, що має кінцеву ширину, приблизно визначену як $1/(fm_{ax} - fm_{in})$, де fm_{ax} і fm_{in} є максимальним і мінімальним значеннями fm , відповідно. Ця ширина імпульсу дає роздільну здатність.

У попередньому експерименті з підтвердження концепції з використанням цього методу відстані до двох цілей були виміряні в діапазоні 20–200 мм із похибкою (стандартним відхиленням) приблизно 0,6–2,5 мм для fm_{in} та fm_{ax} 3 і 18 ГГц відповідно [52]. Похибку та роздільну здатність можна покращити шляхом збільшення смуги модуляції та використання генераторів RTD з високою вихідною потужністю для високого співвідношення сигнал/шум.

1.6 Висновки до розділу

Було описано останні розробки та деякі застосування ТГц джерел з використанням RTD осциляторів. Головною особливістю цих джерел є їх компактність. Обговорювалися дослідження, зосереджені на високій частоті, високій вихідній потужності та різних функціональних можливостях. Важливим питанням, яке необхідно вирішити в майбутньому, є отримання високої вихідної потужності (принаймні більше 1 мВт) з високою ефективністю на високій частоті. Крім того, слід дослідити розширені функції, необхідні для різних застосувань, наприклад керування променем (що важливо для систем зв'язку та радіолокаційних систем). З іншого боку, є деякі базові характеристики, які ще не повністю вивчені, наприклад ТГц відгук електронів у RTD.

2 СИНТЕЗ І ХАРАКТЕРИСТИКА НАНОСТРУКТУРОВАНИХ БАГАТОШАРОВИХ ПОКРИТТІВ Cr/SnO₂/NiO/Cr, ОТРИМАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ ТЕХНОЛОГІЇ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОГО ВИПАРОВУВАННЯ ДЛЯ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ МЕТАЛ-ІЗОЛЯТОР-ІЗОЛЯТОР-МЕТАЛ

В багатьох роботах повідомляється про покращену нелінійність та асиметричну поведінку діода з хрому та оксиду металу з додаванням двох ізоляторних шарів SnO₂ та NiO для формування конфігурації метал-ізолятор-ізолятор-метал (МІІМ). Такий діод МІІМ демонструє потенціал для різних застосувань (випрямлячі та електронне обладнання), які забезпечують швидке фемтосекундне сп'яніння в діодах МІІМ. У цій роботі наноструктуровані багатошарові покриття Cr/SnO₂/NiO/Cr були виготовлені за допомогою електронно-променевого випаровування з наступними товщинами: 150 нм/20 нм/10 нм/150 нм. Покриття характеризували за допомогою зворотного розсіювання Резерфорда (RBS), скануючої електронної мікроскопії (SEM) і тестування провідності двома зондами. RBS підтвердив шарувату структуру та оптимальну стехіометрію покриттів. Спостерігалася нелінійна та асиметрична поведінка при прикладеному зміщенні <1,5 В з максимумом нелінійності 2,6 В⁻¹ і максимальною чутливістю 9,0 В⁻¹ у точці зміщення постійного струму. Багатообіцяючі характеристики покриття обумовлені двома ізоляційними шарами, які забезпечують резонансне тунелювання та/або ступінчасте тунелювання. Виходячи з властивостей, представлені багатошарові покриття можуть бути використані для застосування МІІМ.

2.1 Матеріали та методи створення наноструктурованих багатошарових покриттів Cr/SnO₂/NiO/Cr

З моменту свого відкриття пристрої метал-ізолятор-метал (МІМ) відіграють вирішальну роль для безлічі застосувань, включаючи високошвидкісні діоди з гарячими електронами, мікроелектроніку великої площі та тунельні катоди [31-42]. Трьома важливими параметрами діодів МІМ є нелінійність, асиметрія та напруга включення (V_{on}). На ці три аспекти безпосередньо впливає ефективність транспортування носіїв заряду через діод МІМ. Тут тип ізолятора є істотним для ефективності діода МІМ [54, 55]. Наприклад, оксидні ізолятори з широкою забороненою зоною (E_{BG}) обмежені через їх високий V_{on} [8, 9]. Тому ізолятори з вузьким E_{BG} є кращими (наприклад, Nb₂O₅ і Ta₂O₅), оскільки вони, як правило, мають

нижче значення V_{on} . Крім того, наявність квантового тунелювання дозволить досягти високошвидкісної, сталої та нечутливої до температури провідності [10 , 11].

Два критичних фактора відповідають за надшвидкий діод для ректен у діоді МІМ, тобто термоелектронне випромінювання та квантово-механічне тунелювання. Товщина ізоляційного покриття є вирішальною для ефективного виправлення. Дійсно, чим тонше ізоляційне покриття, тим вищий струм, який подається [12 , 13], тобто квантове тунелювання забезпечує найбільш ефективне випрямлення з товщиною шару <10 нм [14]. Асиметрія діода МІМ безпосередньо відповідає за цей вихід, і для досягнення цього фізичного стану необхідні два різних електроди з різними робочими функціями. Для цього часто використовують металеві електроди з високою провідністю [15], а провідність додатково покращують (до надшвидкого відгуку) за рахунок квантового тунелювання [1]. Асиметрія струм-напруга (IV) може бути досягнута шляхом вибору відповідних металів з високою робочою напругою для загального відгуку IV діода МІМ. Інші фактори впливають на реакцію IV, включаючи нерівномірність, зовнішню міцність і точкові отвори на поверхні діода МІМ. Таким чином, ретельна обробка послідовних шарів/покриттів метал-ізолятор-метал, відповідно, має вирішальне значення для кінцевої характеристики IV діода МІМ. Комерціалізація повної електроніки на основі МІМ гальмується через недостатню повторюваність (наприклад, неоднорідні покриття) і систему з високою продуктивністю [15 , 16]. Шорсткість розділу метал-ізолятор і стехіометрія оксиду поглинули період прогресу в цій галузі. Тим не менш, оптимізувавши виготовлення покриттів МІМ, було досягнуто гарної провідності та найсучаснішої асиметрії [10].

Шляхом додавання додаткового ізолятора в МІМ (тобто метал-ізолятор-ізолятор-метал, МІІМ) досягається прогрес у нелінійності та асиметрії. Діоди МІІМ володіють здатністю маніпулювати компромісом між опором і чутливістю. Щоб досягти цього, два ізоляційних покриття повинні мати різні об'єми, гнучкість і спорідненість до електронів, тому в діодах МІІМ присутні різні тунельні ефекти [12]. Крім того, фазове тунелювання також присутнє в діодах МІІМ [16]. Дійсно, фазове тунелювання призводить до істотної асиметрії, таким чином покращуючи загальне фазове тунелювання.

У цій роботі для створення пристроїв з тунельним переходом було досліджено поєднання NiO р-типу з SnO₂ n-типу . Комбінація покриттів NiO/SnO₂ у діоді МІІМ була обрана через наступне: (i) на високих частотах покриття діє як резонансний фазотунельний діод і (ii) на низьких частотах як

типовий фазово-тунельний діод з р-n-переходом [17]. Було показано, що здатність NiO/SnO_2 до випрямлення підходить для побудови ефективних рп-переходів і переходів Шотткі [17]. Відомо, що носії заряду n-типу в шарі SnO_2 накопичуються на межі розділу, утворюючи лист із високою провідністю, а полярні розриви на межах розділу допомагають генерувати та/або видаляти носії заряду [18]. Як метал було обрано Cr, оскільки він широко використовується для діодів МІМ та/або МІІМ через його властивості роботи виходу як електрода. Крім того, завдяки додаванню покриття NiO/SnO_2 збільшується асиметрія струму разом із загальною надійністю діода МІІМ [17]. Щоб отримати це, наноструктуровані багат шарові покриття $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ були виготовлені за допомогою електронно-променевого випаровування [19], і була проведена ретельна характеристика, включаючи зворотне розсіювання Резерфорда (RBS) і скануючу електронну мікроскопію (SEM). Для підтвердження використання покриттів у якості тунельних діодів МІІМ було виміряно провідність та IV характеристики.

Метод електронно-променевого (e-beam) випаровування використовувався для виготовлення наноструктурованих багат шарових покриттів $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ з використанням таких прекурсорів: Cr (99,99%, MERK, Міссурі, США), SnO_2 (99,99) %, MERK, Гладстон, Міссурі, США) і NiO (99,99%, GMA-ALDRICH, Сент-Луїс, Міссурі, США). Покриття випарювали на вапняно-натрієвому склі при кімнатній температурі. Коротко, 1 г гранул (Cr, SnO_2 , NiO відповідно) товщиною 10 мм готували за допомогою гідравлічного преса. Кожна гранула містила 0,95 г прекурсора та 0,05 г гелю полівінілового спирту (ПВС) як сполучну речовину. Щоб знизити високу власну в'язкість PVA, до PVA додавали деіонізовану воду та розчин перемішували протягом 3 годин при 90 °C. Згодом гранули поміщали в тигель (тиглі з Мо використовували, щоб уникнути будь-якого забруднення) під високим вакуумом (2×10^{-6} мбар) разом із вапняно-натрієвим склом. Перед осадженням проводили попереднє випарювання протягом 60 с для видалення будь-яких природних поверхневих оксидів [20].

Для профілювання елементного складу та глибини було проведено спектроскопію зворотного розсіювання Резерфорда (RBS) за допомогою тандемного прискорювача Pelletron на 5 MeV (pelletron 5UDH-2, NEC, Irving, TX, USA). Частинки (із середньою енергією 2 MeV) із геометрією Корнелла використовувалися для отримання спектру RBS та моделювали за допомогою SIMNRA (програмне забезпечення V6.05, доктор Матей Майєр, Інститут плазмофізики Макса Планка, Гарсінг, Гархінг-бай-Мюнхен, Німеччина). Морфологію поверхні аналізували за допомогою польової емісійної

скануючої електронної мікроскопії (FESEM, MIRA TESCAN, Мілан, Італія) із середньою прискорювальною напругою 20 кВ. Згідно з нашими попередніми звітами [21-25], струм-напруга (IV) реєструвалася двоточковим зондом DC-2 (вимірювач джерела Keithley серії 2600) з використанням пасти Ag із сіткою. подібна морфологія як струмоприймач при кімнатній температурі на покритті пристрою МІІМ. Як показано на рисунку 2.1 , обидва контакти були зроблені на поверхні зразка 50×50 мм. Значення ВАХ були отримані циклічним зміненням потенціалу від -3 В до $+3$ В зі швидкістю кроку $0,1$ В/с. Відмінності у вимірюваннях електропровідності не перевищували ± 5 %. Структурний аналіз багат шарового покриття $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ проводили за допомогою рентгенівського дифрактометра (XRD, Bruker D8 Discover, Бремен, Німеччина), оснащеного $\text{Cu K}\alpha$ в діапазоні 2θ від 10° до 80° при кімнатній температурі. температура.

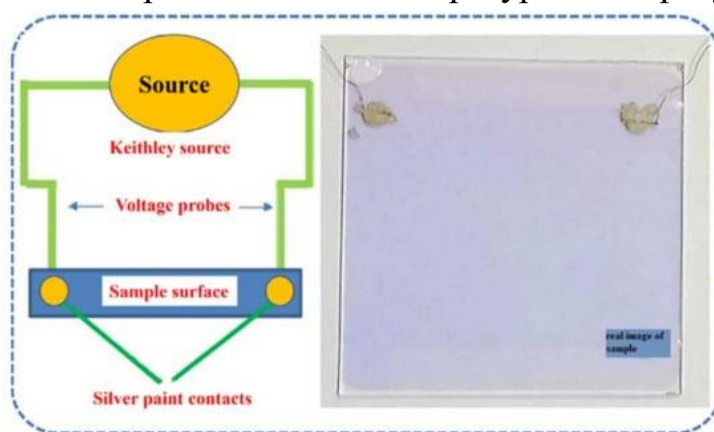


Рисунок 2.1 – Схема двозондового методу провідності з реальним зображенням зразка

Усі покриття (тобто Cr ; Cr/SnO_2 ; $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}$; $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$), нанесені на вапняно-натрієве скло, були фізично стабільними, тобто мали хорошу адгезію до основної основи. Простий тест стрічки підтвердив, що плівки зчепилися з підкладками, і на плівках не було виявлено відшарування, розшарування, тріщин або пухирів (як показано на рисунку 2.2).

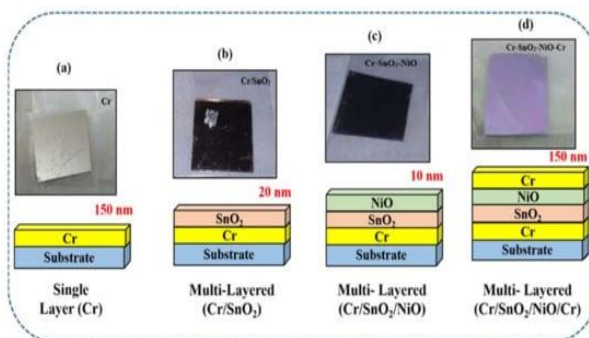


Рисунок 2.2– Схематичне зображення та ілюстративні фотографії (а) покриттів Cr , (б), Cr/SnO_2 , (в) $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}$ та (г) $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$

Схеми, ілюстрації та покриття показані на рисунку 2.2. Для приготування кінцевого наноструктурованого багат шарового покриття $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ була виконана наступна послідовність. Спочатку покриття Cr (рис. 2.2a; товщина ~ 150 нм, швидкість осадження $0,2$ нм/с) було нанесено на скляну підкладку. Згодом SnO_2 (рис. 2.2 b; ~ 20 нм, швидкість осадження $0,44$ нм/с), NiO (рис. 2.2 c; товщина ~ 150 нм, швидкість осадження $0,1$ нм/с) і Cr (рис. 2.2 d; ~ 150 нм товщина, швидкість осадження $0,2$ нм/с) були нанесені відповідно.

На рисунку 2.3 показана типова XRD-грама багат шарових плівок $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ (було виконано лише один зразок через обмежену доступність обладнання та часові обмеження). Можна помітити, що рисунок містить лише одну широку смугу/ореол, що свідчить про аморфність цих плівок. Крім того, з рентгенограми можна також зробити висновок, що розмір кристалітів може бути в діапазоні нанорозмірів.

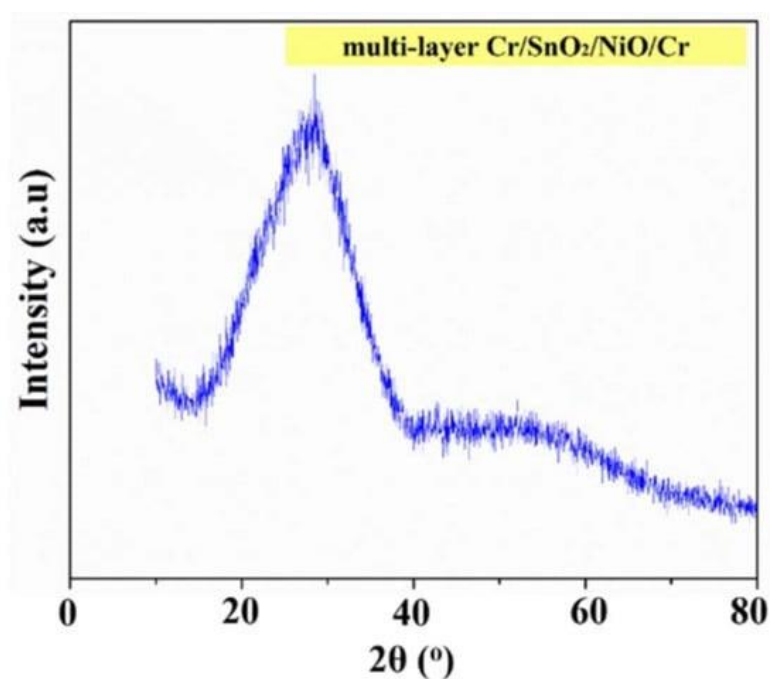


Рисунок 2.3 – Рентгенограма багат шарових покриттів $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$

Типові FESEM-зображення покриттів показано на рисунку 2.4. Усі покриття мають щільну та рівномірну поверхню без видимих тріщин або точкових отворів і хорошу адгезію (визначену методом тестування на стрічку) до базової основи. Крім того, рисунки ілюструють, що шари складаються з нанокристалів, які мають сферичну природу.

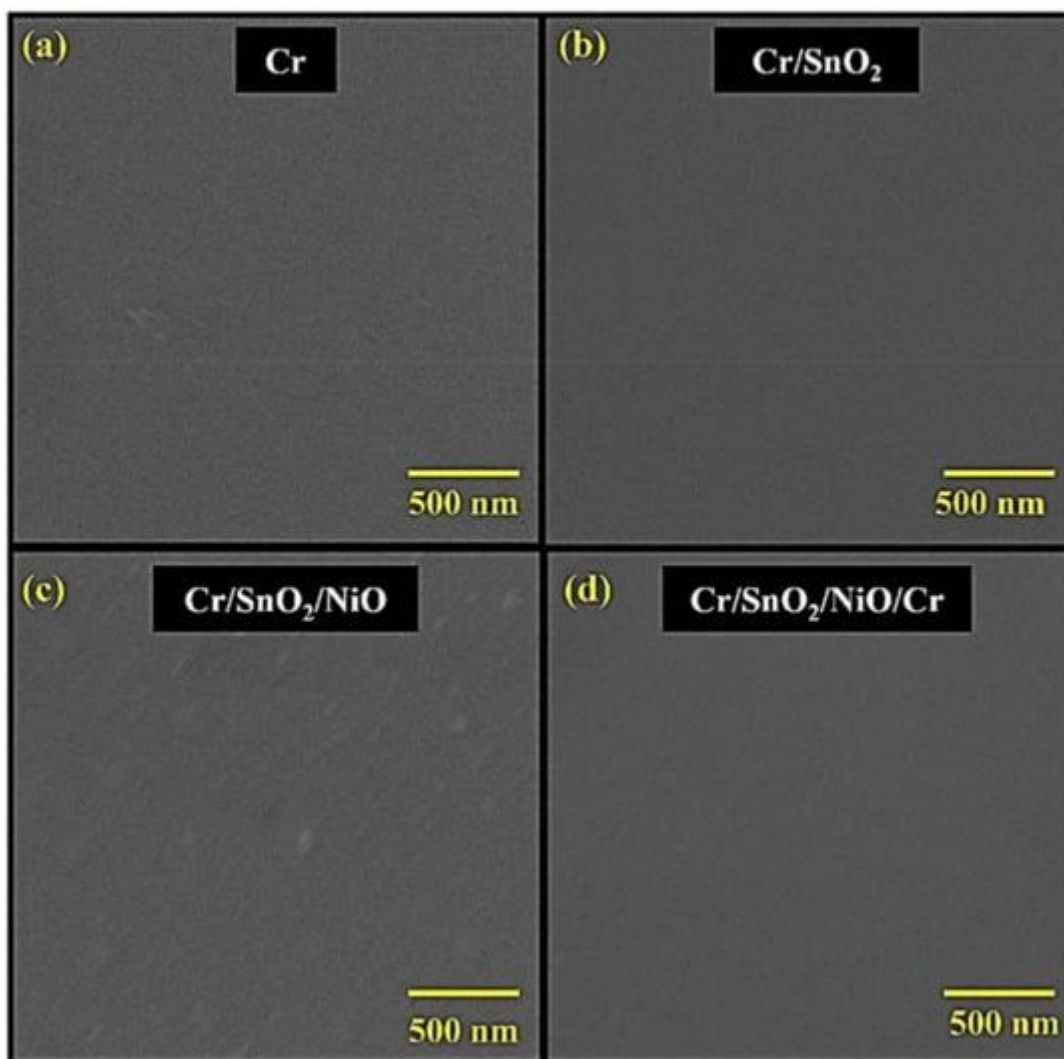


Рисунок 2.4 – FESEM-зображення покриттів (а) Cr, (б), Cr/SnO₂, (в) Cr/SnO₂/NiO і (д) Cr/SnO₂/NiO/Cr

Експериментальні та підібрані RBS-спектри підготовлених покриттів показані на рисунку 2.5. Для моношару Cr у спектрах RBS був визначений єдиний пік, що представляє Cr (рис. 2.5 а). Запланована товщина (150 нм, теоретичні розрахунки) покриття Cr не була досягнута, але було визначено збільшення товщини до ~190 нм (експериментально). Це пов'язано з обмеженнями моніторингу кристалічного кварцу під час осадження [29]. Аналіз концентрації елементів визначив 60 мас.% Cr і 40 мас.% O. Відносно велика кількість O походить від основного субстрату. У двошаровому покритті Cr/SnO₂ (рис. 2.5 б) з'явилися два основних піки. Пік Sn з'явився у більш високому каналі порівняно з піком Cr. Це пояснюється підвищеним кінематичним фактором для Sn (0,9677) порівняно з кінематичним фактором Cr (0,9259). Два піки представляють утворення двошарової структури в покритті Cr/SnO₂, як показано на рисунку 2.2б. Для Cr і SnO₂ отримано товщину ~190 нм і ~20 нм. Спектр RBS тришарового покриття Cr/SnO₂/NiO

(товщина $\sim 190/\sim 20/\sim 10$ нм) показано на рисунку 2.5 с. Три основні піки, від вищого до нижнього каналу, представляють Sn (кінематичний фактор 0,9677), Ni (кінематичний фактор 0,9341) і Cr (кінематичний фактор 0,9259), відповідно. Нарешті, RBS-спектри чотиришарового покриття $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ (товщина $\sim 190/\sim 20/\sim 10/\sim 150$ нм) показані на рисунку 2.4d. Спектр тетрашару подібний до спектру тришарового завдяки подібному складу покриттів. Загалом у всіх покриттях було отримано товщину, стехіометрію та шарувату структуру, що має вирішальне значення для застосування в МІМ.

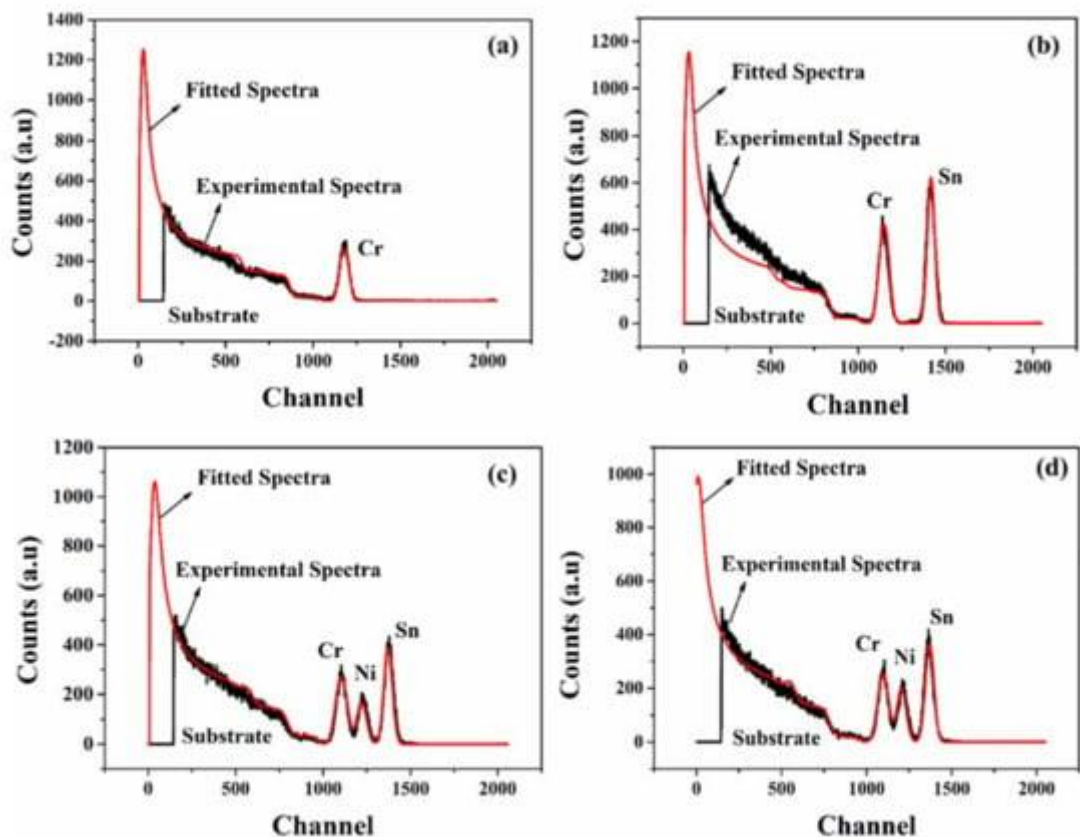


Рисунок 2.5 – Експериментальний і підігнаний RBS-спектри покриттів (а) Cr, (б), Cr/SnO_2 , (в) $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}$ і (д) $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$

Електричні властивості вимірювали за допомогою методу 2-точкового зонда, а опір і провідність згодом розраховували за такими рівняннями (Рівняння (1) і (2)) [29-35]:

$$\rho \text{ (resistivity)} = R \text{ (resistance)} \times t \text{ (thickness)}$$

$$\sigma \text{ (conductivity)} = 1 / \rho$$

Провідність покриттів зображена на рисунку 2.6 . Провідність моношарового покриття Cr становила $7,45 \times 10^4 \text{ (Ом-см)}^{-1}$, що подібно до

електропровідності чистого Cr з товщиною 200 нм ($6,4 \times 10^4$ (Ом-см) $^{-1}$ і 400 нм ($6,8 \times 10^4$ (Ом-см) $^{-1}$), відповідно, у цьому дослідженні провідність трохи вища, що може бути пов'язано з гладким і рівномірним покриттям, яке вже представлено аналізом RBS і мікрофотографіями SEM порівняно з попередніми дослідженнями. $\Omega\text{-cm}^{-1}$ Це пов'язано з низькою провідністю SnO_2 порівняно з Cr покриття товщиною від 60 до 300 нм мають провідність $4,3 \times 10^{-1}$ (Ом-см) $^{-1}$ і додатково знижуються в більш тонких покриттях спостерігається в тришаровому Cr/ SnO_2 /NiO внаслідок додавання NiO. Дійсно, тонкі покриття NiO (>10 нм) мають провідність $0,01063 \times 10^{-3}$ ($\Omega\text{-m}$) $^{-1}$. У тетрашарі Cr/ SnO_2 /NiO/Cr значне збільшення провідності до $2,617 \times 10^3$ ($\Omega\text{-cm}$) $^{-1}$ було визначено. Раптове збільшення провідності зумовлене металевою природою Cr. Дійсно, E_{BG} Cr є вузьким (наближається до нуля), і електрони можуть ефективно переходити з валентної зони в зону провідності.

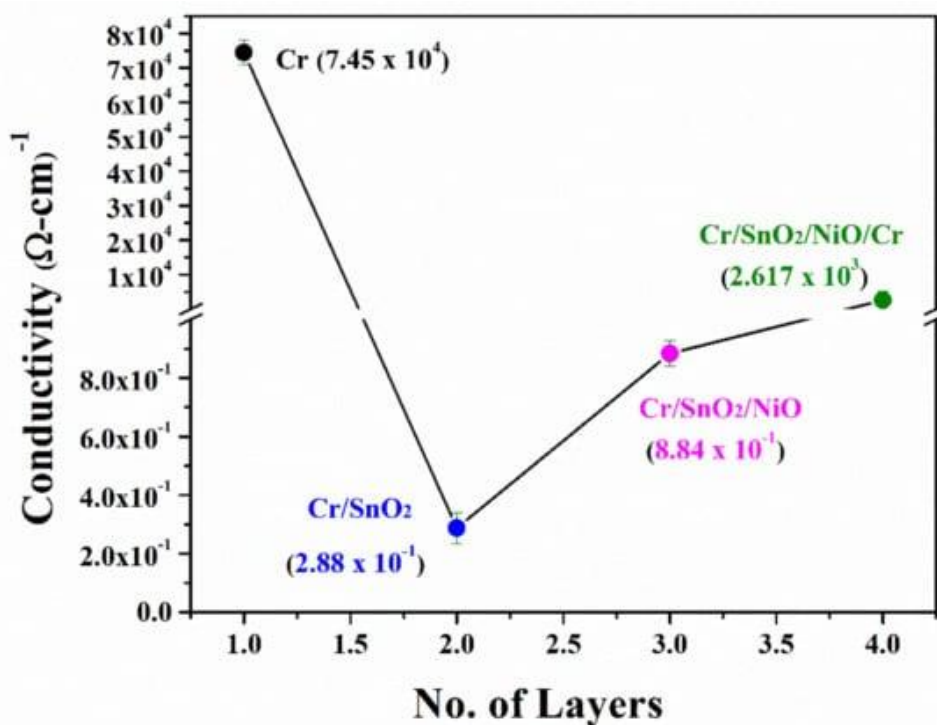


Рисунок 2.6 – Електропровідність покриттів Cr, Cr/ SnO_2 , Cr/ SnO_2 /NiO і Cr/ SnO_2 /NiO/Cr

Тим не менш, при обговоренні загальної провідності нашого пристрою МІМ (тобто чотиришарового Cr/ SnO_2 /NiO/Cr) необхідно враховувати кілька аспектів. Загалом, кілька аспектів впливають на провідність матеріалу, включаючи температуру та природу напівпровідника. Окрім цих важливих параметрів, важливим фактором є товщина та шорсткість поверхні покриття. Зі зменшенням шорсткості поверхні підвищується гладкість покриття з

дефектами і змінами деформацій, які перешкоджають транспорту електронів, тобто збільшують питомий опір і зменшують провідність. З іншого боку, чим товщі покриття, тим менше воно проводить. Ці сміливі твердження підтверджуються нашими експериментальними даними, які показали зниження провідності тетрашару $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ порівняно з моношаром Cr . Це пов'язано з розсіюванням електронів на Cr/SnO_2 Інтерфейс $/\text{NiO}/\text{Cr}$, де два ізоляційних покриття (SnO_2 і NiO) розміщені між двома металевими (Cr і Cr).

Нарешті, оцінено ВАХ чотиришарових покриттів $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$. Як показано на рисунку 2.7, спостерігалася нелінійна та асиметрична поведінка при прикладеному змiщенні $<1,5$ В з максимумом нелінійності $2,6 \text{ В}^{-1}$ і максимальною чутливістю $9,0 \text{ В}^{-1}$ у точці зсуву постійного струму. Загалом для діодів МІІМ дуже важливо мати значну нелінійність, щоб отримати значний відгук. Як широко повідомлялося [39], максимальна чутливість досягала 5 В^{-1} при >1 В. Представлена нами конструкція діодів МІІМ підвищила чутливість приблизно в 1,8 рази, і причина цього полягає в наступному.

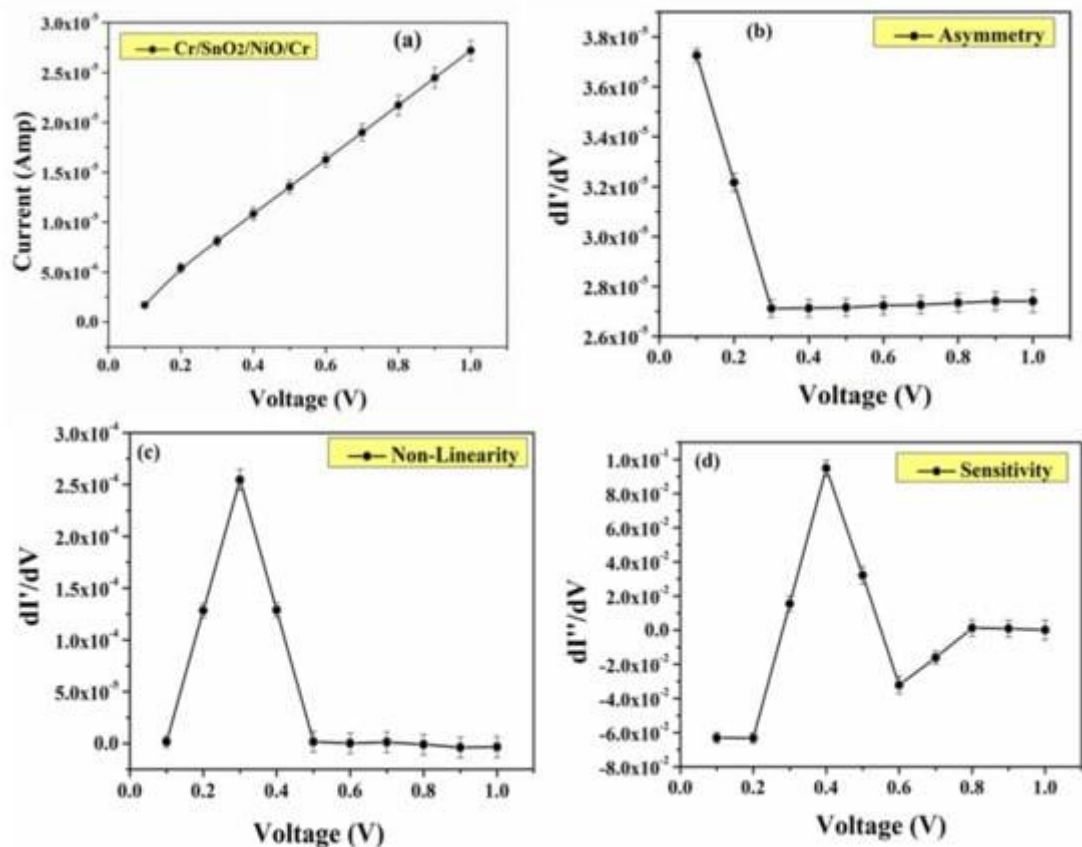


Рисунок 2.7 – ВАХ пристрою МІІМ ($\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$) (а). Асиметрія (б), нелінійність (с) і чутливість (д) були отримані на основі значень IV

За рахунок використання металевих електродів з різницею роботи виходу забезпечується підвищена нелінійність. Це вказує на те, що механізм провідності зумовлений тунелюванням електронів через тонкий ізоляційний шар (тут SnO_2 і NiO товщиною 20 нм і 10 нм відповідно). Завдяки додаванню двох різних ізоляційних шарів між двома металевими шарами (МІІМ) було досягнуто значного підвищення продуктивності порівняно з широко використовуваним МІМ. Випрямні характеристики діода МІІМ, що містить SnO_2 , NiO та Cr , були проаналізовані з точки зору лінійності та асиметрії та визначеної сумарної напруги включення вимірювань струм-напруга (IV). За цими характеристиками було оцінено роботу відповідного діода МІІМ на основі покриттів $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$. Причини такого оптимального складу покриттів описано у Вступі, тобто кожен із компонентів має унікальні та відповідні властивості для загальної ефективності діода. Таким чином, представлене чотиришарове покриття $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ є ефективним для застосування в діодах МІІМ.

2.2 Резонансне тунелювання та міжпідзонні оптичні властивості напівпровідникових гетероструктур ZnO/ZnMgO : вплив легування та зміни шарової структури

Гетероструктури на основі ZnO є перспективними кандидатами на терагерцові (ТГц) оптоелектронні пристрої, в основному завдяки їхнім вродженим властивостям матеріалу. Значна енергія LO-фононів ZnO відіграє ключову роль у пом'якшенні термічно викликаного розсіювання LO-фононів, потенційно значно підвищуючи температурні характеристики квантових каскадних лазерів (QCL). У цій роботі ми обчислюємо електронну структуру та поглинання множинних напівпровідникових квантових ям (МКЯ) ZnO/ZnMgO та вольт-амперні характеристики неполярних двобар'єрних резонансних тунельних діодів (RTD) ZnO/ZnMgO у м-площині. І MQW, і RTD розглядаються тут як два будівельних блоки QCL. Ми показуємо, як легування, відсоток Mg і товщина шару впливають на поглинання MQW при кімнатній температурі. Ми підтверджуємо, що в режимі високих концентрацій легування необхідно враховувати повну квантову обробку, яка включає ефект зсуву деполяризації, оскільки він зміщує пікову енергію поглинання в середньому інфрачервоному діапазоні на кілька десятків меВ. Крім того, ми також зосереджуємося на продуктивності RTD для різних змін параметрів і робимо висновок, що для максимізації відношення пік-до-впадини (PVR) оптимальна щільність легування аналізованого $\text{ZnO}/\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$ двобар'єрного RTD повинна бути

приблизно 10^{18} cm^{-3} – $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, в той час як оптимальна товщина бар'єру повинна бути 1,3 нм, з мольною часткою Mg ~9%.

Попит на матеріали, адаптовані до середнього інфрачервоного (MIR) і терагерцового (THz) спектральних діапазонів, зростає, що призводить до зростання кількості застосувань [41, 55]. У цих діапазонах спектру напівпровідникові матеріали [56], особливо напівпровідникові гетероструктури та надгратки (SL), представляють цікавий шлях для дослідження та регулювання квантового транспорту носіїв та оптичних переходів як у джерелах випромінювання, так і в детекторах [57-63]. У матеріалознавстві SL зазвичай позначає періодичне розташування матеріалів, що чергуються. Після нещодавнього прогресу в ближньому інфрачервоному спектральному діапазоні, напівпровідникові SL-структури є перспективними для розширення інноваційних можливостей у областях MIR і THz [60]. Крім того, сучасні методи епітаксійного росту, які використовуються для створення квантових каскадних лазерів, створюють висококонкурентну технологію для діапазонів MIR і THz [57].

Крім того, лінійні та нелінійні оптичні властивості в квантових гетероструктурах, таких як SL і квантові ями на основі широкозонних оксидних напівпровідників, є центром дослідження через їх потенційне застосування в оптоелектроніці, такій як QCL [1-5] і RTD [30]. Властивості цих пристроїв базуються на двох квантових явищах: електронному конфайнменті та тунелюванні. Міжпідзонні переходи (ISBT) зазвичай є колективними ефектами, які включають велику щільність електронів взаємодіючих частинок, і найважливішим проявом цього колективного характеру є те, що за наявності електромагнітного випромінювання на кожен електрон впливає ефективне поле, індуковане збудженням інших електронів, що називається полем деполяризації [52].

ККЛ на основі GaAs є найперспективнішими пристроями, що випромінюють в терагерцовому діапазоні частот, але вони не зазнали значних удосконалень за останні роки і все ще обмежені роботою при низьких температурах (~260 K) [53]. Вони принципово обмежені електронно-поздовжньо-оптичним (LO) фононним резонансом близько 36 меВ у GaAs, що спричиняє паразитне безвипромінювальне зменшення населення верхнього лазерного рівня при кімнатній температурі. Рекордна продуктивність 260 K була встановлена завдяки зміні парадигми в проектуванні структур за межі резонансної енергії LO-фононів [54], однак фундаментальна межа полягає в безвипромінювальному розсіюванні електронів-LO-фононів між рівнями генерації [55], і це можна пом'якшити, лише використовуючи матеріальні системи з більшою резонансною енергією

ЛО-фононів. Перспективні альтернативні напівпровідники для вирішення цієї проблеми включають нові матеріальні системи, такі як оксиди цинку (ZnO) з їх більшою енергією ЛО-фононів (~ 72 меВ) [56]. ZnO з гексагональною структурою вюрцита в даний час з'являється як перспективний прямозонний широкозонний напівпровідник II–VI для його використання у фотонних пристроях, таких як світлодіоди, сонячні елементи, тонкоплівкові транзистори та інші гетероструктури [57]. Висока резонансна електрон-ЛО-фононна енергія в сполуках на основі ZnO є лише однією з важливих корисних властивостей, а їхня велика заборонена зона, високий зсув зони провідності та стійкість до електричного пробоя є іншими важливими перевагами [58]. Крім того, перспективні лазери на основі ZnO можуть охоплювати діапазон частот випромінювання 5–12 ТГц [59], важливий діапазон, важливий для виявлення та формування зображень вибухових речовин, який не може бути охоплений стандартними ТГц QCL на основі GaAs. Нещодавно досягнутий прогрес у вирощуванні неполярних м-площинних гетероструктур на основі ZnO з низькою щільністю дефектів [47] відкриває перспективу для демонстрації уніполярних структур на основі ZnO, здатних працювати при підвищеній або навіть кімнатній температурі.

Значна енергія оптичних фононів у структурах на основі ZnO повинна сприяти інверсії населеності для ISBT з енергією значно нижчою за енергію оптичних фононів [47]. Незважаючи на значні досягнення у відтворюваності та стабільності р-допування ZnO, це залишається значною проблемою, яка сильно обмежує розробку цього широкозонного оксидного напівпровідника для біполярних електричних пристроїв [47]. Тим не менш, можливо використовувати гетероструктури на основі ZnO для однополярних пристроїв (тільки з легуванням n-типу), таких як RTD, інфрачервоні фотодетектори з квантовими ямами та квантові каскадні детектори або лазери [47]. Щоб освоїти виготовлення квантових каскадних структур на основі ZnO, високоякісне епітаксійне зростання є вирішальним у поєднанні з добре контрольованим процесом виготовлення, включаючи (вибіркове) травлення Zn(Mg)O та осадження омічних контактів з низьким опором. В. Сіркелі та ін. повідомили про чисельне дослідження негативного диференціального опору в неполярних m-площині ZnO/ZnMgO THz RTD з подвійними та потрійними квантовими бар'єрами [58]. Вони показали, що шляхом оптимізації конструктивної структури RTD, матеріалу складового шару, його ширини та рівня легування можна досягти рівня вихідної потужності терагерцових випромінювань цих пристроїв у мВт при кімнатній температурі [58]. Лю та ін. досліджував міжпідзонне поглинання ТГц у структурах зі ступінчастою квантовою ямою на основі матеріалів

ZnO/ZnMgO при 77 K [59]. Нещодавно Meng et al. продемонстрував першу міжпідзонну електролюмінесценцію від неполярних м-площинних структур ZnO QC [45].

У цьому підрозділі ми чисельно досліджуємо різні комбінації ZnO/ZnMgO багатоквантових ям і резонансно-тунельних структур, щоб проаналізувати чутливість положення та величини піку міжпідзонного поглинання та співвідношення пік-долина тунельного струму на моношарова шарова структура, флуктуація складу магнію та зміна щільності легування.

2.3 Математична модель

Ми починаємо з рівняння Шредінгера одновимірної огинаючої функції ефективної маси

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi_i(z)}{dz} + U_{eff}(z)\psi_i(z) = E\psi_i(z), \quad (2.1)$$

де $\psi_i(z)$ – огинаюча хвильова функція; E – власне значення енергії електрона; m^* – ефективна маса електрона; $U_{eff}(z)$ – повна ефективна потенціальна енергія, яка виражається наступним чином

$$U_{eff}(z) = U_c(z) - e\varphi(z) + U_{xc}(z) - eFz \quad (2.2)$$

де U_c – край зони провідності гетероструктури, F – прикладене зовнішнє електричне поле та $\varphi(z)$ – електростатичний потенціал. U_{xc} є локальним обмінно-кореляційним потенціалом. Структура смуги ZnO вказує на дуже високі сусідні долини, як показано, наприклад, у [50], де більш високі мінімуми долини будуть $\sim 1,5$ – 2 еВ над долиною G; таким чином, ми очікуємо, що ефекту змішування смуг не буде або буде дуже мало. Тому використання односмугової моделі ефективної маси огинаючої функції тут є виправданим.

Повна ефективна потенціальна енергія залежить від огинаючої функції в напівпровідниковій гетероструктурі, і систему рівнянь Шредінгера–Пуассона потрібно розв’язувати самоузгоджено. Електростатичний потенціал рівняння Пуассона виглядає наступним чином

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = \frac{e}{\epsilon(z)} (n(z) - N_D(z)), \quad (2.3)$$

де, як і вище, $\varphi(z)$ електростатичний потенціал, $\varepsilon(z)$ діелектрична проникність і $ND(z)$ – концентрація допінгу. Таким чином, у напівпровідниковій гетероструктурі на основі MQW енергії зв'язаних електронів можна розрахувати повністю квантово-механічним шляхом, а густина електронів $n(z)$ надається таким чином

$$n(z) = \sum_i N_{s,i} |\psi_i(z)|^2, \quad (2.4)$$

де $N_{s,i}$, i N_s , – щільність листового носія, що відповідає i -й зв'язаний стан електрона, який визначається наступним чином

$$N_{s,i} = \frac{m_{ti} k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + e^{\frac{E_F - E_i(0)}{k_B T}} \right) \quad (2.5)$$

У наведеному вище рівнянні E_F є енергія Фермі, $E_i(0)$ – енергія квазізв'язаного стану для нульового поперечного хвильового вектора ($k_t = 0$), k – постійна Больцмана, а T – абсолютна температура кристалічної решітки m_t поперечна маса, визначена таким чином

$$\frac{1}{m_{ti}} = \int \psi_i^*(k_t = 0) \frac{1}{m^*(z)} \psi_i(k_t = 0) dz. \quad (2.6)$$

У кінцевозонних напівпровідниках непараболічність зазвичай характеризується енергозалежною ефективною масою [51]. Тут це вважається слабким ефектом, оскільки воно повинно бути досить близько до краю смуги з обмеженим проміжком. Матеріальна система, яку ми розглядаємо в цій роботі, має широкий енергетичний розрив; таким чином, непараболічністю смуги можна знехтувати.

У квантових гетероструктурах на основі потенційних бар'єрів, таких як резонансні тунельні структури, усі енергетичні рівні електронів належать до безперервного спектру, а резонансні електронні стани можна кількісно визначити за допомогою коефіцієнта тунелювання, $\tau(E)$. Якщо електричне поле (тобто напруга на клемі) F прикладено до структури, густину струму можна розрахувати за допомогою формули Есакі–Цу [54]. Цей спрощений підхід передбачає когерентну картину електронного тунелювання,

використовуючи наближення, згідно з яким на транспорт електронів не впливають ефекти розсіювання, що порушують фазову когерентність [46]. Ця транспортна модель носія зазвичай використовується для характеристики резонансних тунельних структур на основі різних матеріальних систем [54]. На основі цих припущень густину струму в тунельній структурі можна розрахувати наступним чином

$$J = \frac{ek_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} m^* \tau(E) \ln \left[\frac{1 + e^{\frac{E_F - E}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{E_F - E - eV_R}{k_B T}}} \right] dE \quad (2.7)$$

де для еталонного рівня $E_c = 0$, можна використовувати мінімуми зони провідності; $\tau(E)$ – коефіцієнт пропускання (тобто тунелювання); E_F – енергія Фермі у високолегованому емітері резонансно-тунельної структури; V_R є падіння потенціалу через структуру (таке, що

$$V_R = F \times \text{lenght of resonant structure})$$

m^* – ефективна маса матеріалу свердловини. Енергія Фермі, E_F , розраховується тут із використанням статистики Фермі–Дірака у високолегованому емітері/колекторі, припускаючи, що всі донори іонізовані, тобто концентрація електронів в емітері/колекторі становить $n = ND$ [57]. Величина густини струму (отримана з цієї когерентної моделі транспорту електронів) не враховує інші фактори, що впливають на загальний струм, такі як струм розсіювання та термоелектронний струм; таким чином, лише відносні тенденції в переносі носія та можливу негативну поведінку питомого диференціального опору можна визначити та передбачити в перспективному експерименті. Ми також можемо виразити електронну густину в резонансній тунельній структурі наступним чином [54]

$$n(z) = \frac{k_B T}{2^{\frac{3}{2}} \pi^2 \hbar^3} \int_{E_c}^{\infty} |\psi(z, E)|^2 (m^*)^{\frac{3}{2}} E^{-\frac{1}{2}} \ln \left[1 + e^{\frac{(E_F - E)}{k_B T}} \right] dE + \frac{k_B T}{2^{\frac{3}{2}} \pi^2 \hbar^3} \int_{E_c - eV_R}^{\infty} |\psi(z, E)|^2 (m^*)^{\frac{3}{2}} E^{-\frac{1}{2}} \ln \left[1 + e^{\frac{(E_F - E - eV_R)}{k_B T}} \right] dE \quad (2.8)$$

У структурі з кількома квантовими ямами підбар'єрні енергетичні спектри в хорошому наближенні можна вважати дискретними. Енергії та хвильові функції зв'язаних станів, знайдені за допомогою розв'язувача Шредінгера–Пуассона, далі використовуються для розрахунку оптичного

поглинання, $A(\omega, \hbar)$, для міжпідзонних переходів. У одночастинковій картині коефіцієнт поглинання [38] розраховується наступним чином:

$$\alpha_{2D,s}(\omega) = C_s \sum_{\alpha} f_{\alpha} \Delta N_{\alpha} L(\omega - \omega_{\alpha}), \quad (2.9)$$

де C_s – константа, f_{α} – сила осцилятора переходу α і $L(\omega - \omega_{\alpha})$ є лоренціаном з центром у частоті міжпідзонного переходу, ω_{α} .

У ситуації, коли одна підсмуга зайнята, спостерігається сине зміщення піку поглинання (відносно частоти переходу), що відповідає збудженню колективної моди системи, яка називається міжпідзонним плазмоном [32]. У випадку, коли обмежені рівні в квантовій ямі розташовані близько один до одного і більш ніж один з них заселений електронами, одночасно відбувається кілька міжпідзонних переходів, що призводить до оптичного спектру, який складається з одного резонансу, енергія якого повністю відрізняється від голі міжпідзонні переходи. Резонанс відповідає збудженню колективної моди системи, багатопідзонного плазмону, що є результатом синхронізації фаз усіх різних міжпідзонних переходів. Багатопідзонні плаزمони були предметом інтенсивних досліджень протягом останнього десятиліття [58] і виявилися чудовою платформою для дослідження надсильного зв'язку збуджень світла та матерії в оптичній порожнині. Багатопідзонний плазмон можна уявити як хвилю зарядової щільності, де колективний диполь коливається вздовж напрямку зростання квантової ями (вісь z), тоді як плазмон поширюється в площині квантової ями (площина xy) з характерним хвильовим вектором у площині [59].

Коефіцієнт поглинання можна розрахувати шляхом інтегрування всіх густин струму, пов'язаних з різними багатопідзонними плазмонами

$$\alpha_{2D,m}(\omega) = C_m \sum_n \frac{1}{W_n} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} J_n(z) dz \right|^2 L(\omega - W_n) = C_m \sum_n W_n F_n L(\omega - W_n), \quad (2.10)$$

де C_m – константою, $W_n F_n$ – ефективною силою осцилятора для n -го багатопідзонна плазмонна мода, а L – лоренціаном (або гауссовим) з центром на багатопідзонній плазмонній частоті, W_n . Кожна ефективна сила осцилятора є результатом внеску всіх оптично активних міжпідзонних плазмонів. Вони зважені різними величинами, пов'язаними з окремими переходами, такими як елементи дипольної матриці або частоти переходів.

Вони також залежать від зв'язку між підзонними плазмонами, який входить через власні вектори матриці, M . Зв'язок між підзонними плазмонами призводить до перерозподілу амплітуди поглинання від міжпідзонних переходів до багатопідзонних плазмонних мод. Загальне поглинання задовольняє збереження повної ймовірності переходу

$$\sum_{\alpha} \omega_{\alpha} |z_{\alpha}|^2 \Delta N_{\alpha} = \sum_n W_n F_n. \quad (2.11)$$

де z_{α} являє собою дипольний матричний елемент переходу α .

2.4 Структура з кількома квантовими ямами

У першій частині цього розділу ми порівнюємо результати моделювання оптичного поглинання ISBT в аналогах структури з кількома квантовими ямами з результатами структури, представленої в [46], яка може служити одним періодом в активній області QCL. Матеріалом лунки був ZnO, тоді як бар'єрним матеріалом був $\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$. Структура була вирощена на неполярній m -площині підкладці ZnO. Появу тріщин в епітаксiальному шарі, вирощеному на невідповідній підкладці, наприклад $(\text{Zn}, \text{Mg})\text{O}$ на ZnO, можна передбачити за допомогою критерію критичної товщини, як наведено в Посиланні [60]. Критична товщина визначається як максимальна товщина, яку можна збільшити до зародження першої тріщини в шарі. Виявляється, для зразків ТГц каскадних пристроїв (які мають низький діапазон вмісту магнію) релаксація на m -площині не була проблемою, оскільки критична товщина для 15% магнію перевищує 1 мкм, що дозволяє рости ТГц каскадних пристроїв, виготовлених з m -площини ZnO та $(\text{Zn}, \text{Mg})\text{O}$ без дефектів. З іншого боку, реалізація ККЛ в ІЧ-діапазоні за допомогою m -площини неможлива, оскільки вміст Mg вище, а отже, критична товщина значно зменшується.

Температура $T = 300 \text{ K}$ і робоче зовнішнє електричне поле $F = 73 \text{ kV/cm}$ були встановлені для всіх симуляцій. На рис.2.8 зображено зонну діаграму провідності структури. Ефективні маси в свердловині та бар'єрі приймалися рівними, читаючи як $m^* = 0,28 m_0$. Ефективні маси квантових ям і бар'єрів були прийняті такими ж, як маса полярону ZnO, надана в [61] через сильну взаємодію між електронами та фононами в цьому високоіонному матеріалі. Припущення про однакові ефективні маси в ямі та бар'єрі не призвело до

значної похибки, оскільки вміст Mg було прийнято рівним приблизно 12%, що призвело до зсуву зони провідності ~ 200 меВ.

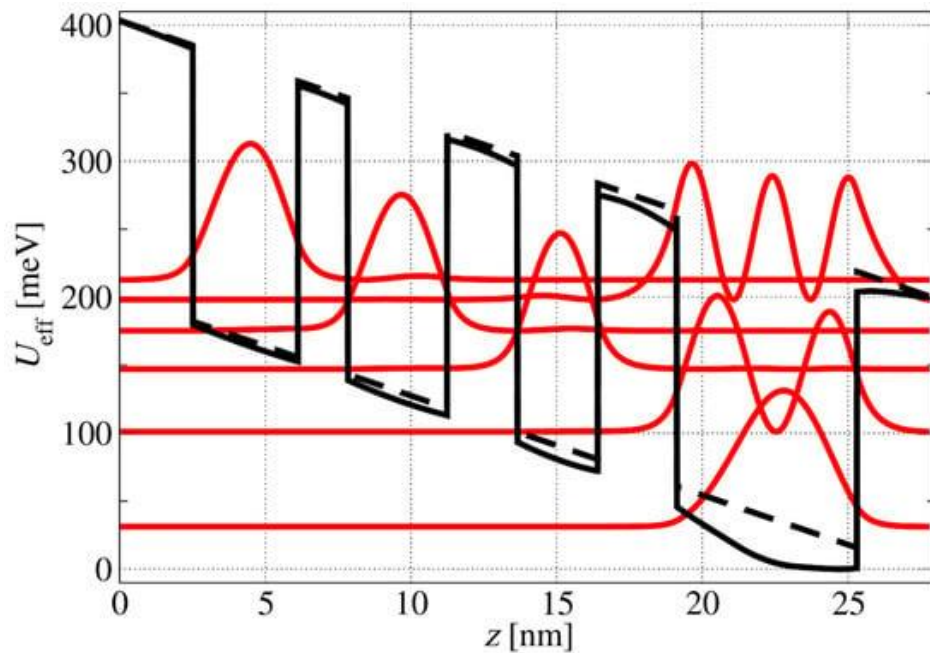


Рисунок 2.8 – Зона провідності структури $\text{ZnO}/\text{Zn}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{O}$ з кількома квантовими ямами в прикладеному електричному полі. Послідовність шарів структури в нанометрах, зліва направо, становить **2,5 / 3,6 / 1,7 / 3,4 / 2,4 / 2,75 / 2,7 / 6,15 / 2,5**, де бар'єри виділено жирним шрифтом, а нежирним шрифтом позначено лунки ZnO.

Центр (2,05 нм) лунки 6,15 нм (підкреслено) легований Ga для $ND = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Суцільними червоними лініями позначені пов'язані стани та відповідні їм квадрати хвильових функцій. Пунктирні чорні лінії показують ефективну потенційну енергію без ефекту легування свердловини, тоді як суцільні чорні лінії відносяться до випадку, коли враховуються ефекти легування.

Зсув зони провідності розраховується як $\Delta E_c = 0,675 \Delta E_g$ [61], де ΔE_g це різниця в забороненій зоні між двома напівпровідниками в контакті та обчислюється як 25 меВ, помножене на % Mg у бар'єрі.

На рисунку 2.9 показано, що розрахований пік поглинання для значень помірного легування Ga ($ND = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) становила приблизно 70 меВ. Різниця між одно- та багатопідзонними плазмонними зображеннями становила лише пару меВ. Для порівняння, для великих значень легування Ga ($ND = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), ми помітили, що на зображенні з одним плазмоном пік поглинання становив приблизно 100 меВ, тоді як на зображенні з багатопідзонним плазмоном пік становив

близько 170 меВ, що представляє значну різницю, показуючи, що ефект зсуву деполяризації не може не враховувати. Чим більше ми збільшували допінг, тим більш вираженим ставав зсув деполяризації. Це також показано на рисунку 2.10, на якому енергія, що відповідає піку поглинання, зображена як функція щільності легування. На вставці на рис. 2.10 показана залежність коефіцієнта поглинання від щільності легування.

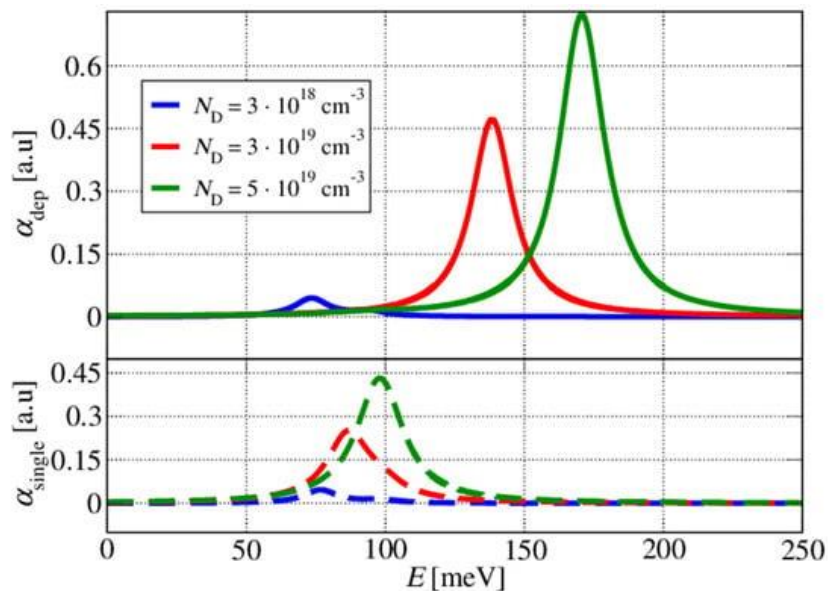


Рисунок 2.9 – Міжпідзонні спектри поглинання для різних значень легування широкої ями в структурі. На верхній діаграмі показані спектри поглинання з деполяризаційним зсувом, а на нижній – спектри поглинання, розраховані для одноплазмонної картини

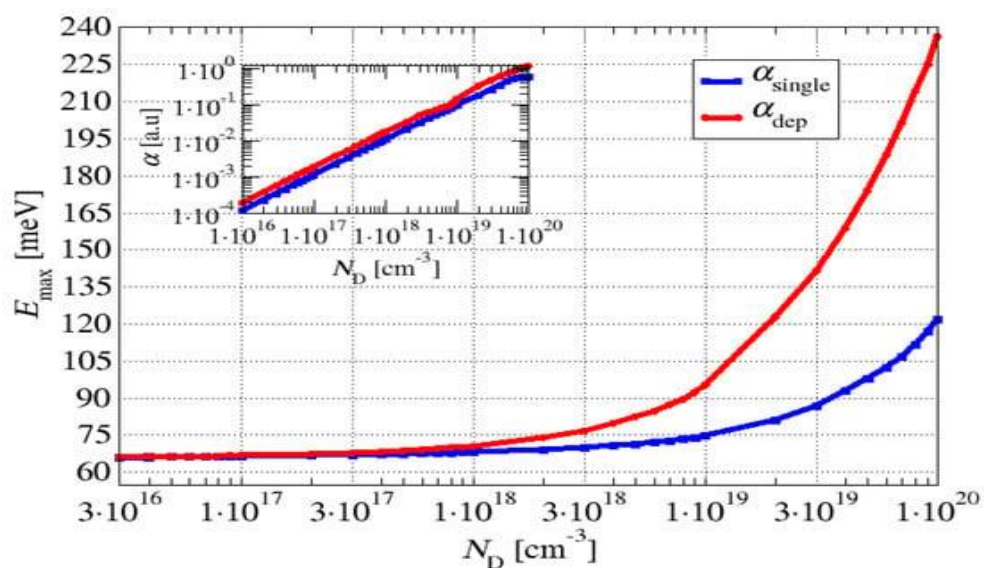


Рисунок 2.10 – Пікова енергія поглинання як функція густини легування широкої ями в структурі

Синя лінія позначає одноплазмонну картину, тоді як червона лінія показує результати повної квантової обробки, яка необхідна для більш високих концентрацій легування. На вставці показано зміну величини піку коефіцієнта поглинання як функцію легування широкої ями.

На малюнках 2.11 і 2.12 ми показуємо розраховане поглинання для великої концентрації легування $ND = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, що враховує поле деполяризації, тобто в повній багатопідзонно-плазмонній картині. Зміна зсуву зони провідності (СВО) шляхом зміни відсотка Mg у бар'єрних шарах від 10% до 14% із кроком 1% призвела до зміщення спектрів поглинання, як показано на рисунку 2.11. Пікова енергія поглинання зсувалася у червоний колір із збільшенням процентного вмісту Mg у бар'єрі. Вплив невеликих коливань ширини легованої ями з кроком $\pm 2,5 \text{ \AA}$ на спектри поглинання показано на рисунку 2.12. Збільшення ширини лунки зміщує спектри поглинання в блакитний колір.

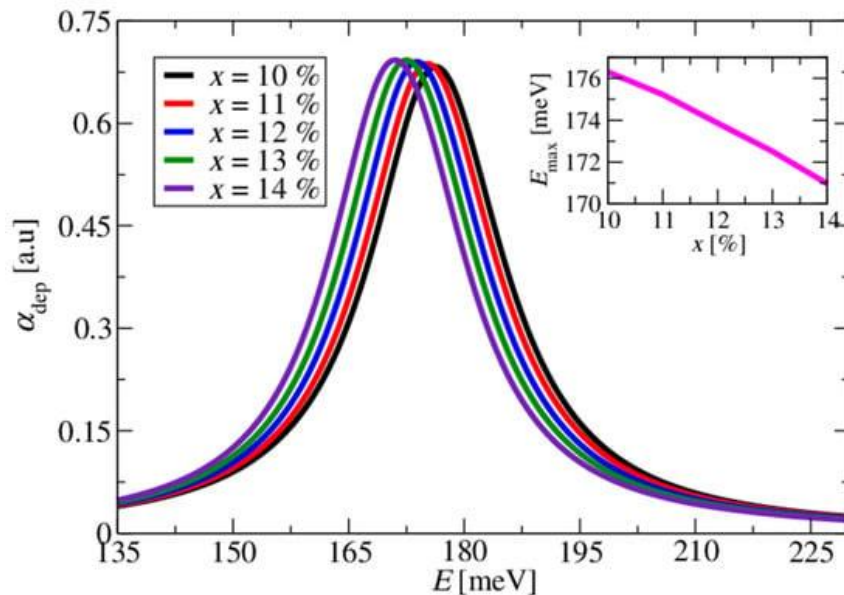


Рисунок 2.11 – Спектри поглинання для різних значень складу магнію в бар'єрних шарах

Щільність легування широкої ями встановлювалася рівною $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ – $35 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, а температура решітки $T = 300 \text{ K}$ використовувалася в усіх моделюваннях. На вставці показано енергію, яка відповідає положенню піку спектра поглинання, як функцію складу Mg у бар'єрних шарах. Зі збільшенням процентного вмісту Mg пік спектру поглинання зміщувався приблизно на 5 меВ.

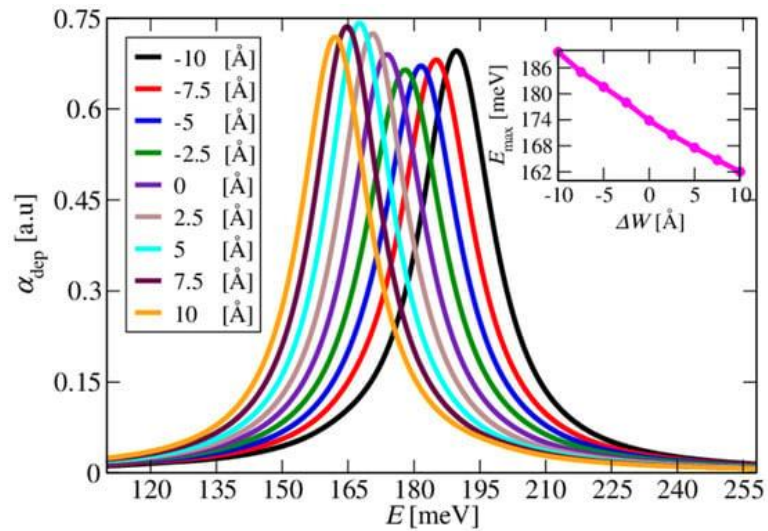


Рисунок 2.12 – Розширення ширини ями зміщує спектри поглинання в червоний колір. На вставці показана пікова енергія поглинання як функція зміни ширини лунки, ΔW

2.5 Резонансні тунельні структури

У цьому підрозділі ми зосередимося на резонансних тунельних структурах. У першому наборі розрахунків ми аналізуємо двобар'єрну резонансну тунельну структуру ZnO/ZnMgO у неполярній *m*-площині, щоб дослідити вплив флуктуації товщини шару та вплив варіації щільності допування на характеристики резонансного тунелювання структури. Перша проаналізована структура мала квантову яму ZnO товщиною 6 нм, оточену двома бар'єрами $\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$, товщиною 2 нм кожен. Товщина шарів і склад магнію в бар'єрних шарах були вибрані для імітації резонансного тунелювання (тобто ін'єкції електронів) частини перспективної квантової каскадної структури. Двобар'єрна структура була розміщена між інжекторним і колекторним шарами ZnO, а зовнішнє зміщення, *VRVR*, в діапазоні від 0 до 0,25 В було застосовано до цієї короткої структури. Допування Ga інжектора/колектора було встановлено як $\text{ND}=3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Самоузгоджений ефективний потенціал і відповідна концентрація електронів при температурі решітки $T = 300 \text{ K}$ для трьох різних умов зміщення показані на рисунку 2.13.

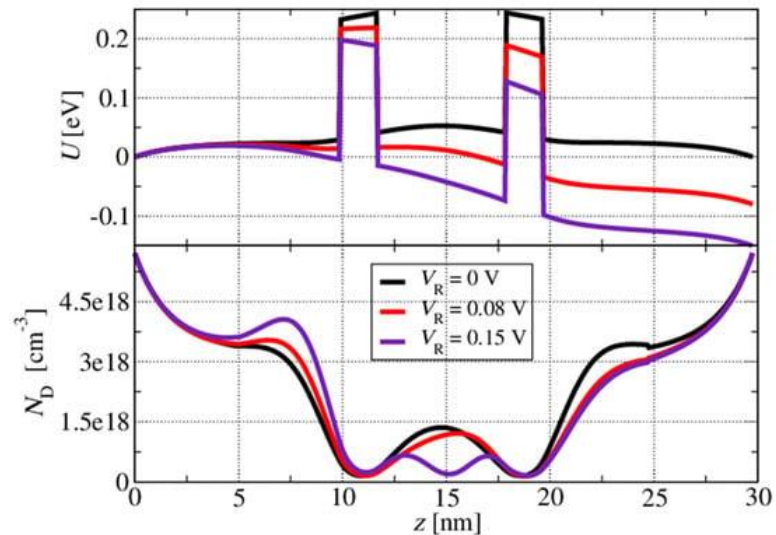


Рисунок 2.13 – Самоузгоджений потенціал і відповідна концентрація електронів для трьох різних умов зміщення

Можна побачити, що край зони провідності в центрі квантової ями зігнутий вгору через збільшення електронної популяції на найнижчому квазізв'язаному рівні при нижчих напругах, оскільки він ближче до енергії Фермі на стороні сильно легованого емітера. Таким чином, більша концентрація електронів у квантовій ямі призвела до більш сильного самоузгодженого поля, що призвело до більшого вигину смуги. Для більшої прикладеної напруги (наприклад, $V_R = 0.15$ V на рисунку 2.13), кривизна самоузгодженої концентрації електронів в області ями змінила свою форму, оскільки ефективний потенціал в області ями впав, тобто другий квазізв'язаний стан в області ями накопичував електрони і став актуальним для процесу тунелювання носія.

У другому наборі розрахунків легування емітерної та колекторної областей двобар'єрної резонансної тунельної структури на основі ZnO у м-площині змінювалося від 10^{17} cm^{-3} до 5×10^{18} cm^{-3} . Для всіх моделювань температура решітки була знову встановлена на $T = 300$ K. На рисунку 2.14 показано вольт-вольтні характеристики структури для трьох значень легування. Щільність струму зростала зі збільшенням рівня легування емітера та колектора у всьому діапазоні напруг зміщення. На рисунку 2.14 також показано, що для всіх досліджених значень легування криві густина струму–напруга мали область з негативним диференціальним опором (NDR).

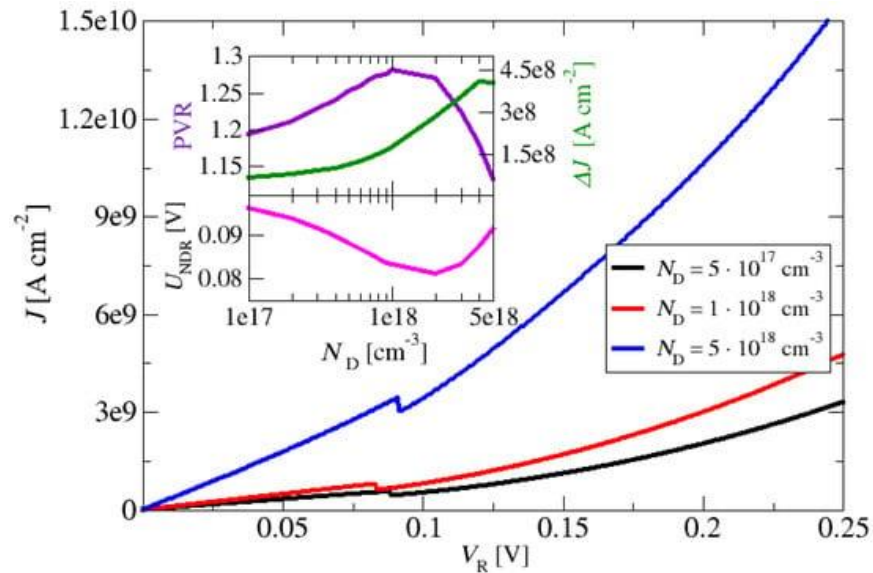


Рисунок 2.14 – Вольт-амперні характеристики резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$ неполярної м-площини. Рівень легування емітера і колектора по щільності струму змінювався в діапазоні від 10^{17} c m^{-3} до $5 \times 10^{18} \text{ c m}^{-3}$

Товщина шарів бар'єрів і квантових ям складових епішарів структури, починаючи з емітера, в нм становить 10/ **2**/6/ **2**/10 (товщини квантових бар'єрів виділено жирним шрифтом). На вставці показано відношення пік-провал щільності струму (верхня панель, ліва вісь у) і різницю пік-провал щільності струму (верхня панель, права вісь у) на NDR; напруга NDR як функція емітера показана на нижній панелі вставки.

Співвідношення амплітуди — це відношення між локальними максимумами та локальними мінімумами навколо точок NDR у вольт-амперній (*ВАХ*) RTD. Номінально RTD можуть мати кілька резонансів залежно від дизайну станів підзони електронів; у практичних випадках найважливішим є перший «горб» в $I-V$. Іншим важливим показником для RTD також є динамічний діапазон, який, математично, є різницею між цими поточними значеннями, а не їх співвідношенням. Залежно від застосування, динамічний діапазон також може бути дуже важливою цифрою якості для продуктивності RTD. Зі вставок на рисунку 2.14 можна побачити, що відношення пік-до-долини густини струму (вказує на якість поділу піків); різницю густини струму між піками ΔJ , на НДР; і значення напруги V_{NDR} в області NDR залежать від рівня легування емітера та колектора. PVR зростає зі збільшенням рівня легування емітера та колектора та мав максимальний PVR $\sim 1,255$ при концентрації легування 10^{18} c m^{-3} . Подальше підвищення рівня легування емітера і колектора призводило до зниження PVR, а при

концентрації легування вище $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ – $35 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, область із ознакою NDR майже зникла ($\text{PVR} \sim 1$). З цих результатів можна передбачити, що оптимальний рівень легування n-типу емітера та колектора для цієї структури становить приблизно 10^{18} cm^{-3} . 10^{18} cm^{-3} .

Як зазначалося раніше, система матеріалів ZnO/ZnMgO останнім часом привернула великий інтерес, хоча вирощування кристалів цієї системи є технологічно складним. Крім того, зміна товщини шару та шорсткість інтерфейсу на рівні частки моношару є іншими проблемами, які виникають [54]. Структури, засновані на резонансних тунельних механізмах, таких як ТГц ККЛ [46], вимагають високоякісного і дуже точного зростання шарових структур для забезпечення ефективного резонансного тунелювання електронів і процесу вибіркової інжекції транспорту на верхній лазерний рівень. Щоб проаналізувати вплив флуктуації товщини шару в резонансній тунельній структурі $\text{ZnO}/\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$, ми виконали ще один набір моделювання характеристик густина струму–напруги в еталонній двобар’єрній резонансній тунельній структурі з номінальною товщиною бар’єру приблизно 2 нм і товщиною лунки 6 нм. Ця структура подібна і імітує резонансні інжекційні шари в структурі квантового каскаду ТГц у Ref. [46]. Значення щільності легування $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ – $33 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ в емітерній і колекторній областях і температурі $T = 300 \text{ K}$ використовувалися в моделюванні. Як показано на рисунку 2.15, флуктуація моношару товщини бар’єру $\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$, W_B , незважаючи на його відносно низький склад магнію, матиме важливий вплив на величину тунельного струму, PVR і щільність струму від піку до -різниця долин, що вказує на те, що це важливий параметр у перспективній оптимізації транспорту електронів ZnO/ZnMgO THz QCL. Вставка на рисунку 2,15 показує, що для цієї конкретної резонансної тунельної структури було передбачено оптимальне значення близько 1,3 нм.

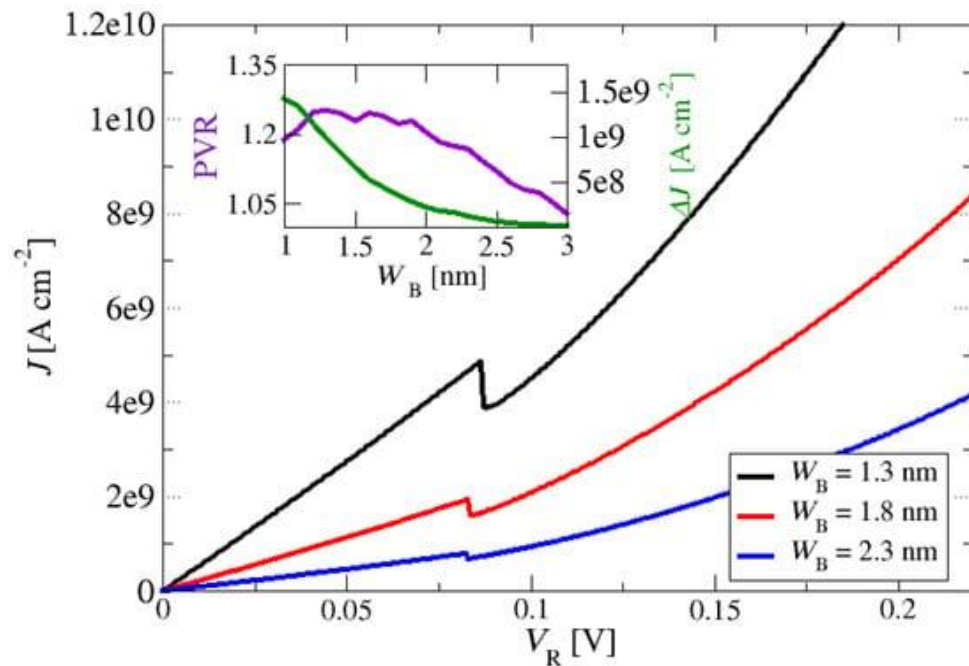


Рисунок 2.15 – Вольт- амперні характеристики неполярних двобар'єрних резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{0.88}\text{Mg}_{0.12}\text{O}$ у м-площині

Товщина бар'єрів, W_B , була піддана флуктуаціям моношарового масштабу приблизно при номінальному значенні 2 нм. Номінальні товщини шарів бар'єрів і квантової ями складових епішарів структури, починаючи від емітера, в нм становили 10/ 1 – 3 / 6 / 1 – 3 / 10 (товщини квантових бар'єрів становлять позначено жирним шрифтом). На вставці показано співвідношення щільності струму від піку до спаду (PVR) (ліва вісь у) і різницю щільності струму від піку до спаду (права вісь у) на NDR; значення щільності легування для емітера/колектора $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ – $33 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ і температура решітки $T = 300 \text{ K}$ використовувалися в усіх моделюваннях.

Нарешті, щоб проаналізувати вплив варіації молярної частки Mg на RTD з (раніше отриманою) оптимізованою щільністю легування $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ – 310^{18} cm^{-3} товщиною бар'єру $W_B = 1,3 \text{ nm}$, ми виконали остаточний набір моделювання характеристик густини струму та напруги. Як показано на рисунку 2.16, зміна магнію в бар'єрах $\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$ матиме відповідний вплив на величину тунельного струму, PVR та різницю між піками густини струму, вказуючи на те, що це є додатковим важливим параметром у перспективній оптимізації транспорту електронів ZnO/ZnMgO THz QCL. Вставка на рисунку 2.16 показує, що значення приблизно $x = 9\%$ дасть максимальне значення різниці між піками щільності струму, ΔJ , у цій конкретній структурі.

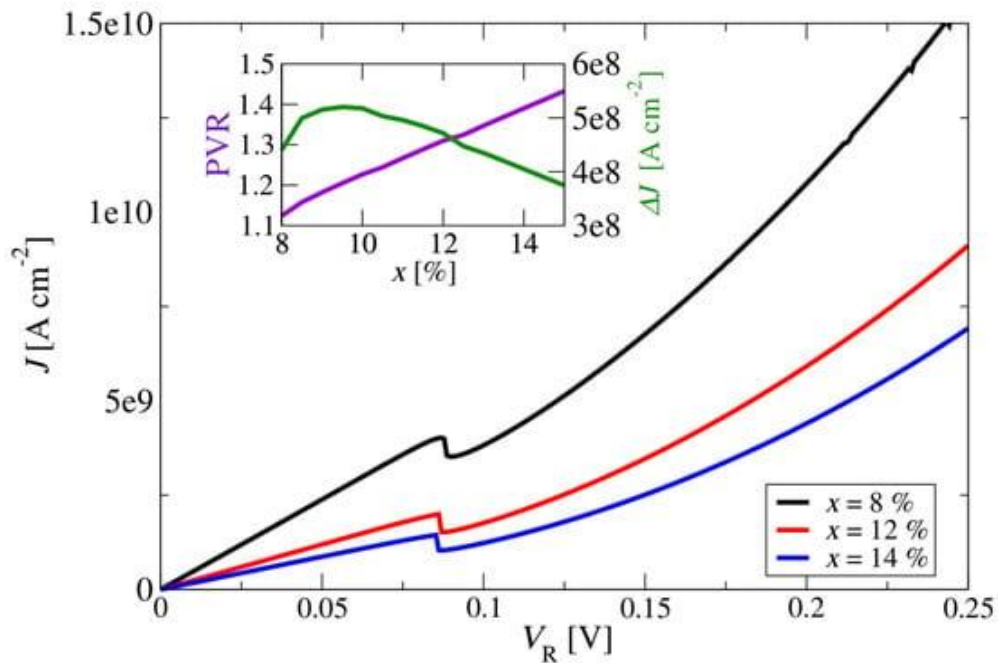


Рисунок 2.16 – Вольт- амперні характеристики неполярних m - площинних двобар'єрних резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$

Оптимальна щільність легування для емітера/колектора $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ – $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ і товщиною бар'єру було обрано 1,3 нм, тобто номінальні товщини шарів бар'єрів і квантової ями складових епішарів структури, починаючи від емітера, в нм становили 10/ **1,3** /6/ **1,3** / 10 (товщини квантових бар'єрів позначено жирним шрифтом). На вставці показано співвідношення щільності струму від піку до спаду (PVR) (ліва вісь у) і різницю щільності струму від піку до спаду (права вісь у) на NDR; температура решітки $T = 300 \text{ K}$ використовувалася в усіх моделюваннях.

2.6 Висновки до розділу

При виготовленні наноструктурованого багатошарового діода $\text{Cr}/\text{SnO}_2/\text{NiO}/\text{Cr}$ МПМ та його характеристику IV гладкі, щільні та рівномірні покриття були отримані за допомогою електронно-променевого випаровування з хорошим контролем товщини, що показало відповідну асиметрію та нелінійність діода МПМ, тобто нелінійну та асиметричну поведінку при $< 1,5 \text{ V}$ прикладеного зміщення з не- максимум лінійності $2,6 \text{ V}^{-1}$. Максимальна чутливість діода МПМ становила $9,0 \text{ V}^{-1}$ у точці зміщення постійного струму. Резонансне тунелювання (квантове тунелювання) домінувало через механізм тунелювання за допомогою пастки в чотиришаровому діелектричному діоді. Крім того, отримано провідність

$2,88 \times 10^3 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, що є оптимальним для діодів МПМ. Провідність зменшилася з початкового значення $7,74 \times 10^4 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ для Cr через більший розсіювання електронів через два різних ізоляційних шари (SnO_2 і NiO) і зі збільшенням загальної товщини покриття. Загалом ми показали, що розроблені нами наноструктуровані покриття $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ як діод МПМ мають великий потенціал для майбутніх пристроїв випрямлення.

Експериментальна реалізація неполярних міжпідзонних гетероструктур на основі m-площини ZnO/ZnMgO з високим електрон-ЛО-фононним резонансом вимагає комплексного, але все ще простого теоретичного моделювання та аналізу когерентного тунельного транспорту та міжпідзонного оптичного поглинання. Ми змоделювали поглинання в сильно легованих структурах MQW, які імітували активну область QCL, і обговорили важливість деполаризаційного зсуву в структурах ISBT, що поглинають/випромінюють світло ZnO/ZnMgO . Крім того, ми змоделювали вольт-амперні характеристики та проаналізували розподіл електронної густини як функцію напруги, прикладеної до двобар'єрної резонансної тунельної структури. Розрахунки показують, що PVR тунельного струму дуже чутливий як до малих варіацій товщини бар'єру (моношару), так і до зміни мольної частки Mg у відсотках, а також до щільності легування інжектора/колектора. Ця інформація корисна для оптимізації резонансного тунельного транспорту електронів і ефективності інжекції в перспективних структурах, таких як гетероструктури на основі неполярної m-площини на основі ZnO , що працюють у діапазоні частот ТГц.

3 БІСТАБІЛЬНІСТЬ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ ДІОДІВ AlGaAs/GaAs. ГЕТЕРОСТРУКТУРНИЙ КАНАЛ

У цьому розділі представлено ефективну компактну модель струмопередачі для оцінки параметрів гістерезису на вольт-амперних характеристиках резонансно-тунельних діодів. У рамках компактної моделі поява гістерезису пояснюється як прояв внутрішньої бістабільності за рахунок міжелектронної взаємодії в каналі резонансно-тунельної структури. На відміну від моделей, заснованих на методі еквівалентних схем, у компактній моделі міжелектронна взаємодія враховується за допомогою параметра концентрації. Валідація моделі дозволила підтвердити високу точність моделі не лише на початковій ділянці вольт-амперної характеристики, але й на параметрах гістерезису, які традиційно прогнозуються з низькою точністю, а саме ширині петлі ($\Delta < 0,5\%$) та контрастності ($\Delta < 7\%$). Таким чином, зроблено висновок про перспективність моделей для інтеграції в системи синтезу електричних характеристик резонансно-тунельних діодів.

3.1 Використання резонансно-тунельних діодів в сенсорних мережах на основі технології радіочастотної ідентифікації

Сенсорні мережі на основі технології радіочастотної ідентифікації (RFID) з пасивними мітками не потребують вбудованого джерела живлення. Це робить ці датчики перспективними для використання у важкодоступних районах, таких як Арктика та Антарктида, або в космосі, а також для імплантованих біосенсорів, які використовуються в біотелеметрії та телемоніторингу.

Автори показали, що використання резонансно-тунельних діодів (RTD) у випрямлячі системи пасивних RFID-міток дозволяє підвищити чутливість і, як наслідок, збільшити радіус дії бездротових сенсорних мереж у 2–3 рази. Технологія RFID з пасивними мітками, або зменшення шкідливого впливу електромагнітного випромінювання від пристрою зчитування [65]. Це актуально для біомедичних додатків (включаючи концепцію «розумного міста»), а також для покращення електромагнітної сумісності пристроїв у зоні дії мережі шляхом зниження потужності випромінювання зчитувача. Крім того, привабливість РТД як нелінійних елементів радіоелектронних сенсорів зумовлена можливістю підвищення робочих частот цих пристроїв до терагерцового діапазону [66].

Привабливість резонансно-тунельних діодів як нелінійного елемента зумовлена насамперед можливістю цілеспрямованого синтезу їх вольт-амперних характеристик (ВАХ) шляхом оптимальної конструктивної реалізації резонансно-тунельної структури (РТС) для досягнення необхідного рівня перетворювача. параметри сигналу на етапі проектування [67]. Завдяки варіації вольтамперних кривих перспективними вважаються дослідження щодо розробки «універсального» резонансно-тунельного діода, здатного функціонувати і як генератор, і як детектор залежно від напруги зміщення. Для вирішення цієї проблеми, а також для синтезу вольтамперної кривої для спеціалізованих застосувань існує потреба в оптимізації конструкції резонансно-тунельних діодів.

Проте на сьогоднішній день завдання проектування перетворювача з необхідними параметрами повністю не вирішено. Існуючі моделі ВАХ неефективні для синтезу RTS на основі критеріїв бажаного рівня продуктивності перетворювача сигналу з наступних причин:

1. Прийнятна точність прогнозування ВАХ досягається у вузькому діапазоні напруг (слід зазначити, що це сильно обмежує спектр практичного застосування RTD, особливо для джерел і детекторів терагерцового випромінювання).
2. Неадекватне моделювання нестационарних процесів в РТС і, як наслідок, неможливість прогнозувати явища гістерезису на IV кривих RTD.
3. Висока часова та просторова складність існуючих алгоритмів обчислення ВАХ, що враховують дисипативні процеси в РТС, призводить до принципової нерозв'язності задачі оптимізації проектного синтезу РТД (задача відноситься до класу NP-повних задач) для перетворювачі сигналів з необхідним рівнем робочих параметрів.

Таким чином, реалізація переваг RTD як нелінійних елементів у сучасних сенсорах неможлива без розробки практично орієнтованої моделі (ефективної та компактної за критеріями часової та просторової складності), яка дозволяє не лише якісно аналізувати поточні транспортні процеси, а й для отримання кількісних оцінок експлуатаційних параметрів РТД і пристроїв на їх основі, в тому числі з урахуванням технологічних факторів.

3.2 Основні співвідношення ефективної стаціонарної компактної математичної моделі

Розглянемо основні рівняння комбінованої самоузгодженої моделі переносу струму в гетероструктурах з поперечним транспортом [68], яка базується на формалізмі огибаючої хвильової функції, що є розв'язком

рівняння Шредінгера для відкрита система. Переваги цієї моделі полягають у її високому рівні перевірки на початковій частині кривої RTD IV і її високому ступеню розробки, що робить її відповідною «основою перевірки» для побудови компактної моделі.

Основною метою моделювання явищ переносу заряду є розрахунок потоків і концентрацій носіїв заряду (в розглянутій задачі електронів). Потоки та концентрації електронів у комбінованій моделі розглядаються як сума потоків та концентрацій на всіх доступних рівнях енергії, для чого використовується добре відомий апарат щільності станів. Отже, струм і концентрація електронів у розглянутій моделі визначаються так

$$\begin{aligned} J(V) &= qS_m \int_{U_s}^{\infty} \rho_s(z_d) v_s f_{2D}(E - U_s) dE - qS_m \int_{U_d}^{\infty} \rho_s(z_d) v_d f_{2D}(E - U_d) dE \\ n(z) &= \int_{U_s}^{\infty} \rho_s(z) f_{2D}(E - U_s) dE + \int_{U_d}^{\infty} \rho_d(z) f_{2D}(E - U_d) dE \end{aligned} \quad (3.1)$$

де $U_s(d)$ – потенціальна енергія електронів у джерелі (стоку), E це енергія електронів, q – елементарний заряд, $\hbar$ постійна Дірака, m – ефективна маса електронів у резервуарах, $\rho_s(d)$ – локальна густина станів (LDOS) електронів у джерелі (стоку), $v_s(d)$ – абсолютне значення швидкості електронів у резервуарах у джерелі (стоку), $f_{2D}(E)$ є двовимірною функцією розподілу електронів, S_m це площа гори, $z_s(d)$ – координата межі джерело – канал, V зовнішня напруга.

Слід зазначити, що LDOS і щільність потоку електронів $j_s(d) = \rho_s(d) v_s(d)$ пов'язані рівнянням неперервності і визначаються наступними формулами

$$\begin{aligned} \rho_s(d) &= \frac{m}{\pi \hbar^2} \frac{|\psi_s(d)|^2}{|k_s(d)|}, \\ v_s(d) &= \frac{\hbar |k_s(d)|}{m} \end{aligned} \quad (3.2)$$

де $\psi_s(d)$ представляє хвильові функції джерела (стоку) електронів, $k_s(d)$ являє собою хвильові числа електронів джерела (стоку) у відповідних резервуарах.

Хвильові числа електронів і їх двовимірні функції розподілу визначаються наступним чином

$$\begin{aligned} |k_{s(d)}| &= \frac{\sqrt{2m(E-U_{s(d)})}}{\hbar} \\ f_{2D}(E) &= \frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \ln\left(1 + e^{\frac{E_F-E}{kT}}\right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

де E_F – рівень Фермі.

Основна ідея розробки компактної моделі полягає в тому, що система інтегральних і диференціальних рівнянь базису верифікації, згідно з основними принципами лінеаризації і декомпозиції, може бути перетворена в алгебраїчні і трансцендентні рівняння. Ці методи засновані на розбитті системи пов'язаних рівнянь на кілька простіших незалежних рівнянь. Декомпозиція значно спрощує якісний аналіз та інтерпретацію важливих фізичних властивостей, описаних пов'язаними рівняннями, ефективно дозволяючи вивчати їхні хвильові та дисипативні властивості. Крім того, у деяких випадках декомпозиція дає змогу знаходити точні аналітичні розв'язки відповідних крайових і початково-крайових задач і значно полегшує застосування чисельних методів.

Щоб побудувати компактну модель, виконаємо декомпозицію рівняння (3.1). Слід зазначити, що ми будемо розглядати лише концентрацію електронів у центрі квантової ями РТС, оскільки вона буде пов'язана з енергією резонансних рівнів. У стаціонарному випадку рівняння неперервності означає, що густина потоку електронів постійна, що дозволяє нам записати

$$\rho_{s(d)}(z_{d(s)})v_{d(s)} = j_{s(d)}(z_{d(s)}) = j_{s(d)}(z_w) = \rho_{s(d)}(z_w)v_w, \quad (3.4)$$

де z_w – координата центральної межі свердловини, $j_s(d)(z_d(s))$ – густина потоку електронів, v_w – швидкість електрона в квантовій ямі.

Поширеним способом спрощення моделей переносу струму є використання апроксимації коефіцієнта прозорості тунелювання поблизу рівня резонансу, коли $E \in \varepsilon_n \pm \Gamma_n$ функцією Лоренца [39] (рис. 3.1, червона крива):

$$T(E) = \left| \psi_{s(d)}(z_{d(s)}) \right|^2 \frac{|k_{d(s)}|}{|k_{s(d)}|} \approx \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n^2}{(E - \varepsilon_n)^2 + \Gamma_n^2} \quad (3.5)$$

де ε_n це енергія n -й рівень резонансу, Γ_n є половиною ширини n -й резонансний рівень, а N кількість рівнів резонансу. Крім того, якщо $E \notin \varepsilon_n \pm \Gamma_n$, тоді $T(E) = 0$. Це припущення приймається, оскільки за межами

рівня резонансу $T(E)$ мізерно малий, тоді як наближення Лоренца переоцінює $T(E)$.

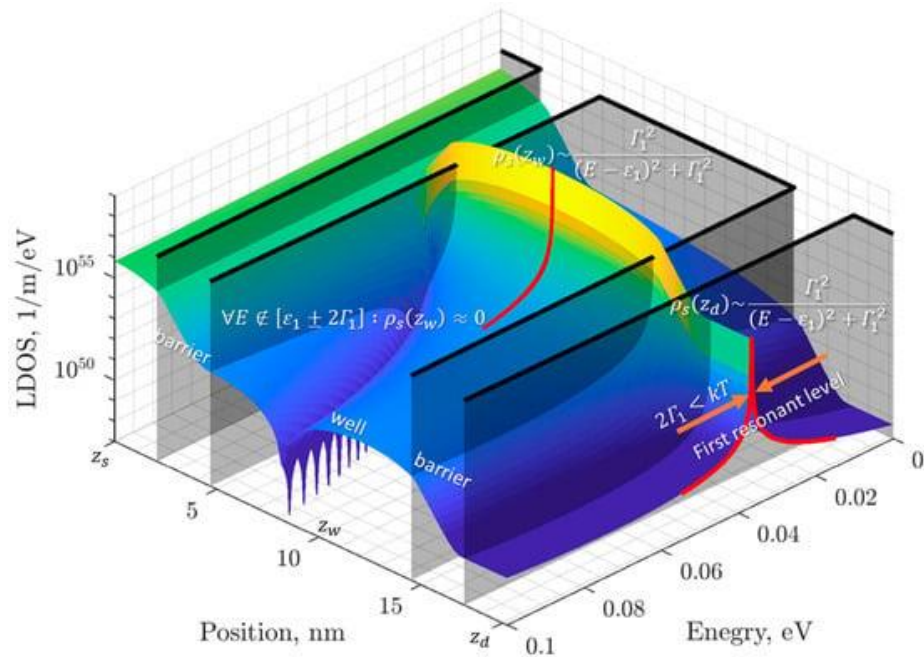


Рисунок 3.1 – Ілюстрація модельних припущень першого резонансного рівня як приклад, чорна поверхня для профілю дна зони провідності

Наближення (3.5) дозволяє розглядати транспорт через квантову яму лише для електронів з енергією поблизу резонансного рівня. Зазвичай це наближення використовується для отримання формули для струму. У представленій моделі це наближення також буде використано для оцінки концентрації електронів для врахування міжелектронної взаємодії. Виразимо LDOS на границях «резервуар-канал» (2) за допомогою апроксимації (3.5)

$$\rho_{s(d)}(z_{d(s)}) = \frac{m}{\pi \hbar^2} \frac{1}{|k_{d(s)}|} T(E) \approx \frac{1}{\pi \hbar} \frac{1}{v_{d(s)}} \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n^2}{(E - \epsilon_n)^2 + \Gamma_n^2} \quad (3.6)$$

З формули (3.4) випливає, що локальну електронну густину в центрі квантової ями можна записати у вигляді

$$\rho_{s(d)}(z_w) = \rho_{s(d)}(z_{d(s)}) \frac{v_{d(s)}}{v_w} \approx \frac{1}{\pi \hbar} \frac{1}{v_w} \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n^2}{(E - \epsilon_n)^2 + \Gamma_n^2} \quad (3.7)$$

Крім апроксимації (3.5), зробимо ще одне припущення, що ширина резонансних рівнів є мізерно малою порівняно з тепловою енергією (при розглянутій температурі $T = 300$ K). А оскільки порядок точності лінійної

апроксимації f_{2D} визначається величиною kT , справедливо вважати f_{2D} як константа в околі резонансного рівня $\varepsilon_n \pm 2\Gamma_n$ (рисунк 3.1, помаранчеві стрілки).

У рамках прийнятих припущень моделі ми перепишемо рівняння для струму та густини електронів (3.1) як

$$\begin{aligned} J(V) &= \frac{qS_m}{\pi\hbar} \sum_{n=1}^N \left(f_{2D}(\varepsilon_n - U_s) \int_{\varepsilon_s}^{\varepsilon_n+2\Gamma_n} \frac{\Gamma_n^2}{(E-\varepsilon_n)^2+\Gamma_n^2} dE - f_{2D}(\varepsilon_n - U_d) \int_{\varepsilon_d}^{\varepsilon_n+2\Gamma_n} \frac{\Gamma_n^2}{(E-\varepsilon_n)^2+\Gamma_n^2} dE \right) \\ n(z_w) &= \frac{1}{\pi\hbar} \sum_{n=1}^N \frac{1}{v_w} \left(f_{2D}(\varepsilon_n - U_s) \int_{\varepsilon_s}^{\varepsilon_n+2\Gamma_n} \frac{\Gamma_n^2}{(E-\varepsilon_n)^2+\Gamma_n^2} dE + f_{2D}(\varepsilon_n - U_d) \int_{\varepsilon_d}^{\varepsilon_n+2\Gamma_n} \frac{\Gamma_n^2}{(E-\varepsilon_n)^2+\Gamma_n^2} dE \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

де значення ε_s і ε_d визначаються такими рівняннями

$$\begin{aligned} \varepsilon_s &= \begin{cases} \varepsilon_n - 2\Gamma_n & \text{for } \varepsilon_n > 2\Gamma_n \\ 0 & \text{for } 2\Gamma_n \leq \varepsilon_n \leq -2\Gamma_n \\ \varepsilon_n + 2\Gamma_n & \text{for } \varepsilon_n < -2\Gamma_n \end{cases} \\ \varepsilon_d &= \begin{cases} \varepsilon_n - 2\Gamma_n & \text{for } \varepsilon_n > -qV + 2\Gamma_n \\ -qV & \text{for } -qV + 2\Gamma_n \leq \varepsilon_n \leq -qV - 2\Gamma_n \\ \varepsilon_n + 2\Gamma_n & \text{for } \varepsilon_n < -qV - 2\Gamma_n \end{cases} \end{aligned} \quad (3.9)$$

У рівнянні (3.9) U_s приймається за нульовий рівень потенційної енергії. Ми також припустимо, що $U_d = -qV$.

Розкладання інтегралів у рівнянні (3.8) і використання співвідношення для напівширини $\Gamma_n = \hbar / \tau_n$, де τ_n це середній час життя електрона на n -го рівня резонансу, отримуємо рівняння для струму та концентрації електронів компактної моделі

$$\begin{aligned} J(V) &= qS_m \sum_{n=1}^N \frac{1}{\tau_n} (f_{2D}(\varepsilon_n - U_s)F(\varepsilon_n) - f_{2D}(\varepsilon_n - U_d)F(\varepsilon_n + qV)) \\ n(z_w) &= \sum_{n=1}^N \frac{1}{v_w \tau_n} (f_{2D}(\varepsilon_n - U_s)F(\varepsilon_n) + f_{2D}(\varepsilon_n - U_d)F(\varepsilon_n + qV)) \end{aligned} \quad (3.10)$$

де $F(\varepsilon_n)$ є функцією, яка описує зменшення ширини резонансного рівня в нижній частині зони провідності та визначається як

$$F(\varepsilon_n) = \frac{1}{\pi} \left(\arctg(2) - \arctg\left(\frac{\varepsilon_s - \varepsilon_n}{\Gamma_n}\right) \right) \quad (3.11)$$

Таким чином, у компактній моделі формули для струму та концентрації електронів є функціями енергетичних характеристик резонансних рівнів. Тому для завершення побудови компактної моделі потрібні рівняння для енергії та ширини резонансних рівнів. Напівширина рівня резонансу Γ_n визначається структурою каналу RTD, тоді як енергія резонансного рівня складається з енергії електронів за відсутності зовнішнього поля ε_0 , енергія електрон-польової взаємодії та енергія електрон-електронної взаємодії

$$\varepsilon_n = \varepsilon_{0n} - kqV + q\phi, \quad (3.12)$$

де

$$k = (z_w - z_s) / (z_d - z_s)$$

– антисиметричний коефіцієнт каналу RTD (дорівнює 1/2 для симетричних структур), $a\phi$ – потенціал електрон-електронної взаємодії.

У когенераційній моделі просторовий розподіл заряду в гетероструктурах розглядається за допомогою методу самоузгодженого поля шляхом введення в гамільтоніан середнього потенціалу взаємодії електронів – самоузгодженого потенціалу [21]. У розробленій ефективній компактній моделі взаємодія між електронами розглядається за допомогою потенціалу ϕ . Якщо ϕ передбачається дорівнює деякій незалежній від напруги константі та розглядається як параметр моделі, який потрібно вибрати під час перевірки результатів розрахунку, то такий підхід унеможливить вирішення зворотної задачі проектування. Тому для досягнення поставлених авторами цілей оцінка в ϕ введено в модель на основі того [22], що густина електронів у квантовій ямі РТС $n(z_w)$ пропорційна ϕ , що дає змогу переписати енергію резонансного рівня як

$$\varepsilon_n = \varepsilon_{0n} - kqV + \frac{q^2}{C} n(z_w), \quad (3.13)$$

де C – квантова ємність каналу.

Рівняння (3.10), (3.11) і (3.13) утворюють трансцендентну систему рівнянь, з якої можна обчислити струм. Таким чином, сформульована компактна модель транспортування струму в каналі RTD із внутрішніми параметрами ε_0 , Γ_n , C , Sm , k .

Для кращого узгодження результатів розрахунку з експериментальними даними доповнимо компактну модель врахуванням теплового струму [23]

$$J_{tot}(V) = J(V) + e^{-\frac{a_1}{a_0}} \left(e^{\frac{V}{a_0}} - 1 \right) - e^{-\frac{a_2}{a_0}} \left(e^{-\frac{V}{a_0}} - 1 \right), \quad (3.14)$$

де a_0 – тепловий потенціал, a_1, a_2 є потенціалами зміщення.

Крім того, модель враховує стійкість до паразитів R як послідовно підключене навантаження до «ідеального» RTD. Отже, кінцевий струм через RTD при прикладеній напрузі V_{tot} визначається наступним трансцендентним рівнянням

$$J_{tot}(V_{tot}) = J_{tot}(V + J_{tot}(V)R) \quad (3.15)$$

3.3 Область гістерезису та негативної диференціальної провідності

Область негативної диференціальної провідності (NDC) представляє інтерес, серед іншого, тому що вона пов'язана з нестабільністю протікання струму через структурний канал [25], а також явищем гістерезису IV кривої, яке, як показано нижче, пов'язане з нестабільністю транспортування заряду. Завдяки відмові від традиційної когенераційної моделі в запропонованому авторами підході компактна ітерація самоузгодженості забезпечує ефективний розрахунок міжелектронних дисипативних процесів не тільки з фізичної точки зору, але й з алгоритмічної; встановлює «прозору» залежність між концентрацією електронів, струмом і потенціалом міжелектронної взаємодії. На рис. 3.2 представлена розроблена компактна модель (на відміну від широко поширених когенераційних моделей), яка дає змогу якісно та кількісно описати механізм формування гістерезису в області НДЦ (рис. 3.2).

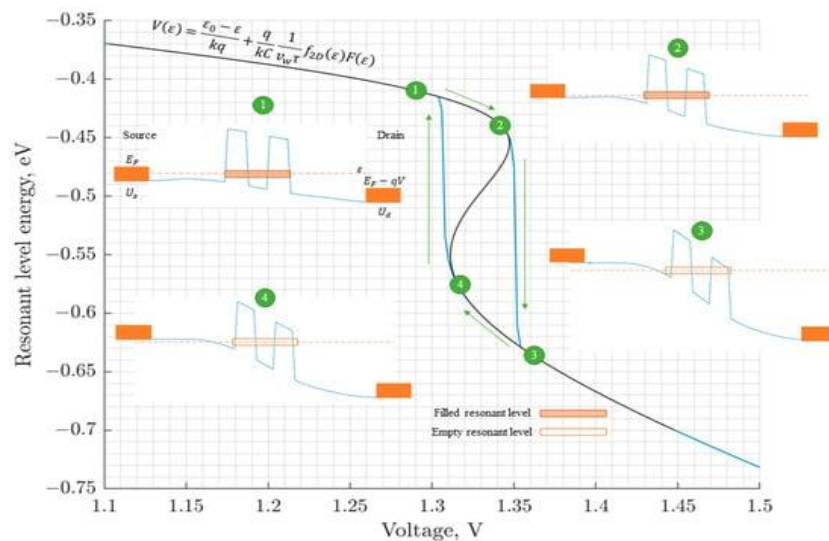


Рисунок 3.2 – Механізм утворення гістерезису у ВАХ резонансно-тунельного діода, чорна лінія для рівняння (3.18), синя лінія для розв'язку (3.16)

Поведінку кривої RTS IV в області NDC можна пояснити як прояв бістабільності RTS при напругах, близьких до піку [35]. Суть бістабільності полягає в тому, що положення пікової точки ВАХ при змінних напругах залежить від знака зміни напруги, що призводить до гістерезису [36]. Причиною такої бістабільності називають вплив міжелектронної взаємодії на процеси тунелювання електронів у квантовій ямі RTS [37]. Розроблена компактна модель може бути застосована для демонстрації того, як взаємодія електронів конкретно призводить до утворення петлі гістерезису в області NDC.

Для якісного пояснення явища гістерезису достатньо розглянути випадок, коли в системі є тільки один резонансний рівень. Тоді з рівнянь (3.10) і (3.13) ми отримуємо таке трансцендентне рівняння

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - kqV + \frac{q^2}{C} \frac{1}{v_w \tau} (f_{2D}(\varepsilon)F(\varepsilon) + f_{2D}(\varepsilon + qV)F(\varepsilon + qV)) \quad (3.16)$$

На V поблизу пікової напруги, можна припустити, що $f_{2D}(\varepsilon) \gg f_{2D}(\varepsilon + qV)$, яке дає рівняння, що зв'язує напругу та енергію резонансного рівня

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - kqV + \frac{q^2}{C} \frac{1}{v_w \tau} f_{2D}(\varepsilon)F(\varepsilon) \quad (3.17)$$

Рівняння (3.17) для ε є трансцендентним, але V можна виразити в явному вигляді

$$V(\varepsilon) = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{kq} + \frac{q}{kC} \frac{1}{v_w \tau} f_{2D}(\varepsilon)F(\varepsilon) \quad (3.18)$$

Чисельний розв'язок рівняння (3.16) у порівнянні з функцією (18) дозволяє якісно описати механізм формування гістерезису (рис. 3.2).

Через немонотонність другого члена в рівнянні (3.18) $V(\varepsilon)$ крива має ділянку з негативним нахилом, де $dV/d\varepsilon < 0$, що відповідає області NDC на IV кривій. Ця область є областю нестабільності, оскільки рівняння (3.17) має два розв'язки для V , що належить цій області. Дійсно, припустимо, що система знаходиться на стабільній ділянці з енергією резонансного рівня ε при напрузі V . Тоді при збільшенні напруги на $\delta V \rightarrow 0$, енергія резонансного рівня дорівнює

$$\varepsilon + \delta\varepsilon = \varepsilon + \delta V \frac{1}{dV/d\varepsilon} \quad (3.19)$$

Зовнішня напруга, яка є аргументом функції енергії резонансного рівня (17), змінюється монотонно, що визначається умовами випробування. Однак розрахунок енергії резонансного рівня за формулою (3.19) суперечить цьому, оскільки приводить до кривої 1-2-4-3 (рис. 3.2). Тому в цьому розділі необхідний гістерезисний опис залежності енергії резонансного рівня від зовнішньої напруги (цикл 1-2-3-4-1).

Експериментальне дослідження гістерезису ВАР RTD базується на методі вимірювання ВАР нелінійних елементів, який передбачає одночасне вимірювання миттєвого значення напруги на досліджуваному елементі (VD) та опору послідовного навантаження (RL) під дією змінної напруги на вході кола ВД-РЛ.

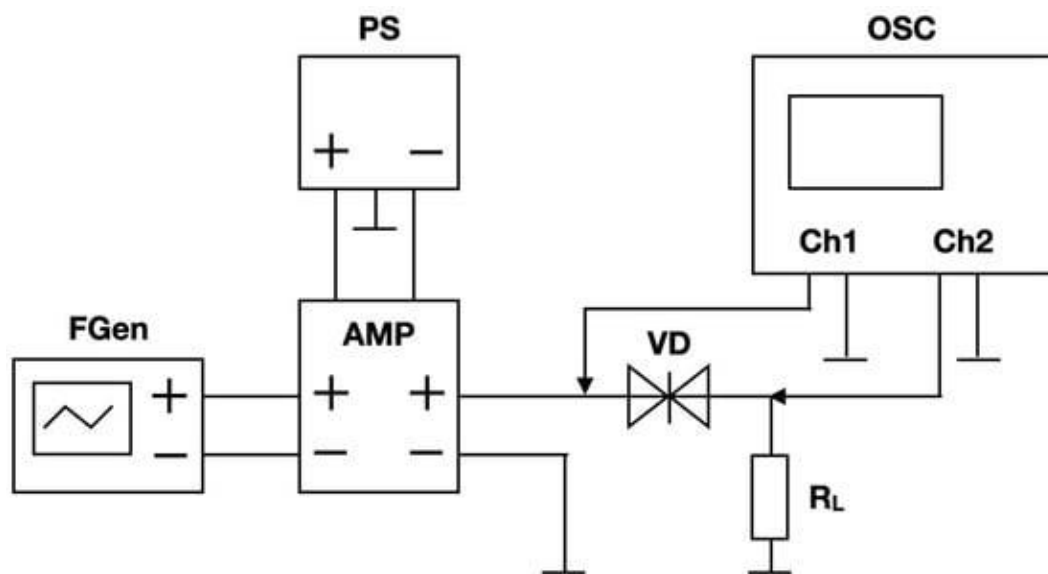


Рисунок 3.3 – Схема вимірювання. FGen — функціональний генератор RIGOL DG4102, AMP — підсилювач звукової частоти на основі мікросхеми TDA7293, OSC — осцилограф Keysight MSOS804A, PS — джерело живлення RIGOL DP832, R_L — навантажувальний резистор 10 Ом, VD — тестований резистивний датчик температури (DUT)

Досліджувані зразки терморезистивних датчиків спаяні на платах-прототипах і встановлені в кріплення, що містить навантажувальний резистор R_L , а також роз'єми та контакти для підключення джерела змінної напруги та осцилографа.

Як джерело змінної напруги використовувався функціональний генератор FGen, який генерував зондуєчий пілкоподібний сигнал із частотою $FG = 10$ кГц. Для зменшення вихідного опору джерела змінної напруги на вході схеми VD-RL використано підсилювач звуку AMP потужністю 140 Вт з живленням від джерела живлення PS з вихідною напругою ± 30 В. опір підсилювача становив 4 Ом. Таким чином, схему FGen

і АМР можна вважати ідеальним джерелом змінної напруги, вихідним опором якого можна знехтувати при розрахунку параметрів вольтамперометричних кривих RTD.

За допомогою OSC осцилографа на каналі Ch1 реєстрували значення напруги U_{Ch1} (жовта осцилограма, рис. 4) на вході схеми VD-RL, а на каналі Ch1 – значення напруги U_{Ch2} (зелена осцилограма, рис. 4), на каналі Ch2 зафіксовано навантаження $R_L = 10 \text{ Ом}$.

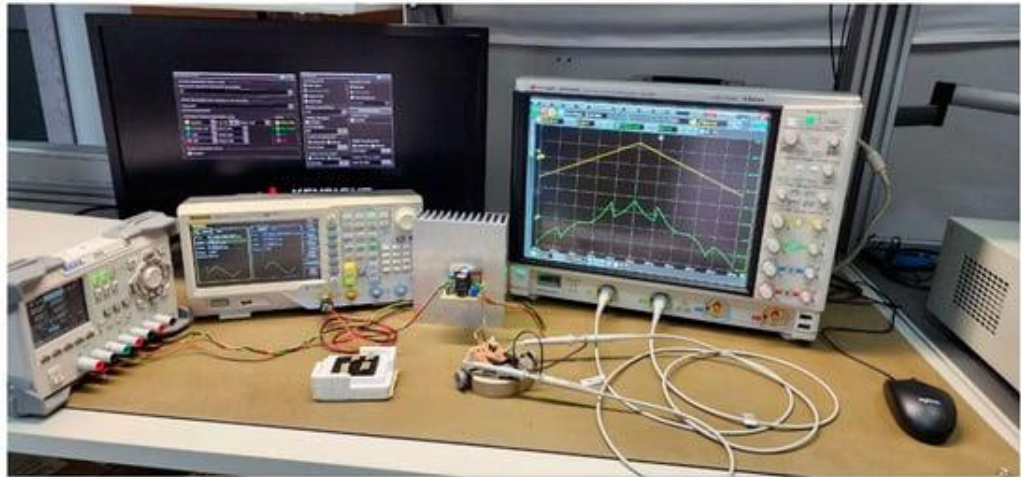


Рисунок 3.4 – Стенд для аналізу гістерезису IV кривої RTD

Таким чином, миттєве значення струму через діод VD можна визначити наступним чином

$$i_{VD}(t) = u_{Ch2}(t) / R_L \quad (3.20)$$

Напруга на діоді в будь-який момент часу може бути визначена наступним чином

$$u_{VD}(t) = u_{Ch1}(t) - u_{Ch2}(t) \quad (3.21)$$

В результаті ВАХ РТД зі збільшенням напруги буде відповідати залежності

$$i_{VD}(t) \text{ from } u_{VD}(t) \text{ at } t \in \left(0, \frac{T}{2}\right), \quad (3.22)$$

а при зниженні напруги

$$i_{VD}(t) \text{ от } u_{VD}(t) \text{ at } t \in \left(\frac{T}{2}, T\right), \quad (3.23)$$

де $T = 1 / FG$ – пилкоподібний період напруги, с.

Оцінка похибки вимірювання гістерезису складається, по-перше, з точності шкали часу вимірювання $uCh1(t)$, яка визначається кількістю точок відбору проб за період зондувальної пилкоподібної напруги. У проведених експериментах він становив 2048 балів за період. Через відносно великий період пробної пилкоподібної напруги T можна знехтувати джиттером генератора FGen і осцилографа OSC, які становлять порядку 10^{-9} с і 10^{-13} с відповідно.

По-друге, похибка визначається шумом генератора FGen і підсилювача АМР, а також власним шумом осцилографа. Відхилення ефективного значення напруги генератора, викликане гармонійними спотвореннями, при вихідній напрузі 1 Vpp, згідно з технічним описом (стандартне відхилення), не перевищує $\Delta UG = 2$ мВ.

Величину власного шуму підсилювача АМР, нехтуючи шумом мерехтіння та частковим шумом, можна оцінити як добуток ефективного значення теплового шуму на вході підсилювача з опором $R_{in} = 10$ кОм в групі $B = 1$ МГц (обмежується настройками осцилографа) при температурі $T = 300$ К і коефіцієнті підсилення $GA MP = 27,6$ тобто

$$\Delta U_{AMP} = \sqrt{4kTR_{in}B} \times G_{AMP} \approx 0.5 \text{ мВ.}$$

Власний шум осцилографа при вимірюванні в каналі Ch1 з ціною вертикальної поділки 2 В/под $\Delta UCh1 = 50$ мВ (стандартне відхилення).

Власний шум осцилографа при вимірюванні в каналі Ch2 з ціною вертикальної поділки 200 мВ/под. $\Delta UCh2 = 6,4$ мВ (стандартне відхилення).

Для зменшення впливу цих похибок на результати було введено усереднення вимірювань у кожній точці $uCh1(t)$ з $N = 65\,534$ вимірювань.

Таким чином, відповідно до теорії обробки непрямих вимірювань, а також теорії статистичного аналізу результатів вимірювань [58] ефективне значення повної напруги шуму при вимірюванні ВАХ РТД можна оцінити наступним чином

$$\Delta U = \sqrt{2(\Delta U_{UGAMP})^2 + 2\Delta U_{AMP}^2 + \Delta U_{Ch1}^2 + \Delta U_{Ch2}^2} / \sqrt{N} = 0.36 \text{ мВ.} \quad (3.24)$$

Параметри шарів експериментальних зразків RTD представлені в таблиці 3.1. Шари з 6 по 10 представляють квантову область RTS. Спейсери служать для запобігання проникненню допінгу в область з перехідних шарів. Контактні шари, буферні шари та перехідні шари мають

легування кремнієм, концентрація якого зменшується при наближенні до нелегованої квантової області, щоб мінімізувати кількість дислокацій у квантовій області.

Таблиця 3.1 - Параметри шару RTD.

Layer No.	Description	Chemical Composition	Conduction Type	Doping	Concentration, cm^{-3}	Thickness, nm
1	Substrate	GaAs	SI	-		450 μm
2	Buffer layer	GaAs	i	-		0.2 μm
3	Buffer layer	GaAs	n	Si	4×10^{16}	1.5 μm
4	Transitional layer	GaAs	n	Si	2×10^{15}	30
5	Transitional layer	GaAs	n	Si	7×10^{14}	50
6	Spacer	GaAs	i	-		2.26
7	Barrier		i	-		2.26
8	Well	GaAs	i	-		10.17
9	Barrier		i	-		2.26
10	Spacer	GaAs	i	-		2.26
11	Transitional layer	GaAs	n	Si	7×10^{16}	50
12	Transitional layer	GaAs	n	Si	2×10^{17}	30
13	Contact layer	GaAs	n^+	Si	4×10^{18}	50
14	Contact layer	Gradient InGaAs 0.05 to 0.5	n^+	Si	$4-5 \times 10^{18}$	50
15	Contact layer	$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$	n^+	Si	5×10^{18}	20

Структуру вирощували методом молекулярно-променевої епітаксії на напівізолюючій підкладці GaAs (шар 1) товщиною 450 мкм. RTS мав діаметр мези 20 мкм після травлення.

Для валідації розробленої моделі було проведено моделювання згаданого RTD та проведено порівняння результатів розрахунків із вимірюваннями ВАХ (вольт-амперних характеристик). Аналіз розрахункових та експериментальних кривих IV проводився на основі таких параметрів: середня похибка в різних регіонах, похибки пікового та спадного струму, похибка пікової напруги, PVD (відношення пік-до-долини) та ширина гістерезису. На рисунку 3.5 показано результати перевірки моделі.

Розроблена модель дозволяє добре узгоджуватись з експериментом як на початковому етапі (з відносною похибкою $\Delta < 1,6\%$), так і в області різниці між піками (PVD), успішно перевіряючи ширину гістерезису (HW) . Відхилення розрахункового HW від виміряного значення становило 0,4%, а відхилення розрахункового PVD становило 5% (див. підпис у нижньому куті рисунка 3.3), з відносною похибкою вимірювання HW та PVD 3,6%.

Високі результати валідації приводять до висновку, що вперше була створена ефективна та компактна модель, яка здатна якісно та кількісно описувати PVD RTD та явище гістерезису на кривих IV RTD в рамках стаціонарних концепцій. квантово-механічних зображень процесів у каналі, в тому числі дисипативних процесів різної природи в каналі RTD. Домінуючим

впливом на бістабільний характер спостережуваних явищ є міжелектронне розсіювання в каналі приладу.

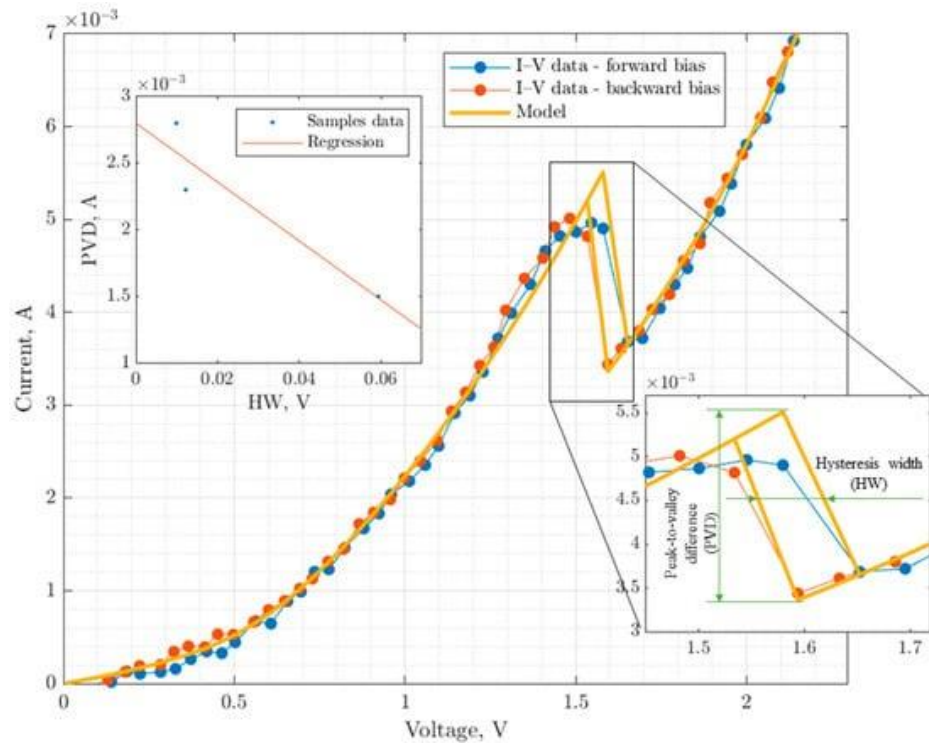


Рисунок 3.5 – Порівняння між змодельованими та вимірними кривими IV RTD

3.4 Електротермічне моделювання методом Монте-Карло GaAs резонансного тунельного діода

У зв'язку з продовженням мініатюризації інтегральних схем і поточною тенденцією до нанорозмірної електроніки, щільність потужності, теплогенерація та температура чіпа досягнуть рівнів, які перешкоджатимуть надійній роботі таких схем. Щоб мінімізувати ефекти самонагрівання, необхідна розробка точних електротермічних симуляторів, які враховують зв'язок між електронною та гратковою динамікою. В активних областях таких малих пристроїв виділення тепла є прямим наслідком нерівноважного транспорту носіїв. У областях із сильним електричним полем електрони прискорюються та стикаються з решіткою таким чином, що випромінювання великої кількості фононів сприяє перенесенню тепла в пристрої. У рамках напівкласичного переносу заряду електротермічні симулятори базуються на дрейфово-дифузійних або гідродинамічних моделях [51], які здатні вловлювати нерівноважні ефекти транспортування. Як альтернатива, пряме моделювання Монте-Карло (MC) може забезпечити точне моделювання

нерівноважного переносу заряду, яке не містить апроксимацій, зроблених у дрейфово-дифузійній або гідродинамічній моделі. Електротермічні симулятори Монте-Карло були розроблені протягом цих років [54], але не в квантових режимах, де рівняння переносу Больцмана має бути замінено рівнянням переносу Вігнера (WTE). Оскільки електронні пристрої є квантовими системами за межами термодинамічної рівноваги, для реалістичного моделювання розсіювання на фононах має бути включено до WTE. У літературі можна знайти багато пропозицій щодо оператора зіткнення [57], які забезпечують точний опис явищ ціною високих вимог до обчислювальних ресурсів. Через це використання таких операторів обмежується дуже простими (ідеалізованими) системами. Ефекти розсіювання на фононах враховуються за допомогою напівкласичного оператора зіткнень Больцмана, який використовує швидкості переходів, розраховані за золотим правилом Фермі, отримуючи так зване рівняння переносу Больцмана–Вігнера (BWTE). Чисельні вирішувачі WTE можуть базуватися на кінцево-різницеви́х схемах [48-56], де розсіювання обмежується наближенням часу релаксації, а простір імпульсів – одним виміром. Метод Монте-Карло дозволяє включати процеси розсіювання на більш детальному рівні, припускаючи тривимірний імпульс-простір. У цій роботі ми будемо використовувати так званий метод Монте-Карло частинок зі знаком (SPMC) [23-27], в якому ефект потенціалу Вігнера трактується як імовірнісне покоління пар позитивних і негативних частинок, де квантова інформація несе́ться за їх знаком. Величезною кількістю згенерованих частинок можна керувати за допомогою процесу анігіляції: дві частинки з протилежним знаком, що входять у дану комірку фазового простору, скасовуються. Нещодавно цей метод також був зрозумілий у термінах теорії марковського стрибкового процесу [29], створюючи клас нових стохастичних алгоритмів. Алгоритми, які належать до цього класу, є стандартним алгоритмом поділу часу та новим алгоритмом без поділу, який дозволяє уникнути помилок через дискретизацію часу [57].

Використовуючи переваги попередніх електротермічних напівкласичних моделей Монте-Карло, у цій статті ми дослідимо ефект нагрівання в резонансно-тунельному діоді (RTD), поєднуючи розв'язувач SPMC BWTE зі стаціонарним рішенням рівняння дифузії тепла.

Рівняння переносу Больцмана–Вігнера BWTE

$$\frac{\partial}{\partial t} f_w(t, x, k) + \frac{\hbar}{m^*} k \cdot \nabla_x f_w(t, x, k) + \frac{e}{\hbar} \nabla_x \varphi \cdot \nabla_k f_w(t, x, k) = \mathcal{Q}(f_w) + \mathcal{C}(f_w). \quad (3.25)$$

$x \in \mathbb{R}^3$ $\hbar k \in \mathbb{P}^3$ – положення та імпульс електрона відповідно, m^* – ефективна маса електрона, а φ повільно змінний потенціал, що задовольняє рівняння Пуассона

$$\nabla \cdot [\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla \varphi(x)] = -e(N_D - N_A - n), \quad (3.26)$$

де e – елементарний заряд, ε_0 абсолютна діелектрична проникність, ε_r відносна діелектрична проникність, N_D , N_A – профілі легування донорів і акцепторів, а n – густина частинок

$$n(t, x) = \int f_w(x, k, t) dk. \quad (3.27)$$

$\mathcal{C}(f_w)$ є оператором розсіювання Больцмана, який у невідродженому випадку має вигляд [60]

$$\mathcal{C}(f_w) = \int [w_s(k', k) f_w(k') - w_s(k, k') f_w(k)] dk', \quad (3.28)$$

де $w_s(k, k')$ це швидкість розсіювання, при якій електрони страждають від фононів і домішок, визначена золотим правилом Фермі. Термін враховує квантову еволюцію

$$\mathcal{Q}(f_w) = \int_{\mathbb{R}^d} V_w(x, k - k') f_w(t, x, k') dk', \quad (3.29)$$

де V_w є потенціалом Вігнера

$$V_w(x, k) = \frac{1}{i\hbar(2\pi)^d} \int_{\mathbb{R}^d} dx' e^{-ik \cdot x'} \left[V\left(x + \frac{x'}{2}\right) - V\left(x - \frac{x'}{2}\right) \right], \quad (3.30)$$

і V – швидкозмінний член потенційної енергії.

Метод Монте-Карло частинок зі знаком

Член квантової еволюції (3.29) можна інтерпретувати як член посилення оператора зіткнень рівняння переносу Больцмана, в якому відсутній член *втрати*. Однак потенціал Вігнера (3.30) не завжди позитивний і, з цієї причини, не може вважатися членом розсіювання. Основна ідея методу *Монте-Карло зі знаком частинок* [64] полягає в розділенні Vw на позитивну і негативну частини V^+w , V^-w – такий, що

$$V_w = V_w^+ - V_w^- \quad , \quad V_w^+, V_w^- \geq 0 \quad (3.31)$$

Отже, ми можемо визначити інтегральну ймовірність розсіювання за одиницю часу як

$$\gamma(x) = \int dk' V_w^+(x, k - k') = \int dk' V_w^-(x, k - k') \quad (3.32)$$

і перепишіть термін квантової еволюції як різницю між термінами *приросту* та *втрати* , тобто

$$\mathcal{Q}(f_w) = \int dk' w(k', k) f_w(t, x, k') - \gamma(x) f_w(t, x, k) \quad (3.33)$$

$$w(k', k) = V_w^+(x, k - k') - V_w^-(x, k - k') + \gamma(x) \delta(k - k') \quad . \quad (3.34)$$

Інтерпретація терміна розсіювання $w(k', k)$ полягає в тому, що частинка створює в тому самому положенні пару нових частинок з вагою u і $-u$ відповідно до швидкості генерації, заданої функцією $\gamma(x)$. Імпульс нових частинок генерується з імовірністю $V_w^+(x, k) / \gamma(x)$. Оскільки зазвичай γ швидко коливається, очікується експоненціальне зростання кількості частинок, і для того, щоб контролювати кількість частинок, процедура скасування є обов'язковою.

Ця процедура була зрозуміла з використанням теорії кусково-детермінованих процесів Маркова [65], де простір станів є

$$z_j(t) = (u_j(t), x_j(t), k_j(t)), \quad t \geq 0 \quad , \quad j = 1, \dots, N(t) \quad , \quad (3.35)$$

і $u_j \in \{-1, +1\}$ $u_j \in \{-1, +1\}$ це вага. Часова еволюція системи частинок (3.35) призначається детермінованим рухом відповідно до потоку

$$F(t, z) = (u, x + v(k)t, k) \quad , \quad v = \frac{\hbar}{m} k \quad (3.36)$$

і ядро переходу $Q(z_j(t))$. Випадковий час очікування t до наступного стрибка

$$\mathbb{P}(\tau \geq t) = \exp\left(-\int_0^t Q(F(s, z)) ds\right) . \quad (3.37)$$

Для чисельних цілей ми вводимо мажоранту V_w такий, що

$$|V_w(x, k)| \leq \hat{V}_w(x, k) \quad \forall x, k \in \mathbb{R}^3 . \quad (3.38)$$

Якщо j -та частинка породжує дві нові частинки з

$$z'_1 = (u_j \operatorname{sign} V_w(x_j, k), x_j, k_j + k) \quad , \quad z'_2 = (u_j \operatorname{sign} V_w(x_j, k), x_j, k_j - k) \quad (3.39)$$

ядро переходу приймає форму [67]

$$Q(z_j) = \frac{1}{2} \int \hat{V}_w(x_j, k) dk \quad (3.40)$$

і рівняння (3.37) записує

$$\mathbb{P}(\tau \geq t) = \exp\left(-\int_0^t \hat{\gamma}(x_j + v(k_j)s) ds\right) \quad (3.41)$$

де

$$\hat{\gamma}(x) = \frac{1}{2} \int \hat{V}_w(x, k) dk \quad (3.42)$$

представляє ймовірність генерації. Можна довести, що функціонали розв'язку рівняння Вігнера виражаються через систему частинок за допомогою представлення [67]

$$\int \int \phi(x, k) f(t, x, k) dk dx = \frac{1}{N_{ini}} \mathbb{E} \left(\sum_{j=1}^{N(t)} u_j(t) \phi(x_j(t), k_j(t)) \right) \quad (3.43)$$

де ϕ є відповідною тестовою функцією, і $N_{ini}=N(0)$ – початкове число частинки. Для того, щоб відокремити процеси транспортування та стрибка, зазвичай виконується крок поділу часу Δt використовується за рахунок похибки дискретизації. Цього можна уникнути за допомогою алгоритму без розщеплення, нещодавно представленого в [67]. Вводячи мажоранту для процесу генерації і одну для загальної швидкості розсіювання фононів

$$\Gamma_s \geq \max \lambda(k) \quad , \quad \lambda(k) = \sum_{\alpha} \int w_{\alpha}(k, k') dk' \quad (3.44)$$

Загальна мажоранта становить

$$\Gamma = \Gamma_s + \hat{\gamma} \quad (3.45)$$

і рівняння (3.41) для всіх частинок тепер має такий вигляд

$$\mathbb{P}(\tau \geq t) = \exp \left(- \sum_{j=1}^N \int_0^t [\Gamma_s + \hat{\gamma}(x_j + v(k_j)s)] ds \right) . \quad (3.46)$$

У тому випадку, в якому $\hat{\gamma}$ не залежить від посади, маємо

$$\mathbb{P}(\tau \geq t) = \exp(-\Gamma N t) \rightarrow \tau = -\frac{1}{\Gamma N} \log r \quad (3.47)$$

де $r \in U[0, 1]$, і τ повністю визначається. Що стосується випадку поділу, тепер процес транспортування та генерації не можуть бути розділені, і на результати не впливає жодна помилка дискретизації.

Було реалізовано стандартну структуру резонансного тунельного діода як показано на рисунку 3.6. Бар'єри мають глибину $b = 3$ нм, виса $a = 0,3$, а розмірність квантової ями становить $b_w b_w = 5$ нм, симетричний відносно середини $L / 2$ (загальна довжина $L = 150$ нм). Бар'єрна структура вбудована в 30 нм злегка леговану область ($ND = 10^{16} \text{ см}^{-3}$), яка з'єднана з 60 нм сильно легованими областями з обох боків ($N + D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

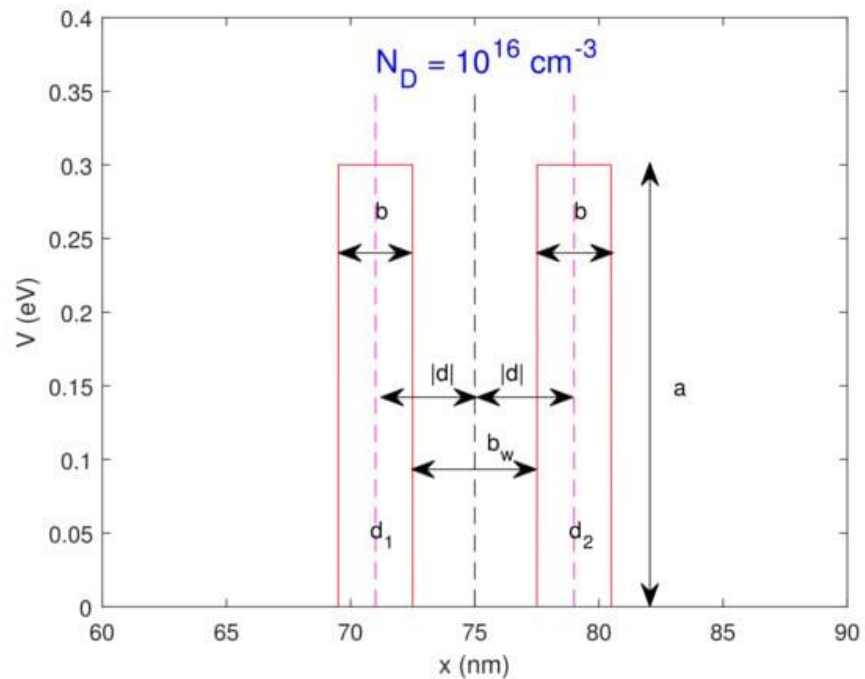


Рисунок 3.5 – Область квантової ями

Ця модель не враховує зміни температури за межами напівпровідникової матриці. Радіаційними втратами нехтують, оскільки їх внесок на малих площах поверхні кристалів незначний.

Механізм, за допомогою якого відбувається джоулев нагрів, полягає в розсіюванні електронів на фононах, і, отже, лише підхід моделювання, який навмисно включає всі такі події розсіювання, дозволить охопити повну мікроскопічну детальну картину нагрівання решітки. Події випромінювання та поглинання фононів під час моделювання підраховуються, і можна зібрати повну статистику виділення тепла. Ми чекаємо, поки не буде досягнуто стійкий стан t_0 . Потім ми підраховуємо наші події в точках спостереження $t_i, i = 0, \dots, N_{obs}$. Ми оцінюємо тепловиділення двома способами:

1. Підрахунок фононного числа.

Введемо величину

$$H^c(t_{i-1}, t_i, x) = \frac{n(t_i, x)}{N_p(t_i, x)} \frac{\hbar \omega_p [C^+ - C^-]}{dt}, \quad (3.48)$$

де

$$C^+(t_{i-1}, t_i, x), C^-(t_{i-1}, t_i, x)$$

– номери фононів, що випромінюються та поглинаються в інтервалі часу (t_{i-1}, t_i) в x -й точці сітки, $n(t, x)$ щільність заряду, а $N_p(t, x)$ число частинки в момент часу t в x -й комірці. Тоді швидкість виділення тепла дорівнює

$$\langle H^c(x) \rangle = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{i=1}^{N_{obs}} H^c(t_{i-1}, t_i, x) \quad (3.49)$$

2. за допомогою інтегрованої функції розсіювання ймовірностей.

З інтегрованого розсіювання ймовірностей ми можемо визначити

$$H^F(t_i, x) = \frac{n(t_i, x)}{N_{ini}} \sum_{j=1}^{N(t_i)} u_j G(\varepsilon(k_j)) \quad , \quad G(\varepsilon) = \hbar \omega_p [\lambda^+(k) - \lambda^-(k)] \quad (3.50)$$

Тоді швидкість виділення тепла дорівнює

$$\langle H^F(x) \rangle = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{i=1}^{N_{obs}} H^F(t_i, x) \quad . \quad (3.52)$$

Ця оцінка має кращі апроксимаційні властивості завдяки зменшенню статистичних флуктуацій.

Щоб мати значне підвищення температури решітки відносно рівноважної температури 300 K, прикладена напруга зміщення Vb має бути більше ніж 0,8V. На рисунку 3.6 ми наносимо графік залежності швидкості утворення тепла від положення, оціненого за допомогою оцінювача підрахунку та інтегрального оцінювача ймовірності, для $Vb = 0,8$ V. З цього малюнка ми бачимо, що максимальне тепло утворюється всередині області квантової ями, яка представляє так звану область гарячої точки.

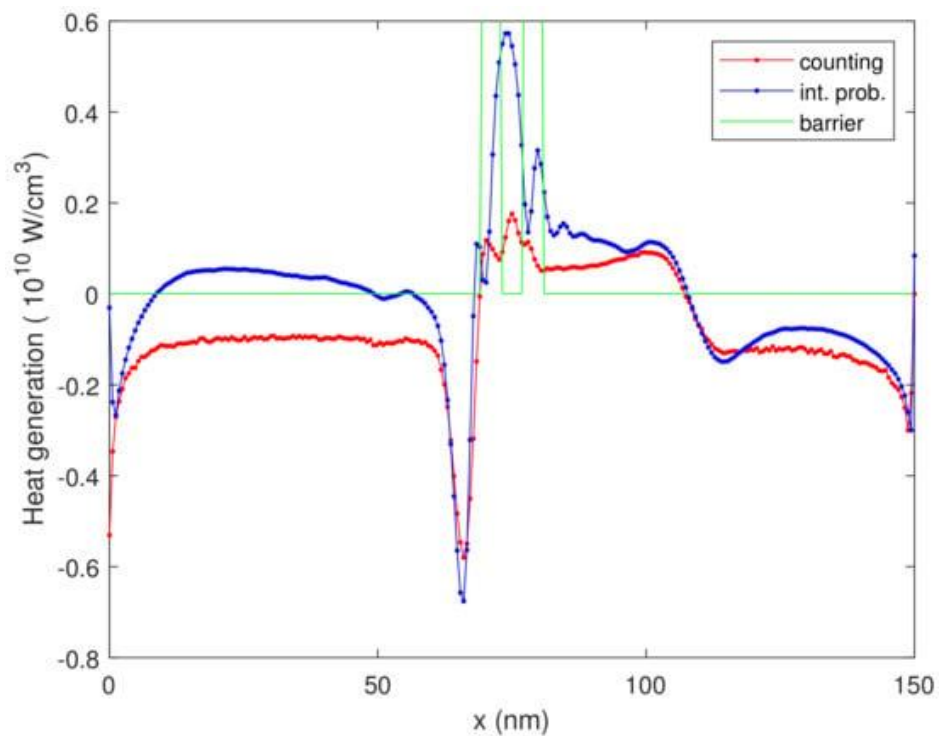


Рисунок 3.6 – Швидкість виділення тепла в залежності від положення для $Vb = 0,8$ V оцінюється за допомогою підрахунку оцінювача та інтегрального оцінювача ймовірності

На рисунку 3.7 ми наносимо графік відповідного стандартного відхилення, що доводить зменшення дисперсії інтегрованої оцінки ймовірності (3.5). На рисунку 4 ми показуємо масштаб рисунка 3.6 зі смугою помилок, доводячи, що інтегрована оцінка ймовірності завжди знаходиться в межах діапазону допуску оцінювача підрахунку. На рисунку 3.9 показано щільність для перших двох ітерацій, не показуючи помітних змін.

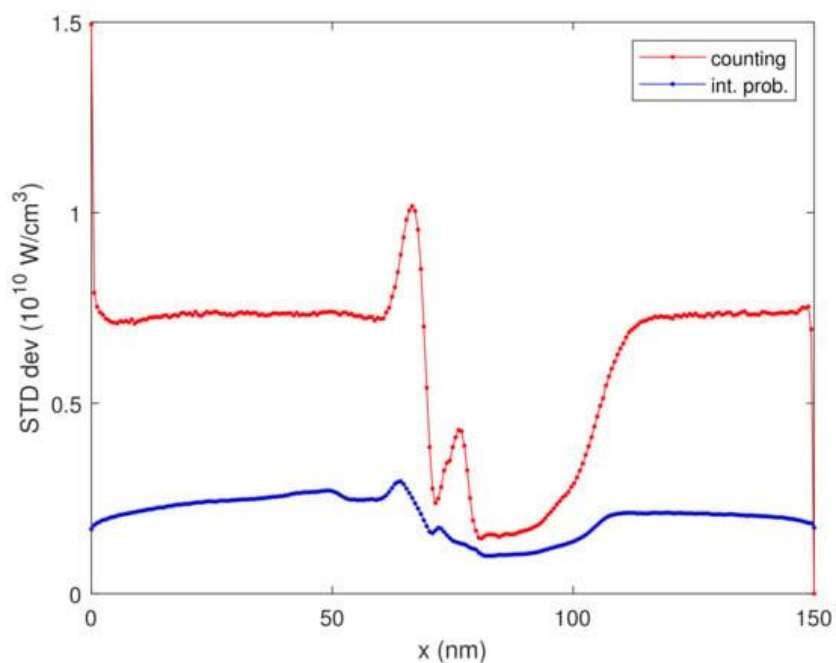


Рисунок 3.7 – Стандартне відхилення оцінювача підрахунку та інтегрованого оцінювача ймовірності від положення для $V_b = 0,8 \text{ В}$

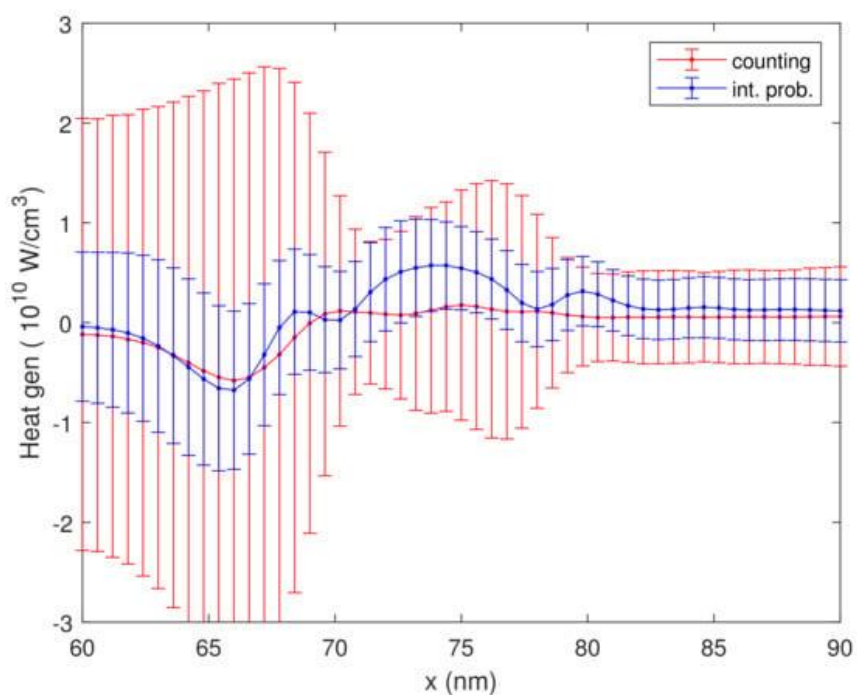


Рисунок 3.8 – Швидкість утворення тепла в залежності від положення для $V_b = 0,8 \text{ В}$, оцінена за допомогою оцінювача підрахунку та інтегрального оцінювача ймовірності, зі шкалою похибок

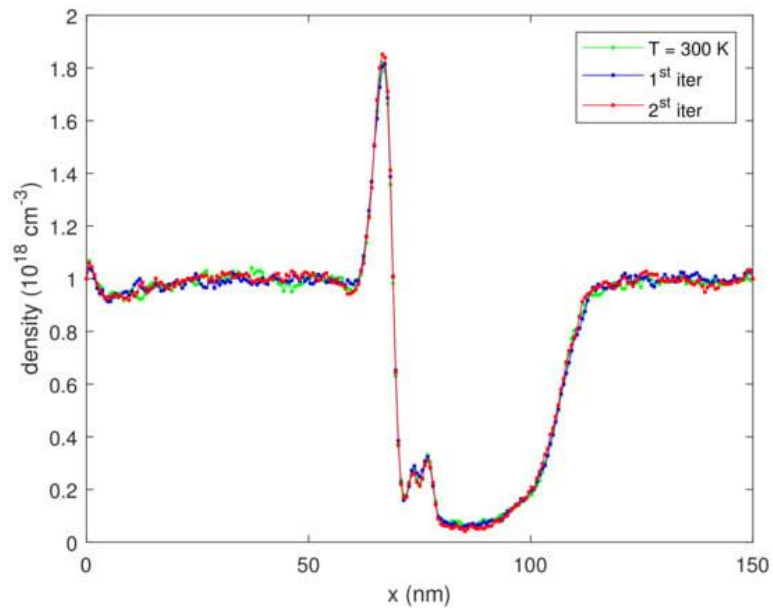


Рисунок 3.9 – Залежність щільності від позиції для деяких ітерацій, для $Vb = 0,8 \text{ V}$

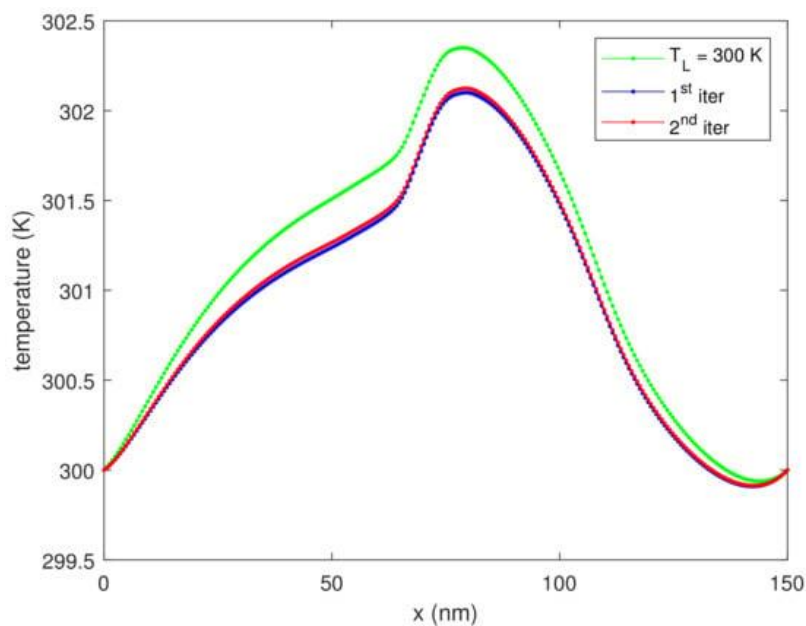


Рисунок 3.10 – Температура решітки TL проти позиції для деяких ітерацій, для $Vb = 0,8 \text{ V}$

На рисунку 3.10 показано температуру решітки, оцінену за допомогою рівняння дифузії тепла для перших двох ітерацій, яких достатньо для досягнення конвергенції. Ми спостерігаємо, що температура решітки зменшується з числом ітерацій. Щоб пояснити цю поведінку, слід розглянути функцію $G(\epsilon)$. Ця функція представляє різницю між ймовірністю випущеного та поглиненого фону; якщо ця величина додатна, більше фонових вивільняється в решітку і, у свою чергу, температура підвищується.

Ми зобразили цю величину на рисунку 3.11, показуючи, що для цього конкретного типу механізму розсіювання вона зменшується з температурою решітки. На рисунку 3.12 ми побудували графік залежності струму від номера ітерації, доводячи, що ця величина постійна. Якщо подвоїти прикладену напругу до $V_b = 1,6$ V, підвищення температури становить 5 разів, як показано на рисунку 3.13.

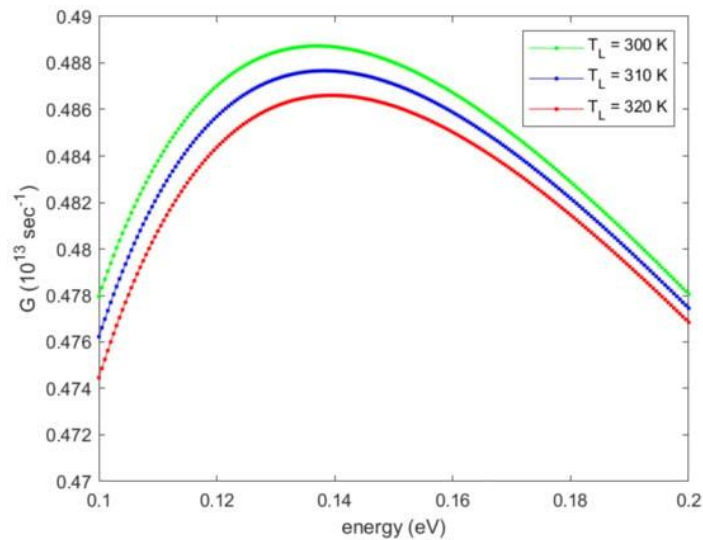


Рисунок 3.11 – Функція $G(\epsilon)$ від енергії для деякої температури ґратки

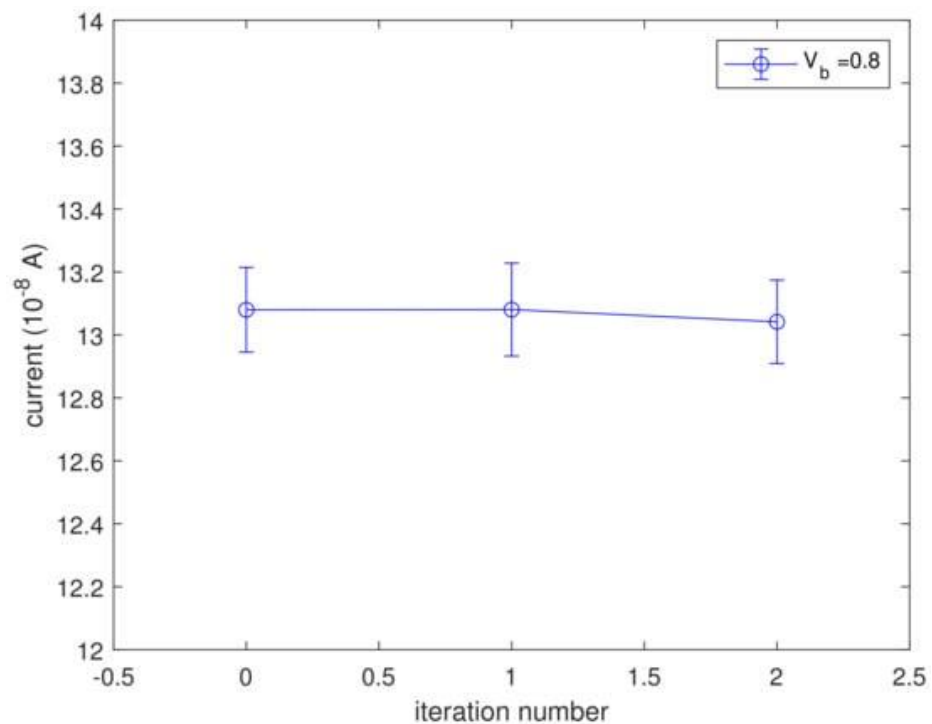


Рисунок 3.12 – Залежність поточного від номера ітерації для $V_b = 0,8 \text{ V}$.

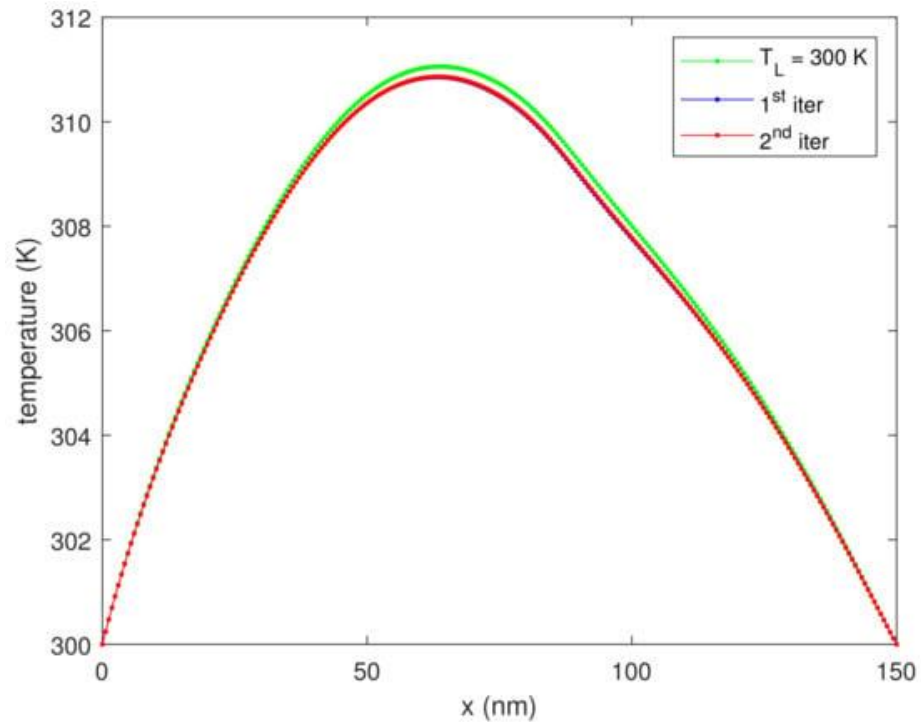


Рисунок 3.13 – Температура решітки T_{LT} проти позиції для деяких ітерацій, для $V_b=1,6V$

3.5 Висновки до розділу

1. Розроблено ефективну модель переносу струму для нелінійного елемента на основі двобар'єрної гетероструктури AlGaAs/GaAs для перетворювачів мікрохвильового сигналу з урахуванням дисипативних процесів (включаючи квантово-механічний самоузгоджений розрахунок міжелектронної взаємодії в каналі низькорозмірного діода). Модель побудована на базових ідеях так званого «компактного» моделювання, реалізуючи принципи декомпозиції, які значно спрощують якісне та кількісне дослідження та інтерпретацію хвильових і дисипативних властивостей переносу струму в каналі, що описується зв'язаними квантово-механічними рівняннями. . Такі дослідження та фізико-математичний аналіз вперше у світовій практиці дозволили адекватно передбачити область PVD та явища гістерезису в рамках стаціонарної моделі.

2. Часову складність алгоритму було зменшено до лінійної асимптотичної оцінки $O(n)$ з обмеженим обсягом пам'яті завдяки типізованому векторизованому підходу до процесу розробки програмного забезпечення.

Валідація моделі підтвердила її високу точність не лише у початковій області кривих IV (з відносною похибкою $\Delta < 1,6\%$), але й для

характеристик, які традиційно прогнозуються з низькою точністю або лише на «якісному» рівні без можливості кількісної оцінки. Ці характеристики включають наступне:

- Піковий струм ($\Delta < 1,7\%$);
- Пікова напруга ($\Delta < 2\%$);
- Долинний струм ($\Delta < 0,01\%$);
- Параметри петлі гістерезису (похибка ширини петлі $\Delta < 0,4\%$, а в PVD $\Delta < 5\%$).

Це робить розроблену компактну модель ефективною для моделювання роботи широкого спектру пристроїв із терморезистивними датчиками температури як нелінійними елементами з робочими точками в різних місцях. З інженерної точки зору розроблена модель дозволить реалізувати цільовий принцип проектування, тобто підхід, що передбачає індивідуалізацію конструкції RTD для конкретного пристрою. Такий підхід забезпечить можливість максимізації одного або кількох показників ефективності пристрою на основі RTD, завдяки можливості одночасного (або паралельного) проектування нелінійного елемента та кінцевого пристрою. Завдяки надзвичайно низькій часовій та просторовій складності при високих значеннях точності очевидна можливість інтеграції розробленої моделі в комерційні професійні системи автоматичного проектування радіоелектронних та оптико-електронних пристроїв на основі RTD.

3. Алгоритм Монте-Карло для частинок із електротермічним знаком надає точний інструмент для вивчення утворення тепла та квантових ефектів у нанометричних напівпровідникових пристроях за рахунок величезних обчислювальних зусиль. Взаємозв'язок між переносом заряду МС і рівнянням дифузії тепла визначається терміном, який називається швидкістю утворення тепла, який зазвичай отримується шляхом підрахунку кількості фононів, що випромінюються/поглинаються під час стаціонарного стану. В якості альтернативи можна використати нову оцінку швидкості утворення тепла, засновану на інтегрованій функції ймовірності розсіювання, яка має менші статистичні флуктуації. Показано результати моделювання для резонансного тунельного діода, які доводять, що тепло виробляється майже повністю всередині квантової ями, і оцінюють температуру решітки, яка залежить від прикладеної напруги. Локалізація областей гарячих точок може бути корисною при проектуванні таких пристроїв, щоб оптимізувати відведення тепла.

4 ЕКОНОМІЧНА ЧАСТИНА

Науково-технічна розробка має право на існування та впровадження, якщо вона відповідає вимогам часу, як в напрямку науково-технічного прогресу та і в плані економіки. Тому для науково-дослідної роботи необхідно оцінювати економічну ефективність результатів виконаної роботи.

Магістерська кваліфікаційна робота «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» відноситься до науково-технічних робіт, які орієнтовані на виведення на ринок (або рішення про виведення науково-технічної розробки на ринок може бути прийнято у процесі проведення самої роботи), тобто коли відбувається так звана комерціалізація науково-технічної розробки. Цей напрямок є пріоритетним, оскільки результатами розробки можуть користуватися інші споживачі, отримуючи при цьому певний економічний ефект. Але для цього потрібно знайти потенційного інвестора, який би взявся за реалізацію цього проекту і переконати його в економічній доцільності такого кроку.

4.1 Проведення комерційного та технологічного аудиту науково-технічної розробки

Метою проведення комерційного і технологічного аудиту дослідження за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» є оцінювання науково-технічного рівня та рівня комерційного потенціалу розробки, створеної в результаті науково-технічної діяльності.

Оцінювання науково-технічного рівня розробки та її комерційного потенціалу рекомендується здійснювати із застосуванням 5-ти бальної системи оцінювання за 12-ма критеріями, наведеними в табл. 4.1 [80].

Таблиця 4.1 – Рекомендовані критерії оцінювання науково-технічного рівня і комерційного потенціалу розробки та бальна оцінка

Бали (за 5-ти бальною шкалою)					
	0	1	2	3	4
Технічна здійсненність концепції					
1	Достовірність концепції не підтверджена	Концепція підтверджена експертними висновками	Концепція підтверджена розрахунками	Концепція перевірена на практиці	Перевірено працездатність продукту в реальних
Ринкові переваги (недоліки)					

2	Багато аналогів на малому ринку	Мало аналогів на малому ринку	Кілька аналогів на великому ринку	Один аналог на великому ринку	Продукт не має аналогів на великому ринку
3	Ціна продукту значно вища за ціни аналогів	Ціна продукту дещо вища за ціни аналогів	Ціна продукту приблизно дорівнює цінам аналогів	Ціна продукту дещо нижче за ціни аналогів	Ціна продукту значно нижче за ціни аналогів
4	Технічні та споживчі властивості продукту значно гірші, ніж в аналогів	Технічні та споживчі властивості продукту трохи гірші, ніж в аналогів	Технічні та споживчі властивості продукту на рівні аналогів	Технічні та споживчі властивості продукту трохи кращі, ніж в аналогів	Технічні та споживчі властивості продукту значно кращі, ніж в аналогів
5	Експлуатаційні витрати значно вищі, ніж в аналогів	Експлуатаційні витрати дещо вищі, ніж в аналогів	Експлуатаційні витрати на рівні експлуатаційних витрат аналогів	Експлуатаційні витрати трохи нижчі, ніж в аналогів	Експлуатаційні витрати значно нижчі, ніж в аналогів
Ринкові перспективи					
6	Ринок малий і не має позитивної динаміки	Ринок малий, але має позитивну динаміку	Середній ринок з позитивною динамікою	Великий стабільний ринок	Великий ринок з позитивною динамікою
7	Активна конкуренція великих компаній на ринку	Активна конкуренція	Помірна конкуренція	Незначна конкуренція	Конкурентів немає
Практична здійсненність					
8	Відсутні фахівці як з технічної, так і з комерційної реалізації ідеї	Необхідно наймати фахівців або витратити значні кошти та час на навчання наявних фахівців	Необхідне незначне навчання фахівців та збільшення їх штату	Необхідне незначне навчання фахівців	Є фахівці з питань як з технічної, так і з комерційної реалізації ідеї
9	Потрібні значні фінансові ресурси, які відсутні. Джерела фінансування ідеї відсутні	Потрібні незначні фінансові ресурси. Джерела фінансування відсутні	Потрібні значні фінансові ресурси. Джерела фінансування є	Потрібні незначні фінансові ресурси. Джерела фінансування є	Не потребує додаткового фінансування
10	Необхідна розробка нових матеріалів	Потрібні матеріали, що використовуються у військово-промисловому комплексі	Потрібні дорогі матеріали	Потрібні досяжні та дешеві матеріали	Всі матеріали для реалізації ідеї відомі та давно використовуються у виробництві

Продовження таблиці 4.1 – Рекомендовані критерії оцінювання науково-технічного рівня і комерційного потенціалу розробки та бальна оцінка

11	Термін реалізації ідеї більший за 10 років	Термін реалізації ідеї більший за 5 років. Термін окупності інвестицій більше 10-ти	Термін реалізації ідеї від 3-х до 5-ти років. Термін окупності інвестицій більше 5-ти років	Термін реалізації ідеї менше 3-х років. Термін окупності інвестицій від 3-х до 5-ти	Термін реалізації ідеї менше 3-х років. Термін окупності інвестицій менше 3-х років
12	Необхідна розробка регламентних документів та отримання великої кількості дозвілних документів на виробництво та реалізацію продукту	Необхідно отримання великої кількості дозвілних документів на виробництво та реалізацію продукту, що вимагає значних коштів та часу	Процедура отримання дозвілних документів для виробництва та реалізації продукту вимагає незначних коштів та часу	Необхідно тільки повідомлення відповідним органам про виробництво та реалізацію продукту	Відсутні будь-які регламентні обмеження на виробництво та реалізацію продукту

Результати оцінювання науково-технічного рівня та комерційного потенціалу науково-технічної розробки потрібно звести до таблиці 4.2.

Таблиця 4.2 – Результати оцінювання науково-технічного рівня і комерційного потенціалу розробки експертами

Критерії	Експерт (ПБ, посада)		
	1	2	3
	Бали:		
1. Технічна здійсненність концепції	5	4	5
2. Ринкові переваги (наявність аналогів)	2	3	3
3. Ринкові переваги (ціна продукту)	3	4	3
4. Ринкові переваги (технічні властивості)	4	3	4
5. Ринкові переваги (експлуатаційні витрати)	3	2	3
6. Ринкові перспективи (розмір ринку)	3	3	3
7. Ринкові перспективи (конкуренція)	2	2	2
8. Практична здійсненність (наявність фахівців)	4	4	4
9. Практична здійсненність (наявність фінансів)	2	3	2
10. Практична здійсненність (необхідність нових матеріалів)	3	4	4
11. Практична здійсненність (термін реалізації)	3	4	4
12. Практична здійсненність (розробка документів)	4	4	3
Сума балів	38	40	40
Середньоарифметична сума балів CB_c	39,3		

За результатами розрахунків, наведених в таблиці 4.2, зробимо висновок щодо науково-технічного рівня і рівня комерційного потенціалу розробки. При цьому використаємо рекомендації, наведені в табл. 4.3 [80].

Таблиця 4.3 – Науково-технічні рівні та комерційні потенціали розробки

Середньоарифметична сума балів СБ , розрахована на основі висновків	Науково-технічний рівень та комерційний потенціал розробки
41...48	Високий
31...40	Вище середнього
21...30	Середній
11...20	Нижче середнього
0...10	Низький

Згідно проведених досліджень рівень комерційного потенціалу розробки за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» становить 39,3 бала, що, відповідно до таблиці 4.3, свідчить про комерційну важливість проведення даних досліджень (рівень комерційного потенціалу розробки вище середнього).

4.2 Розрахунок узагальненого коефіцієнта якості розробки

Окрім комерційного аудиту розробки доцільно також розглянути технічний рівень якості розробки, розглянувши її основні технічні показники. Ці показники по-різному впливають на загальну якість проектної розробки.

Узагальнений коефіцієнт якості (B_n) для нового технічного рішення розрахуємо за формулою [81]

$$B_n = \sum_{i=1}^k \alpha_i \cdot \beta_i, \quad (4.1)$$

де k – кількість найбільш важливих технічних показників, які впливають на якість нового технічного рішення;

α_i – коефіцієнт, який враховує питому вагу i -го технічного показника в загальній якості розробки. Коефіцієнт α_i визначається експертним шляхом і

при цьому має виконуватись умова $\sum_{i=1}^k \alpha_i = 1$;

β_i – відносне значення i -го технічного показника якості нової розробки.

Відносні значення β_i для різних випадків розраховуємо за такими формулами:

- для показників, зростання яких вказує на підвищення в лінійній залежності якості нової розробки

$$\beta_i = \frac{I_{ni}}{I_{ai}}, \quad (4.2)$$

де I_{ni} та I_{na} – чисельні значення конкретного i -го технічного показника якості відповідно для нової розробки та аналога;

- для показників, зростання яких вказує на погіршення в лінійній залежності якості нової розробки

$$\beta_i = \frac{I_{ai}}{I_{ni}}; \quad (4.3)$$

Використовуючи наведені залежності можемо проаналізувати та порівняти техніко-економічні характеристики аналогу та розробки на основі отриманих наявних та проектних показників, а результати порівняння зведемо до таблиці 4.4.

Таблиця 4.4 – Порівняння основних параметрів розробки та аналога

Показники (параметри)	Одиниця вимірю- вання	Аналог	Проектований пристрій	Відношення параметрів нової розробки до аналога	Питома вага показника
Напруга живлення	В	0,25...0,85	0,12...0,95	2	0,1
Струм споживання	мА	150	0,5...50	3	0,3
Діапазон робочих частот	ГГц	0,1...150	0,01...150	1	0,15
Діапазон робочих температур	0С	0...30	-5...+40	1,2	0,25
Кількість годин напрацювання	год	20000	40000	2	0,2

Узагальнений коефіцієнт якості (B_n) для нового технічного рішення складе

$$B_n = \sum_{i=1}^k \alpha_i \cdot \beta_i = 2 \cdot 0,1 + 3 \cdot 0,3 + 1 \cdot 0,15 + 1,2 \cdot 0,25 + 2 \cdot 0,2 = 1,95.$$

Отже за технічними параметрами, згідно узагальненого коефіцієнту якості розробки, науково-технічна розробка переважає існуючі аналоги приблизно в 1,95 рази.

4.3 Розрахунок витрат на проведення науково-дослідної роботи

Витрати, пов'язані з проведенням науково-дослідної роботи на тему «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту», під час планування, обліку і калькулювання собівартості науково-дослідної роботи групуємо за відповідними статтями.

4.3.1 Витрати на оплату праці

До статті «Витрати на оплату праці» належать витрати на виплату основної та додаткової заробітної плати керівникам відділів, лабораторій, секторів і груп, науковим, інженерно-технічним працівникам, конструкторам, технологам, креслярам, копіювальникам, лаборантам, робітникам, студентам, аспірантам та іншим працівникам, безпосередньо зайнятим виконанням конкретної теми, обчисленої за посадовими окладами, відрядними розцінками, тарифними ставками згідно з чинними в організаціях системами оплати праці.

Основна заробітна плата дослідників

Витрати на основну заробітну плату дослідників (Z_o) розраховуємо у відповідності до посадових окладів працівників, за формулою [80]

$$Z_o = \sum_{i=1}^k \frac{M_{ni} \cdot t_i}{T_p}, \quad (4.4)$$

де k – кількість посад дослідників залучених до процесу досліджень;

M_{ni} – місячний посадовий оклад конкретного дослідника, (грн.);

t_i – число днів роботи конкретного дослідника, дн.;

T_p – середнє число робочих днів в місяці, $T_p = 22$ дні.

$$Z_o = 18250,00 \cdot 12 / 22 = 9272,76 \text{ (грн.)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці 4.5

Таблиця 4.5 – Витрати на заробітну плату дослідників

Найменування посади	Місячний посадовий оклад, грн	Оплата за робочий день, грн	Число днів роботи	Витрати на заробітну плату, грн
Проектний менеджер (координатор проекту)	18250,00	772,73	12	9272,76
Інженер-розробник мікро та нанопроцесорної техніки	17600,00	750,00	22	16500,00
Лаборант	8050,00	681,82	18	12272,76
Всього				38045,52

Основна заробітна плата робітників

Витрати на основну заробітну плату робітників ($З_p$) за відповідними найменуваннями робіт НДР на тему «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» розраховуємо за формулою

$$З_p = \sum_{i=1}^n C_i \cdot t_i, \quad (4.5)$$

де C_i – погодинна тарифна ставка робітника відповідного розряду, за виконану відповідну роботу, (грн/год.);

t_i – час роботи робітника при виконанні визначеної роботи, год.

Погодинну тарифну ставку робітника відповідного розряду C_i можна визначити за формулою

$$C_i = \frac{M_M \cdot K_i \cdot K_c}{T_p \cdot t_{зм}}, \quad (4.6)$$

де M_M – розмір прожиткового мінімуму працездатної особи, або мінімальної місячної заробітної плати (в залежності від діючого законодавства), прийmemo $M_M=8000,00$ (грн.);

K_i – коефіцієнт міжкваліфікаційного співвідношення для встановлення тарифної ставки робітнику відповідного розряду (табл. Б.2, додаток Б) [80];

K_c – мінімальний коефіцієнт співвідношень місячних тарифних ставок робітників першого розряду з нормальними умовами праці виробничих

об'єднань і підприємств до законодавчо встановленого розміру мінімальної заробітної плати.

T_p – середнє число робочих днів в місяці, приблизно $T_p = 22$ дн;

$t_{зм}$ – тривалість зміни, год.

$$C_1 = 8000,00 \cdot 1,10 \cdot 1,15 / (22 \cdot 8) = 57,50 \text{ (грн.)}$$

$$З_{pl} = 57,50 \cdot 6,20 = 356,50 \text{ (грн.)}$$

Таблиця 4.6 – Величина витрат на основну заробітну плату робітників

Найменування робіт	Тривалість роботи, год	Розряд роботи	Тарифний коефіцієнт	Погодинна тарифна ставка, грн	Величина оплати на робітника, грн
Монтаж обладнання	6,20	2	1,10	57,50	356,50
Підготовка робочого місця розробника мікропроцесорної техніки	4,50	3	1,35	70,57	317,56
Встановлення програмного забезпечення розробки МНТ	5,40	4	1,50	78,41	423,41
Формування бази даних експерименту	9,00	3	1,35	70,57	635,11
Монтаж компонентів досліджуваної техніки	3,30	5	1,70	88,86	293,25
Випробування дослідних блоків	5,00	5	1,70	88,86	444,32
Налагодження сенсорів	4,00	6	2,00	104,55	418,18
Технічна підтримка експерименту	8,00	3	1,35	70,57	564,55
Всього					3452,88

Додаткова заробітна плата дослідників та робітників

Додаткову заробітну плату розраховуємо як 10 ... 12% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$З_{дод} = (З_o + З_p) \cdot \frac{H_{дод}}{100\%}, \quad (4.7)$$

де $H_{\text{доп}}$ – норма нарахування додаткової заробітної плати. Прийmemo 11%.

$$Z_{\text{доп}} = (38045,52 + 3452,88) \cdot 11 / 100\% = 4564,82 \text{ (грн.)}$$

4.3.2 Відрахування на соціальні заходи

Нарахування на заробітну плату дослідників та робітників розраховуємо як 22% від суми основної та додаткової заробітної плати дослідників і робітників за формулою

$$Z_n = (Z_o + Z_p + Z_{\text{доп}}) \cdot \frac{H_{\text{зн}}}{100\%} \quad (4.8)$$

де $H_{\text{зн}}$ – норма нарахування на заробітну плату. Приймаємо 22%.

$$Z_n = (38045,52 + 3452,88 + 4564,82) \cdot 22 / 100\% = 10133,91 \text{ (грн.)}$$

4.3.3 Сировина та матеріали

До статті «Сировина та матеріали» належать витрати на сировину, основні та допоміжні матеріали, інструменти, пристрої та інші засоби і предмети праці, які придбані у сторонніх підприємств, установ і організацій та витрачені на проведення досліджень за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту».

Витрати на матеріали (M), у вартісному вираженні розраховуються окремо по кожному виду матеріалів за формулою

$$M = \sum_{j=1}^n H_j \cdot C_j \cdot K_j - \sum_{j=1}^n B_j \cdot C_{\text{в}j}, \quad (4.9)$$

де H_j – норма витрат матеріалу j -го найменування, кг;

n – кількість видів матеріалів;

C_j – вартість матеріалу j -го найменування, (грн/кг.);

K_j – коефіцієнт транспортних витрат, ($K_j = 1,1 \dots 1,15$);

B_j – маса відходів j -го найменування, кг;

$C_{\text{в}j}$ – вартість відходів j -го найменування, (грн/кг.).

$$M_1 = 2,0 \cdot 198,00 \cdot 1,11 - 0 \cdot 0 = 439,56 \text{ (грн.)}$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці 4.7

Таблиця 4.7 – Витрати на матеріали

Найменування матеріалу, марка, тип, сорт	Ціна за 1 кг, грн	Норма витрат, кг	Величина відходів, кг	Ціна відходів, грн/кг	Вартість витраченого матеріалу, грн
Папір канцелярський офісний COOL-500 (A4)	198,00	2,0	0	0	439,56
Папір для заміток COOL-B (A5)/70	92,00	2,0	0	0	204,24
Начиння канцелярське COOL	180,00	4,0	0	0	799,20
Органайзер офісний COOL light	125,00	4,0	0	0	555,00
Картридж для принтера HP-7021	950,00	1,0	0	0	1054,50
Диск оптичний COOL-CD/RW	27,00	4,0	0	0	119,88
FLASH-пам'ять BAFF 32GB	229,00	1,0	0	0	254,19
Тека для паперів	76,00	4,0	0	0	337,44
Припой ПОС-61	520,00	0,1000	0	0	57,72
Склотекстоліт	295,00	0,0200	0	0	6,55
Провод монтажний	365,00	0,0140	0	0	5,67
Спирт технічний	156,00	0,1000	0	0	17,32
Всього					3851,27

4.3.4 Розрахунок витрат на комплектуючі

Витрати на комплектуючі (K_{ϵ}), які використовують при проведенні НДР на тему «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту», розраховуємо, згідно з їхньою номенклатурою, за формулою

$$K_{\epsilon} = \sum_{j=1}^n H_j \cdot C_j \cdot K_j \quad (4.10)$$

де H_j – кількість комплектуючих j -го виду, шт.;

C_j – покупна ціна комплектуючих j -го виду, (грн.);

K_j – коефіцієнт транспортних витрат, ($K_j = 1,1 \dots 1,15$).

$$K_e = 2 \cdot 3570,00 \cdot 1,11 = 7925,40 \text{ (грн.)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці 4.8

Таблиця 4.8 – Витрати на комплектуючі

Найменування комплектуючих	Кількість, шт.	Ціна за штуку, грн	Сума, грн
Тунельно-резонансний діод	2	3570,00	7925,40
Всього			7925,40

4.3.5 Спецустаткування для наукових (експериментальних) робіт

До статті «Спецустаткування для наукових (експериментальних) робіт» належать витрати на виготовлення та придбання спецустаткування необхідного для проведення досліджень, також витрати на їх проектування, виготовлення, транспортування, монтаж та встановлення.

Балансову вартість спецустаткування розраховуємо за формулою

$$B_{\text{спец}} = \sum_{i=1}^k C_i \cdot C_{\text{пр.і}} \cdot K_i, \quad (4.11)$$

де C_i – ціна придбання одиниці спецустаткування даного виду, марки, грн;

$C_{\text{пр.і}}$ – кількість одиниць устаткування відповідного найменування, які придбані для проведення досліджень, шт.;

K_i – коефіцієнт, що враховує доставку, монтаж, налагодження устаткування тощо, ($K_i = 1,10 \dots 1,12$);

k – кількість найменувань устаткування.

$$B_{\text{спец}} = 7250,00 \cdot 1 \cdot 1,11 = 19338,00 \text{ (грн.)}.$$

Отримані результати зведемо до таблиці 4.9.

Таблиця 4.9 – Витрати на придбання спецустаткування по кожному виду

Найменування устаткування	Кількість, шт	Ціна за одиницю, грн	Вартість, грн
Паяльна станція YINUA 853AAA-II	1	7250,00	19338,00
Всього			43978,00

4.3.6 Програмне забезпечення для наукових (експериментальних) робіт

До статті «Програмне забезпечення для наукових (експериментальних) робіт» належать витрати на розробку та придбання спеціальних програмних засобів і програмного забезпечення, (програм, алгоритмів, баз даних) необхідних для проведення досліджень, також витрати на їх проектування, формування та встановлення.

Балансову вартість програмного забезпечення розраховуємо за формулою

$$B_{npg} = \sum_{i=1}^k C_{npg} \cdot C_{npg.i} \cdot K_i, \quad (4.12)$$

де C_{npg} – ціна придбання одиниці програмного засобу даного виду, грн;

$C_{npg.i}$ – кількість одиниць програмного забезпечення відповідного найменування, які придбані для проведення досліджень, шт.;

K_i – коефіцієнт, що враховує інсталяцію, налагодження програмного засобу тощо, ($K_i = 1, 10 \dots 1, 12$);

k – кількість найменувань програмних засобів.

$$B_{npg} = 360,00 \cdot 1 \cdot 1,11 = 399,60 \text{ (грн.)}$$

Отримані результати зведемо до таблиці 4.10.

Таблиця 4.10 – Витрати на придбання програмних засобів по кожному виду

Найменування програмного засобу	Кіль- кість, шт	Ціна за одиницю (грн.)	Варті- сть, (грн.)
Доступ до мережі Internet (високошвидкісний) грн/місяць	1	360,00	399,60
Середовище проектування Electronics Workbench Multisim 12	1	2599,00	2884,89
Пакет Visual System Simulator	1	4529,00	5027,19
Пакет Microwave Office	1	3739,00	4150,29
Пакет MATLAB SIMULINK	1	4299,00	4771,89
Всього			17233,86

4.3.7 Амортизація обладнання, програмних засобів та приміщень

В спрощеному вигляді амортизаційні відрахування по кожному виду обладнання, приміщень та програмному забезпеченню тощо, розраховуємо з використанням прямолінійного методу амортизації за формулою

$$A_{обл} = \frac{Ц_б}{T_е} \cdot \frac{t_{вик}}{12}, \quad (4.13)$$

де $Ц_б$ – балансова вартість обладнання, програмних засобів, приміщень тощо, які використовувались для проведення досліджень, (грн.);

$t_{вик}$ – термін використання обладнання, програмних засобів, приміщень під час досліджень, місяців;

$T_е$ – строк корисного використання обладнання, програмних засобів, приміщень тощо, років.

$$A_{обл} = (26820,00 \cdot 1) / (2 \cdot 12) = 1117,50 \text{ (грн.)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці 4.11

Таблиця 4.11 – Амортизаційні відрахування по кожному виду обладнання

Найменування обладнання	Балансова вартість, (грн.)	Строк корисного використання, років	Термін використання обладнання, місяців	Амортизаційні відрахування, (грн.)
Персональний комп'ютер дослідника (Brain COM 18242-507)	26820,00	2	1	1117,50
Графічно-обчислювальний комплекс на основі EXPERT BJT i5/16/1000	43999,00	3	1	1222,19
Пристрої виводу графічної інформації	7770,00	4	1	161,88
Оргтехніка	7320,00	5	1	122,00
Приміщення лабораторії розробки МНТ	420000,00	30	1	1166,67
Робоче місце дослідника	7320,00	4	1	152,50
Пристрої передачі цифрової інформації (Маршрутизатор інтернет WiFi6 TP-Link Archer AX12)	1870,00	4	1	38,96
ОС Windows 10	4260,00	3	1	118,33

Продовження таблиці 4.11 – Амортизаційні відрахування по кожному виду обладнання

Прикладний пакет Microsoft Office 2019 Professional Plus	4800,00	3	1	133,33
Професійний осцилограф глибокого аналізу 3 ГГц, 20 Гс/с, LeCroy WavePro 7300A	189500,00	7	1	2255,95
Всього				6489,31

4.3.8 Паливо та енергія для науково-виробничих цілей

Витрати на силову електроенергію (B_e) розраховуємо за формулою

$$B_e = \sum_{i=1}^n \frac{W_{yi} \cdot t_i \cdot C_e \cdot K_{eni}}{\eta_i}, \quad (4.14)$$

де W_{yi} – встановлена потужність обладнання на визначеному етапі розробки, кВт;

t_i – тривалість роботи обладнання на етапі дослідження, год;

C_e – вартість 1 кВт-години електроенергії, грн; (вартість електроенергії визначається за даними енергопостачальної компанії), прийmemo $C_e = 10,98$ (грн.);

K_{eni} – коефіцієнт, що враховує використання потужності, $K_{eni} < 1$;

η_i – коефіцієнт корисної дії обладнання, $\eta_i < 1$.

$B_e = 0,05 \cdot 160,0 \cdot 10,98 \cdot 0,95 / 0,97 = 87,84$ (грн.).

Проведені розрахунки зведемо до таблиці 4.12.

Таблиця 4.12 – Витрати на електроенергію

Найменування обладнання	Встановлена потужність, кВт	Тривалість роботи, год	Сума, грн
Персональний комп'ютер дослідника (Brain COM 18242-507)	0,05	160,0	87,84
Графічно-обчислювальний комплекс на основі EXPERT BJT i5/16/1000	0,32	160,0	562,18
Пристрої виводу графічної інформації	0,10	6,0	6,59
Оргтехніка	0,32	1,5	5,27
Програматор мікроконтролерний	0,02	20,0	4,39
Робоче місце дослідника	0,08	160,0	140,54

Продовження таблиці 4.12 – Витрати на електроенергію

Пристрої передачі цифрової інформації (Маршрутизатор TP-Link Archer AX12)	0,02	160,0	35,14
Професійний осцилограф глибокого аналізу 3 ГГц, 20 Гс/с, LeCroy WavePro 7300A	0,12	50,0	65,88
Всього			907,83

4.3.9 Службові відрядження

До статті «Службові відрядження» дослідної роботи на тему «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» належать витрати на відрядження штатних працівників, працівників організацій, які працюють за договорами цивільно-правового характеру, аспірантів, зайнятих розробленням досліджень, відрядження, пов'язані з проведенням випробувань машин та приладів, а також витрати на відрядження на наукові з'їзди, конференції, наради, пов'язані з виконанням конкретних досліджень.

Витрати за статтею «Службові відрядження» відсутні.

4.3.10 Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації

Витрати за статтею «Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації» відсутні.

4.3.11 Інші витрати

До статті «Інші витрати» належать витрати, які не знайшли відображення у зазначених статтях витрат і можуть бути віднесені безпосередньо на собівартість досліджень за прямими ознаками.

Витрати за статтею «Інші витрати» розраховуємо як 50...100% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$I_e = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{ie}}{100\%}, \quad (4.15)$$

де H_{ie} – норма нарахування за статтею «Інші витрати», прийmemo $H_{ie} = 50\%$.

$$I_6 = (38045,52 + 3452,88) \cdot 50 / 100\% = 20749,20 \text{ (грн.)}.$$

4.3.12 Накладні (загальновиробничі) витрати

До статті «Накладні (загальновиробничі) витрати» належать: витрати, пов'язані з управлінням організацією; витрати на винахідництво та раціоналізацію; витрати на підготовку (перепідготовку) та навчання кадрів; витрати, пов'язані з набором робочої сили; витрати на оплату послуг банків; витрати, пов'язані з освоєнням виробництва продукції; витрати на науково-технічну інформацію та рекламу та ін.

Витрати за статтею «Накладні (загальновиробничі) витрати» розраховуємо як 100...150% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$B_{нзв} = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{нзв}}{100\%}, \quad (4.16)$$

де $H_{нзв}$ – норма нарахування за статтею «Накладні (загальновиробничі) витрати», прийmemo $H_{нзв} = 100\%$.

$$B_{нзв} = (38045,52 + 3452,88) \cdot 100 / 100\% = 41498,40 \text{ (грн.)}.$$

Витрати на проведення науково-дослідної роботи на тему «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» розраховуємо як суму всіх попередніх статей витрат за формулою:

$$B_{заг} = Z_o + Z_p + Z_{ood} + Z_n + M + K_v + B_{спец} + B_{прз} + A_{обл} + B_e + B_{св} + B_{сп} + I_6 + B_{нзв}. \quad (4.17)$$

$$B_{заг} = 38045,52 + 3452,88 + 4564,82 + 10133,91 + 3851,27 + 7925,40 + 43978,00 + 17233,86 + 6489,31 + 907,83 + 0,00 + 0,00 + 20749,20 + 41498,40 = 198830,39 \text{ (грн.)}.$$

Загальні витрати $ЗВ$ на завершення науково-дослідної (науково-технічної) роботи та оформлення її результатів розраховується за формулою

$$ЗВ = \frac{B_{заг}}{\eta}, \quad (4.18)$$

де η - коефіцієнт, який характеризує етап (стадію) виконання науково-дослідної роботи, прийmemo $\eta = 0,95$.

$$ЗВ = 198830,39 / 0,95 = 209295,14 \text{ (грн.)}.$$

4.4 Розрахунок економічної ефективності науково-технічної розробки при її можливій комерціалізації потенційним інвестором

В ринкових умовах узагальнюючим позитивним результатом, що його може отримати потенційний інвестор від можливого впровадження результатів тієї чи іншої науково-технічної розробки, є збільшення у потенційного інвестора величини чистого прибутку.

Результати дослідження проведені за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» передбачають комерціалізацію протягом 4-х років реалізації на ринку.

В цьому випадку майбутній економічний ефект буде формуватися на основі таких даних:

ΔN – збільшення кількості споживачів пристрою, у періоди часу, що аналізуються, від покращення його певних характеристик;

Показник	1-й рік	2-й рік	3-й рік	4-й рік
Збільшення кількості споживачів, осіб	450	800	1100	850

N – кількість споживачів які використовували аналогічний пристрій у році до впровадження результатів нової науково-технічної розробки, прийmemo 5000 осіб;

C_o – вартість пристрою у році до впровадження результатів розробки, прийmemo 4800,00 (грн.);

$\pm \Delta C_o$ – зміна вартості пристрою від впровадження результатів науково-технічної розробки, прийmemo 110,00 (грн.).

Можливе збільшення чистого прибутку у потенційного інвестора $\Delta \Pi_i$ для кожного із 4-х років, протягом яких очікується отримання позитивних результатів від можливого впровадження та комерціалізації науково-технічної розробки, розраховуємо за формулою [80]

$$\Delta \Pi_i = (\pm \Delta C_o \cdot N + C_o \cdot \Delta N)_i \cdot \lambda \cdot \rho \cdot \left(1 - \frac{g}{100}\right), \quad (4.19)$$

де λ – коефіцієнт, який враховує сплату потенційним інвестором податку на додану вартість. У 2024 році ставка податку на додану вартість складає 20%, а коефіцієнт $\lambda = 0,8333$;

ρ – коефіцієнт, який враховує рентабельність інноваційного продукту).
Прийmemo $\rho = 41\%$;

ϑ – ставка податку на прибуток, який має сплачувати потенційний інвестор, у 2024 році $\vartheta = 18\%$;

Збільшення чистого прибутку 1-го року:

$$\Delta\Pi_1 = (110,00 \cdot 5000,00 + 4910,00 \cdot 450) \cdot 0,83 \cdot 0,41 \cdot (1 - 0,18/100\%) = 770027,44 \text{ (грн.)}.$$

Збільшення чистого прибутку 2-го року:

$$\Delta\Pi_2 = (110,00 \cdot 5000,00 + 4910,00 \cdot 1250) \cdot 0,83 \cdot 0,41 \cdot (1 - 0,18/100\%) = 1866120,13 \text{ (грн.)}.$$

Збільшення чистого прибутку 3-го року:

$$\Delta\Pi_3 = (110,00 \cdot 5000,00 + 4910,00 \cdot 2350) \cdot 0,83 \cdot 0,41 \cdot (1 - 0,18/100\%) = 3373247,57 \text{ (грн.)}.$$

Збільшення чистого прибутку 4-го року:

$$\Delta\Pi_4 = (110,00 \cdot 5000,00 + 4910,00 \cdot 3200) \cdot 0,83 \cdot 0,41 \cdot (1 - 0,18/100\%) = 4537846,05 \text{ (грн.)}.$$

Приведена вартість збільшення всіх чистих прибутків $ПП$, що їх може отримати потенційний інвестор від можливого впровадження та комерціалізації науково-технічної розробки

$$ПП = \sum_{i=1}^T \frac{\Delta\Pi_i}{(1 + \tau)^t}, \quad (4.20)$$

де $\Delta\Pi_i$ – збільшення чистого прибутку у кожному з років, протягом яких виявляються результати впровадження науково-технічної розробки, грн;

T – період часу, протягом якого очікується отримання позитивних результатів від впровадження та комерціалізації науково-технічної розробки, роки;

τ – ставка дисконтування, за яку можна взяти щорічний прогнозований рівень інфляції в країні, $\tau = 0,15$;

t – період часу (в роках) від моменту початку впровадження науково-технічної розробки до моменту отримання потенційним інвестором додаткових чистих прибутків у цьому році.

$$\begin{aligned} ПП &= 770027,44/(1+0,15)^1 + 1866120,13/(1+0,15)^2 + 3373247,57/(1+0,15)^3 + \\ &+ 4537846,05/(1+0,15)^4 = 669589,08 + 1411054,91 + 2217965,03 + 2594528,21 = \\ &= 6893137,23 \text{ (грн.)}. \end{aligned}$$

Величина початкових інвестицій PV , які потенційний інвестор має вкласти для впровадження і комерціалізації науково-технічної розробки

$$PV = k_{инв} \cdot 3B, \quad (4.21)$$

де $k_{инв}$ – коефіцієнт, що враховує витрати інвестора на впровадження науково-технічної розробки та її комерціалізацію, приймаємо $k_{инв}=2$;

$3B$ – загальні витрати на проведення науково-технічної розробки та оформлення її результатів, приймаємо 209295,14 (грн.).

$$PV = k_{инв} \cdot 3B = 2 \cdot 209295,14 = 418590,29 \text{ (грн.)}.$$

Абсолютний економічний ефект $E_{абс}$ для потенційного інвестора від можливого впровадження та комерціалізації науково-технічної розробки становитиме

$$E_{абс} = III - PV \quad (4.22)$$

де III – приведена вартість зростання всіх чистих прибутків від можливого впровадження та комерціалізації науково-технічної розробки, 6893137,23 (грн.);

PV – теперішня вартість початкових інвестицій, 418590,29 (грн.).

$$E_{абс} = III - PV = 6893137,23 - 418590,29 = 6474546,95 \text{ (грн.)}$$

Внутрішня економічна дохідність інвестицій E_{ϵ} , які можуть бути вкладені потенційним інвестором у впровадження та комерціалізацію науково-технічної розробки

$$E_{\epsilon} = \sqrt[T_{жс}]{1 + \frac{E_{абс}}{PV}} - 1, \quad (4.23)$$

де $E_{абс}$ – абсолютний економічний ефект вкладених інвестицій, 6474546,95 (грн.);

PV – теперішня вартість початкових інвестицій, 418590,29 (грн.);

$T_{жс}$ – життєвий цикл науково-технічної розробки, тобто час від початку її розробки до закінчення отримування позитивних результатів від її впровадження, 4 роки.

$$E_{\epsilon} = \sqrt[T_{жс}]{1 + \frac{E_{абс}}{PV}} - 1 = (1 + 6474546,95/418590,29)^{1/4} = 1,01.$$

Мінімальна внутрішня економічна дохідність вкладених інвестицій $\tau_{мін}$

$$\tau_{\min} = d + f, \quad (4.24)$$

де d – середньозважена ставка за депозитними операціями в комерційних банках; в 2024 році в Україні $d = 0,1$;

f – показник, що характеризує ризикованість вкладення інвестицій, прийmemo 0,25.

$\tau_{\min} = 0,1 + 0,25 = 0,35 < 1,01$ свідчить про те, що внутрішня економічна дохідність інвестицій E_g , які можуть бути вкладені потенційним інвестором у впровадження та комерціалізацію науково-технічної розробки вища мінімальної внутрішньої дохідності. Тобто інвестувати в науково-дослідну роботу за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» доцільно.

Період окупності інвестицій $T_{ок}$ які можуть бути вкладені потенційним інвестором у впровадження та комерціалізацію науково-технічної розробки

$$T_{ок} = \frac{1}{E_g}, \quad (4.25)$$

де E_g – внутрішня економічна дохідність вкладених інвестицій.

$$T_{ок} = 1 / 1,01 = 0,99 \text{ р.}$$

$T_{ок} < 3$ -х років, що свідчить про комерційну привабливість науково-технічної розробки і може спонукати потенційного інвестора профінансувати впровадження даної розробки та виведення її на ринок.

4.5 Висновки до розділу

Згідно проведених досліджень рівень комерційного потенціалу розробки за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту» становить 39,3 бала, що, свідчить про комерційну важливість проведення даних досліджень (рівень комерційного потенціалу розробки вище середнього).

При оцінюванні за технічними параметрами, згідно узагальненого коефіцієнту якості розробки, науково-технічна розробка переважає існуючі аналоги приблизно в 1,95 рази.

Також термін окупності становить 0,99 р., що менше 3-х років, що свідчить про комерційну привабливість науково-технічної розробки і може

спонукати потенційного інвестора профінансувати впровадження даної розробки та виведення її на ринок.

Отже можна зробити висновок про доцільність проведення науково-дослідної роботи за темою «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту».

ВИСНОВКИ

В магістерській кваліфікаційній роботі було описано останні розробки та деякі застосування ТГц джерел з використанням RTD осциляторів. Головною особливістю цих джерел є їх компактність. Дослідження, зосереджені на високій частоті, високій вихідній потужності та різних функціональних можливостях. Важливим питанням, яке необхідно вирішити в майбутньому, є отримання високої вихідної потужності (принаймні більше 1 мВт) з високою ефективністю на високій частоті.

Представлено дослідження та методи виготовлення наноструктурованого багатошарового діода $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ МІМ та його характеристику IV гладкі, щільні та рівномірні покриття були отримані за допомогою електронно-променевого випаровування з хорошим контролем товщини, що показало відповідну асиметрію та нелінійність діода МІМ, тобто нелінійну та асиметричну поведінку при $<1,5$ В прикладеного зміщення з не- максимум лінійності $2,6 \text{ В}^{-1}$. Максимальна чутливість діода МІМ становила $9,0 \text{ В}^{-1}$ у точці зміщення постійного струму. Резонансне тунелювання (квантове тунелювання) домінувало через механізм тунелювання за допомогою пастки в чотиришаровому діелектричному діоді. Крім того, отримано провідність $2,88 \times 10^3 (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, що є оптимальним для діодів МІМ. Провідність зменшилася з початкового значення $7,74 \times 10^4 (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ для Cr через більший розсіювання електронів через два різних ізоляційних шари (SnO_2 і NiO) і зі збільшенням загальної товщини покриття. Загалом ми показали, що розроблені нами наноструктуровані покриття $\text{Cr/SnO}_2/\text{NiO/Cr}$ як діод МІМ мають великий потенціал для майбутніх пристроїв випрямлення.

Експериментальна реалізація неполярних міжпідзонних гетероструктур на основі m-площини ZnO/ZnMgO з високим електрон-ЛО-фононним резонансом вимагає комплексного, але все ще простого теоретичного моделювання та аналізу когерентного тунельного транспорту та міжпідзонного оптичного поглинання. Крім того, змодельовані вольт-амперні характеристики та проаналізовано розподіл електронної густини як функцію напруги, прикладеної до двобар'єрної резонансної тунельної структури. Розрахунки показують, що PVR тунельного струму дуже чутливий як до малих варіацій товщини бар'єру (моношару), так і до зміни мольної частки Mg у відсотках, а також до щільності легування інжектора/колектора. Ця інформація корисна для оптимізації резонансного тунельного транспорту електронів і ефективності інжекції в перспективних структурах, таких як

гетероструктури на основі неполярної м-площини на основі ZnO, що працюють у діапазоні частот ТГц.

Розроблено математичну модель переносу струму для нелінійного елемента на основі двобар'єрної гетероструктури AlGaAs/GaAs для перетворювачів мікрохвильового сигналу з урахуванням дисипативних процесів. Модель побудована на базових ідеях так званого «компактного» моделювання, реалізуючи принципи декомпозиції, які значно спрощують якісне та кількісне дослідження та інтерпретацію хвильових і дисипативних властивостей переносу струму в каналі, що описується зв'язаними квантово-механічними рівняннями.

Валідація моделі підтвердила її високу точність не лише у початковій області кривих IV (з відносною похибкою $\Delta < 1,6\%$), але й для характеристик, які традиційно прогнозуються з низькою точністю або лише на «якісному» рівні без можливості кількісної оцінки. Це робить розроблену компактну модель ефективною для моделювання роботи широкого спектру пристроїв із терморезистивними датчиками температури як нелінійними елементами з робочими точками в різних місцях. З інженерної точки зору розроблена модель дозволить реалізувати цільовий принцип проектування, тобто підхід, що передбачає індивідуалізацію конструкції RTD для конкретного пристрою. Такий підхід забезпечить можливість максимізації одного або кількох показників ефективності пристрою на основі RTD, завдяки можливості одночасного проектування нелінійного елемента та кінцевого пристрою. Завдяки надзвичайно низькій часовій та просторовій складності при високих значеннях точності очевидна можливість інтеграції розробленої моделі в комерційні професійні системи автоматичного проектування радіoeлектронних та оптико-електронних пристроїв на основі RTD.

Алгоритм Монте-Карло для частинок із електротермічним знаком надає точний інструмент для вивчення утворення тепла та квантових ефектів у нанометричних напівпровідникових пристроях за рахунок величезних обчислювальних зусиль. Взаємозв'язок між переносом заряду МС і рівнянням дифузії тепла визначається терміном, який називається швидкістю утворення тепла, який зазвичай отримується шляхом підрахунку кількості фононів, що випромінюються/поглинаються під час стаціонарного стану. В якості альтернативи можна використати нову оцінку швидкості утворення тепла, засновану на інтегрованій функції ймовірності розсіювання, яка має менші статистичні флуктуації. Показано результати моделювання для резонансного тунельного діода, які доводять, що тепло виробляється майже повністю всередині квантової ями, і оцінюють температуру решітки, яка

залежить від прикладеної напруги. Локалізація областей гарячих точок може бути корисною при проектуванні таких пристроїв, щоб оптимізувати відведення тепла.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Осадчук В. С. Основи наноелектроніки [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВНТУ, 2016. — 199 с.
2. Осадчук В. С. Прилади з від'ємним опором [Текст] : лабораторний практикум / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук, О. М. Жагловська. — Вінниця : ВНТУ, 2015. — 63 с.
3. Осадчук В. С. Напівпровідникові прилади з від'ємним опором [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВНТУ, 2006. — 162 с.
4. Осадчук В. С. Напівпровідникові перетворювачі інформації [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВНТУ, 2004. — 208 с.
5. Осадчук В. С. Транзистори [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВДТУ, 2003. — 207 с.
6. Осадчук В. С. Напівпровідникові діоди [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВДТУ, 2002. — 162 с.
7. Осадчук В. С. Фізична наноелектроніка [Текст] : навчальний посібник / В. С. Осадчук, О. В. Осадчук. — Вінниця : ВНТУ, 2015. — 146 с.
8. Abdel-Rahman, M.R.; Gonzalez, F.J.; Boreman, G.D. Antenna-coupled metal-oxide-metal diodes for dual-band detection at 92.5 GHz and 28 THz. *Electron. Lett.* 2004, 40, 116–118.
9. Kimoto, T. Material science and device physics in SiC technology for high-voltage power devices. *Jpn. J. Appl. Phys.* 2015, 54, 040103.
10. Xu, L.; Shi, L.; Li, X. Effect of TiO₂ buffer layer on the structural and optical properties of ZnO thin films deposited by E-beam evaporation and sol-gel method. *Appl. Surf. Sci.* 2008, 255, 3230–3234.
11. Sun, S.; Lawandi, R.; Sarangan, A.; Banerjee, P.P. Dark electron tunneling current in metal–insulator–metal structures: Modeling, fabrication, and measurement. *Opt. Eng.* 2022, 61, 027101.
12. Heaney, M.B. Electrical conductivity and resistivity. In *Electrical Measurement, Signal Processing, and Displays*; CRC Press: Boca Raton, FL, USA, 2003; Volume 7, p. 1.
13. Xiong, J.; Wu, S.T. Planar liquid crystal polarization optics for augmented reality and virtual reality: From fundamentals to applications. *eLight* 2021, 1, 1–20.
14. Stratton, R. Volt-current characteristics for tunneling through insulating films. *J. Phys. Chem. Solids* 1962, 23, 1177–1190.
15. Nagae, M. Response time of metal-insulator-metal tunnel junctions. *Jpn. J. Appl. Phys.* 1972, 11, 1611.
16. Ragul, S.; Dhar, R.; Dutta, S.; Ray, D. Intra-device gating effect in graphene electrode-based organic diodes. *Org. Electron.* 2022, 101, 106399.

17. Grover, S.; Moddel, G. Engineering the current–voltage characteristics of metal–insulator–metal diodes using double-insulator tunnel barriers. *Solid-State Electron.* 2012, 67, 94–99.
18. Hoofring, A.B.; Kapoor, V.J.; Krawczonek, W. Submicron nickel-oxide-gold tunnel diode detectors for rectennas. *J. Appl. Phys.* 1989, 66, 430–437.
19. Likharev, K.K. Single-electron devices, and their applications. *Proc. IEEE* 1999, 87, 606–632.
20. Burr, G.W.; Shenoy, R.S.; Virwani, K.; Narayanan, P.; Padilla, A.; Kurdi, B.; Hwang, H. Access devices for 3D crosspoint memory. *J. Vac. Sci. Technol. B Nanotechnol. Microelectron. Mater. Processing Meas. Phenom.* 2014, 32, 040802.
21. Likharev, K.K. Layered tunnel barriers for nonvolatile memory devices. *Appl. Phys. Lett.* 1998, 73, 2137–2139.
22. Periasamy, P.; Bergeson, J.D.; Parilla, P.A.; Ginley, D.S.; O’Hayre, R.P. Metal-insulator-metal point-contact diodes as a rectifier for rectenna. In *Proceedings of the 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Honolulu, HI, USA, 20–25 June 2010; pp. 002943–002945.
23. Grover, S.; Dmitriyeva, O.; Estes, M.J.; Moddel, G. Traveling-wave metal/insulator/metal diodes for improved infrared bandwidth and efficiency of antenna-coupled rectifiers. *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2010, 9, 716–722.
24. Mayer, M. SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS, and ERDA. *AIP Conf. Proc.* 1999, 475, 541–544.
25. Krishnan, S.; La Rosa, H.; Stefanakos, E.; Bhansali, S.; Buckle, K. Design and development of batch fabricatable metal–insulator–metal diode and microstrip slot antenna as rectenna elements. *Sens. Actuators A Phys.* 2008, 142, 40–47.
26. Gudkov, A.G.; Ivanov, Y.A.; Meshkov, S.A.; Agasieva, S.V.; Petrov, V.I.; Sinyakin, V.Y.; Schukin, S.I. Prospects for Application of Radio-Frequency Identification Technology with Passive Tags in Invasive Biosensor Systems. *Biomed. Eng.* 2015, 49, 98–101.
27. Sinyakin, V.Y.; Makeev, M.O.; Meshkov, S.A. RTD application in low power UHF rectifiers. *J. Phys. Conf. Ser.* 2016, 741, 012160.
28. Lee, J.; Yang, K. RF Power Analysis on 5.8 ghz low-power amplifier using resonant tunneling diodes. *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* 2016, 27, 61–63.
29. Valušis, G.; Lissauskas, A.; Yuan, H.; Knap, W.; Roskos, H.G. Roadmap of Terahertz Imaging 2021. *Sensors* 2021, 21, 4092.
30. Konno, H.; Dobroiu, A.; Suzuki, S.; Asada, M.; Ito, H. Discrete Fourier Transform Radar in the Terahertz-Wave Range Based on a Resonant-Tunneling-Diode Oscillator. *Sensors* 2021, 21, 4367.
31. Dobroiu, A.; Shirakawa, Y.; Suzuki, S.; Asada, M.; Ito, H. Subcarrier Frequency-Modulated Continuous-Wave Radar in the Terahertz Range Based on a Resonant-Tunneling-Diode Oscillator. *Sensors* 2020, 20, 6848.

32. Ourednik, P.; Hackl, T.; Spudat, C.; Nguyen, D.T.; Feiginov, M. Double-resonant-tunneling-diode patch-antenna oscillators. *Appl. Phys. Lett.* 2021, 119, 263509.
33. Cherkasov, K.V.; Meshkov, S.A.; Makeev, M.O.; Shashurin, V.D. Design and Technological Optimization of Electrical Parameters of the Wideband Balanced Microwave Frequency Mixer Based on Resonant-Tunneling Diodes. *J. Commun. Technol. Electron.* 2022, 67, 670–674.
34. Al-Khalidi, A.; Alharbi, K.H.; Wang, J.; Morariu, R.; Wang, L.; Khalid, A.; Figueiredo, J.M.L.; Wasige, E. Resonant tunneling diode terahertz sources with up to 1 mw output power in the J-band. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2019, 10, 150–157.
35. Samanta, S. GaAs-based resonant tunneling diode: Device aspects from design, manufacturing, characterization and applications. *J. Semicond.* 2023, 44, 103101.
36. Cimbri, D.; Wang, J.; Al-Khalidi, A.; Wasige, E. Resonant tunneling diodes high-speed terahertz wireless communications—A review. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2022, 12, 226–244.
37. Cornescu, A.C.; Morariu, R.; Ofiare, A.; Al-Khalidi, A.; Wang, J.; Figueiredo, J.M.L.; Wasige, E. High-Efficiency Bias Stabilization for Resonant Tunneling Diode Oscillators. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 2019, 67, 3449–3454.
38. Alomari, S.; Figueiredo, J. Resonant Tunneling Diode Based Photodetectors Design Rules for Telecom Applications. In *Proceedings of the IEEE International Conference on Telecommunications and Photonics (ICTP)*, Dhaka, Bangladesh, 22–24 December 2021; pp. 1–5.
39. Pchelintsev, K.P.; Vetrova, N.A.; Shashurin, V.D. Modeling of the degradation of resonant-tunneling diodes using artificial neural networks. *J. Surf. Investig. X-ray Synchrotron Neutron Tech.* 2022, 16, 82–85.
40. Gil-Corrales, J.A.; Vinasco, J.A.; Mora-Ramos, M.E.; Morales, A.L.; Duque, C.A. Study of Electronic and Transport Properties in Double-Barrier Resonant Tunneling Systems. *Nanomaterials* 2022, 12, 1714.
41. Grishakov, K.; Katin, K.; Maslov, M. Characteristics of Resonant Tunneling in Nanostructures with Spacer Layers. *Appl. Sci.* 2023, 13, 3007.
42. Berrada, S.; Carrillo-Nunez, H.; Lee, J.; Medina-Bailon, C.; Dutta, T.; Badami, O.; Adamu-Lema, F.; Thirunavukkarasu, V.; Georgiev, V.; Asenov, A. Nano-electronic Simulation Software (NESS): A flexible nano-device simulation platform. *J. Comput. Electron.* 2020, 19, 1031–1046.
43. Zhang, H.; Zhang, Q.; Lin, M.; Lü, W.; Zhang, Z.; Bai, J.; He, J.; Wang, B.; Wang, D. A GaN/InGaN/AlGaN MQW RTD for versatile MVL applications with improved logic stability. *J. Semicond.* 2018, 39, 074004.
44. Buccafurri, E. Analytical Modeling of Silicon Based Resonant Tunneling Diode for RF Oscillator Application. Ph.D. Thesis, Institut National des Sciences Appliquées, Lyon, France, 2010.

45. Gil-Corrales, J.A.; Morales, A.L.; Duque, C.A. Self-Consistent Study of GaAs/AlGaAs Quantum Wells with Modulated Doping. *Nanomaterials* 2023, 13, 913.
46. Maćzka, M.; Pawłowski, S. A Polynomial Approximation to Self Consistent Solution for Schrödinger–Poisson Equations in Superlattice Structures. *Energies* 2022, 15, 760.
47. Faist, J. *Quantum Cascade Lasers*; EBSCO Ebook Academic Collection; OUP Oxford: Oxford, UK, 2013; ISBN 9780198528241.
48. Terahertz and Mid Infrared Radiation: Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz); NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics; Pereira, M.F.; Shulika, O. (Eds.) Springer Netherlands: Dordrecht, the Netherlands, 2014; ISBN 978-94-017-8571-6.
49. Sirtori, C. Terahertz Race Heats Up. *Nat. Photonics* 2021, 15, 1–2.
50. Mid-Infrared and Terahertz Quantum Cascade Lasers; Botez, D.; Belkin, M.A. (Eds.) Cambridge University Press: Cambridge, UK, 2023; ISBN 9781108552066.
51. Pereira, M. Analytical Expressions for Numerical Characterization of emiconductors per Comparison with Luminescence. *Materials* 2017, 11, 2.
52. Oriaku, C.I.; Pereira, M.F. Analytical Solutions for Semiconductor Luminescence Including Coulomb Correlations with Applications to Dilute Bismides. *J. Opt. Soc. Am. B* 2017, 34, 321.
53. Pereira, M.F.; Henneberger, K. Microscopic Theory for the Optical Properties of Coulomb-Correlated Semiconductors. *Phys. Status Solidi* 1998, 206, 477–491.
54. Pereira, M.F.; Zubelli, J.P.; Winge, D.; Wacker, A.; Rodrigues, A.S.; Anfertev, V.; Vaks, V. Theory and Measurements of Harmonic Generation in Semiconductor Superlattices with Applications in the 100 GHz to 1 THz Range. *Phys. Rev. B* 2017, 96, 045306.
55. Pereira, M.F.; Anfertev, V.; Shevchenko, Y.; Vaks, V. Giant Controllable Gigahertz to Terahertz Nonlinearities in Superlattices. *Sci. Rep.* 2020, 10, 15950.
56. Vaks, V.; Anfertev, V.; Chernyaeva, M.; Domracheva, E.; Yablokov, A.; Maslennikova, A.; Zhelesnyak, A.; Baranov, A.; Schevchenko, Y.; Pereira, M.F. Sensing Nitriles with THz Spectroscopy of Urine Vapours from Cancers Patients Subject to Chemotherapy. *Sci. Rep.* 2022, 12, 18117.
57. Pereira, M.F.; Anfertev, V.A.; Zubelli, J.P.; Vaks, V.L. Terahertz Generation by Gigahertz Multiplication in Superlattices. *J. Nanophotonics* 2017, 11, 046022.
58. Apostolakis, A.; Pereira, M.F. Potential and Limits of Superlattice Multipliers Coupled to Different Input Power Sources. *J. Nanophotonics* 2019, 13, 036017.
59. Apostolakis, A.; Pereira, M.F. Superlattice Nonlinearities for Gigahertz-Terahertz Generation in Harmonic Multipliers. *Nanophotonics* 2020, 9, 3941–3952.

60. Apostolakis, A.; Pereira, M.F. Controlling the Harmonic Conversion Efficiency in Semiconductor Superlattices by Interface Roughness Design. *AIP Adv.* 2019, 9, 015022.
61. Pereira, M.F. Harmonic Generation in Biased Semiconductor Superlattices. *Nanomaterials* 2022, 12, 1504.
62. Hillbrand, J.; Matthieu Kruger, L.; Dal Cin, S.; Knotig, H.; Heidrich, J.; Maxwell Andrews, A.; Strasser, G.; Keller, U.; Schwarz, B. High-Speed Quantum Cascade Detector Characterized with a Mid-Infrared Femtosecond Oscillator. *Opt. Express* 2021, 29, 5774.
63. Zafar, H.; Pereira, M.F.; Kennedy, K.L.; Anjum, D.H. Fabrication-Tolerant and CMOS-Compatible Polarization Splitter and Rotator Based on a Compact Bent-Tapered Directional Coupler. *AIP Adv.* 2020, 10, 125214.
64. Zafar, H.; Zhai, Y.; Villegas, J.E.; Ravaux, F.; Kennedy, K.L.; Pereira, M.F.; Rasras, M.; Shamim, A.; Anjum, D.H. Compact Broadband (O, E, S, C, L & U Bands) Silicon TE-Pass Polarizer Based on Ridge Waveguide Adiabatic S-Bends. *Opt. Express* 2022, 30, 10087.
65. Zafar, H.; Paredes, B.; Taha, I.; Villegas, J.E.; Rasras, M.; Pereira, M.F. Compact and Broadband Adiabatically Bent Superlattice-Waveguides With Negligible Insertion Loss and Ultra-Low Crosstalk. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2023, 29, 4400109.
66. Zafar, H.; Paredes, B.; Villegas, J.; Rasras, M.; Pereira, M.F. O-Band TE- and TM-Mode Densely Packed Adiabatically Bent Waveguide Arrays on the Silicon-on-Insulator Platform. *Opt. Express* 2023, 31, 21389–21398.
67. Muscato, O.; Di Stefano, V. Hydrodynamic modeling of the electro-thermal transport in silicon semiconductors. *J. Phys. A Math. Theor.* 2011, 44, 105501.
68. Mascali, G. Exploitation of the Maximum Entropy Principle in the Study of Thermal Conductivity of Silicon, Germanium and Graphene. *Energies* 2022, 15, 4718.
69. Sadi, T.; Kensal, R.; Pilgrim, N. Simulation of Electron Transport in InGaAs/AlGaAs HEMTs Using an Electrothermal Monte Carlo Method. *IEEE Trans. Electr. Dev.* 2006, 53, 1768–1774.
70. Sadi, T.; Kensal, R.W.; Pilgrim, N.; Thobel, J.L.; Dessenne, F. Monte Carlo study of self-heating in nanoscale devices. *J. Comput. Electr.* 2012, 11, 118–128.
71. Muscato, O.; Di Stefano, V.; Wagner, W. A variance-reduced electrothermal Monte Carlo method for semiconductor device simulation. *Comput. Math. Appl.* 2013, 65, 520–527.
72. Zhan, Z.; Colomes, E.; Oriols, X. Unphysical features in the application of the Boltzmann collision operator in the time-dependent modeling of quantum transport. *J. Comput. Electron.* 2016, 15, 1206–1218.
73. Villani, M.; Oriols, X. Can Wigner distribution functions with collisions satisfy complete positivity and energy conservation? *J. Comput. Electron.* 2021, 20, 2232–2244.

74. Xiong, Y.; Chen, Z.; Shao, S. An advective-spectral-mixed method for time-dependent many-body Wigner simulations. *SIAM J.Sci. Comput.* 2016, 38, B491–B520.
75. Xiong, Y.; Chen, Z.; Shao, S. A higher-order accurate operator splitting spectral method for the Wigner–Poisson system. *J. Comput.Electron.* 2022, 21, 756–770.
76. Dorda, A.; Schürer, F. A WENO-solver combined with adaptive momentum discretization for the Wigner transport equation and its application to resonant tunneling diodes. *J. Comp. Electr.* 2015, 284, 95–116.
77. Lee, J.H.; Shin, M. Quantum Transport Simulation of Nanowire Resonant Tunneling Diodes Based on a Wigner Function Model With Spatially Dependent Effective Masses. *IEEE Trans. Nanotech.* 2017, 16, 1028–1036.
78. Nedjalkov, M.; Kosina, H.; Selberherr, S.; Ringhofer, C.; Ferry, D.K. Unified particle approach to Wigner-Boltzmann transport in small semiconductor devices. *Phys. Rev. B* 2004, 70, 115319.
79. Benam, M.; Ballicchia, M.; Weinbub, J.; Selberherr, S.; Nedjalkov, M. A computational approach for investigating Coulomb interaction using Wigner–Poisson coupling. *J. Comput. Electr.* 2021, 20, 775–784.
80. Методичні вказівки до виконання економічної частини магістерських кваліфікаційних робіт / Уклад. : В. О. Козловський, О. Й. Лесько, В. В. Кавецький. – Вінниця : ВНТУ, 2021. – 42 с.
81. Кавецький В. В. Економічне обґрунтування інноваційних рішень: практикум / В. В. Кавецький, В. О. Козловський, І. В. Причепа – Вінниця : ВНТУ, 2016. – 113 с.

Додаток А
(обов'язковий)

ІЛЮСТРАТИВНА ЧАСТИНА

МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА ОСНОВІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНОГО ЕФЕКТУ

Виконав: студент 2-го курсу, групи МНТ-23м
спеціальності 176 – Мікро- та наносистемна
техніка

(шифр і назва напрямку підготовки, спеціальності)

 Палагнюк Д.М.

(прізвище та ініціали)

Керівник: д.т.н., проф., зав. каф. ІРТС

 Осадчук О.В.

(прізвище та ініціали)

« 10 » 12 2024 р.

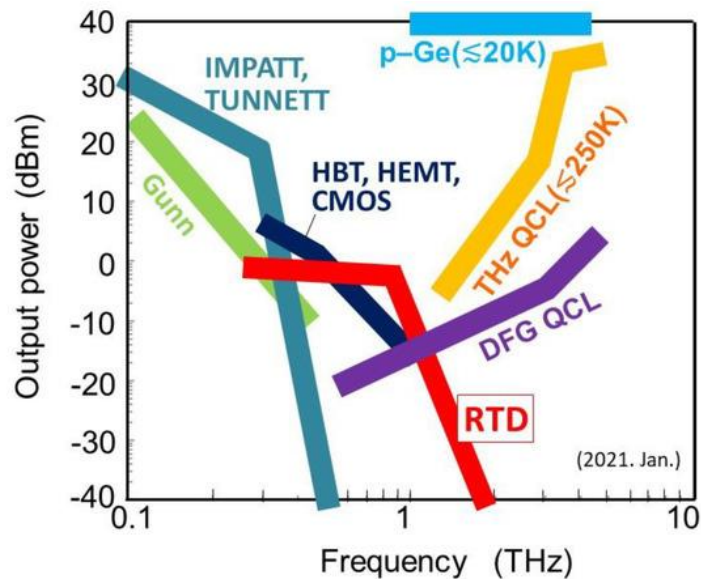


Рисунок 1 – Поточний стан напівпровідникових вбудованих джерел терагерцового (ТГц) сигналу. Вихідна потужність як функція генерованої частоти. Пристрої без індикації температури працюють при кімнатній температурі

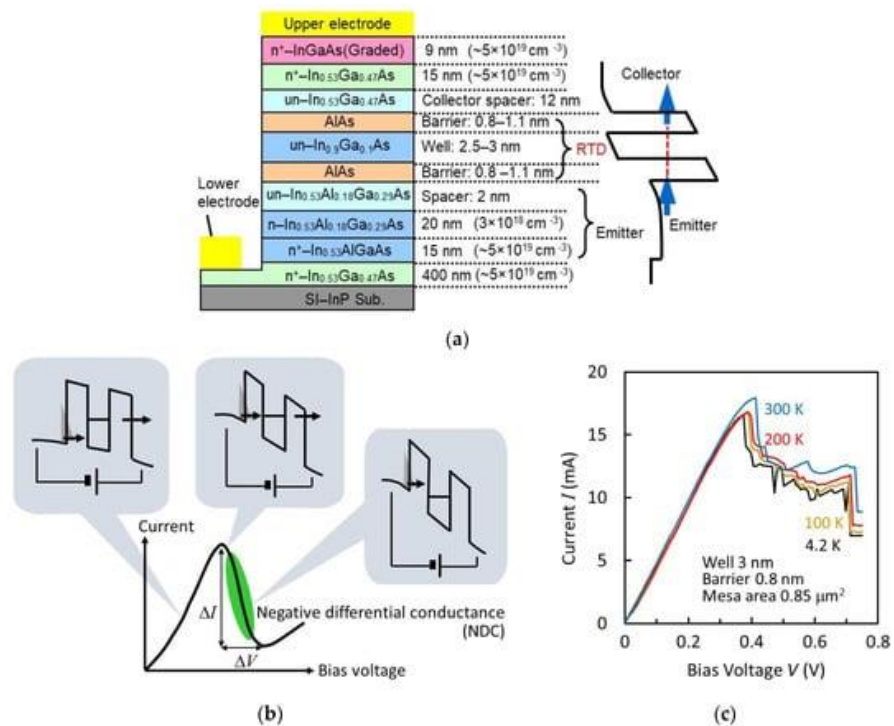


Рисунок 2 – Шарова структура та вольт-амперні характеристики резонансно-тунельних діодів (RTD): (а) Шарова структура InGaAs/AlAs двобар'єрного RTD. (б) Схематична ВАХ і профіль потенціалу при різних напругах зміщення, і (с) приклад виміряних ВАХ при різних температурах

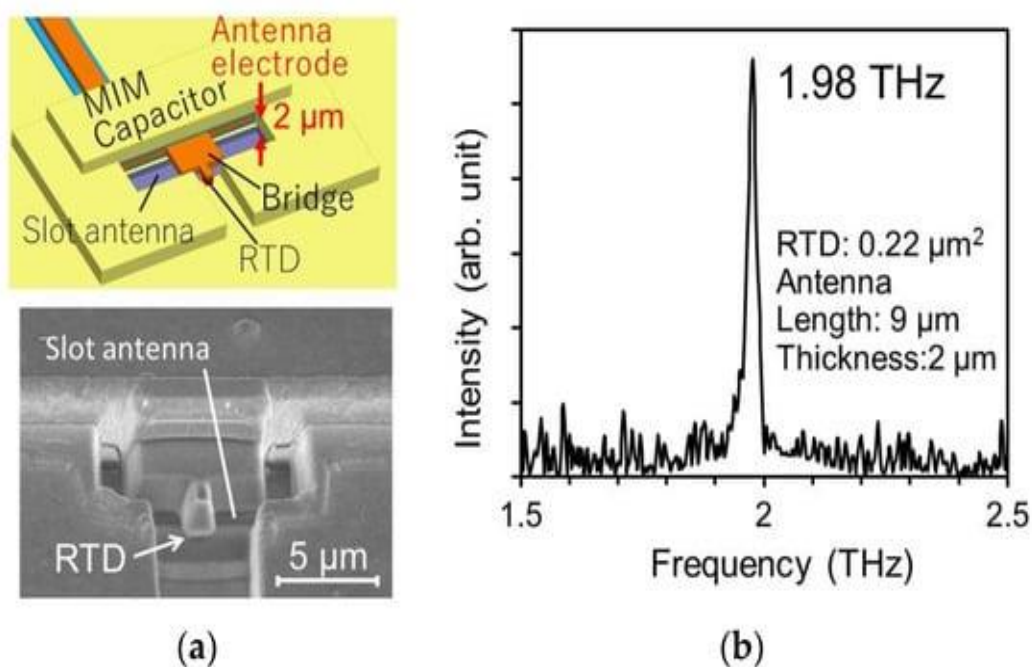


Рисунок 3 – Генератор RTD з товстим антенним електродом. (**a**) Структура осцилятора та (**b**) спектри коливань

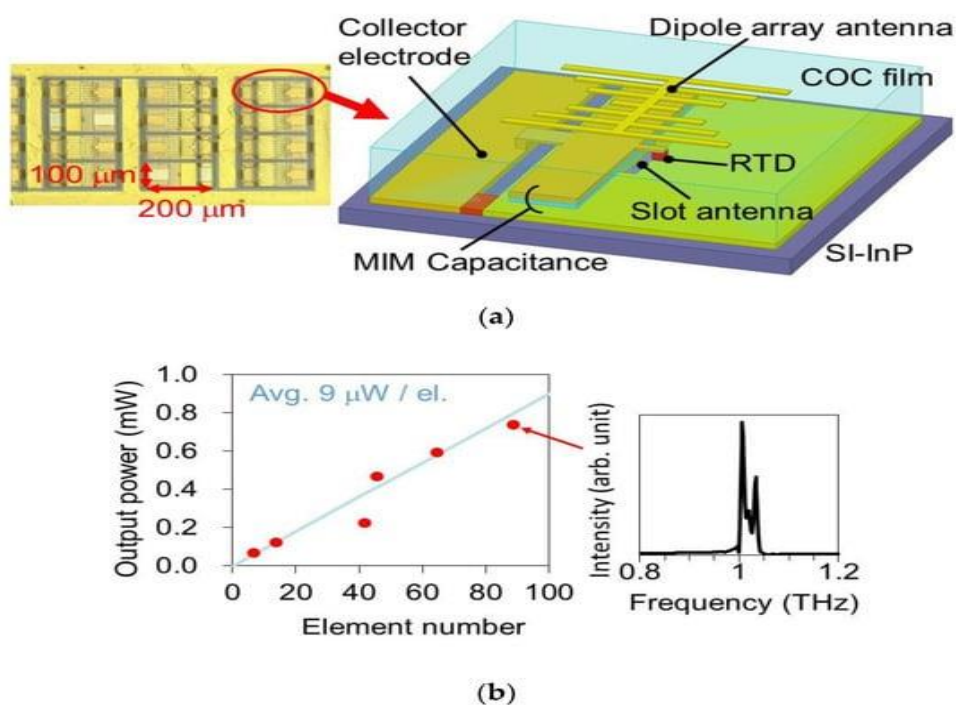


Рисунок 4 – Масштабна матриця осциляторів RTD: (**a**) Структура пристрою - елемент решітки складається з RTD з щілинною антеною (резонатором), покритою плівкою СОС (циклічний олефіновий сополімер), і дипольної антенної решітки (випромінювач), і (**b**) вихідна потужність як функція номера елемента та спектру коливань для 89-елементної матриці

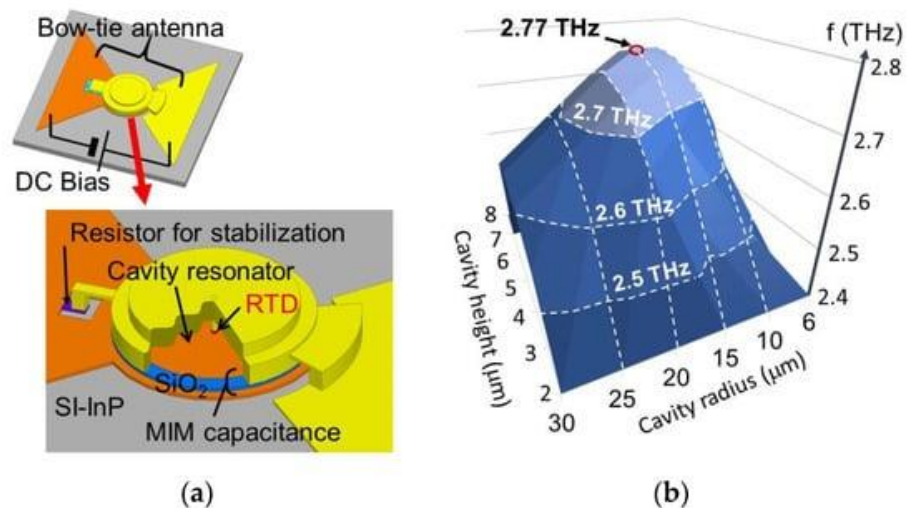


Рисунок 5 – Генератор RTD, інтегрований з циліндричною порожниною та антеною-метечем для високочастотних коливань: (**a**) Структура генератора, і (**b**) розрахунок частоти коливань як функції висоти та радіуса порожнини

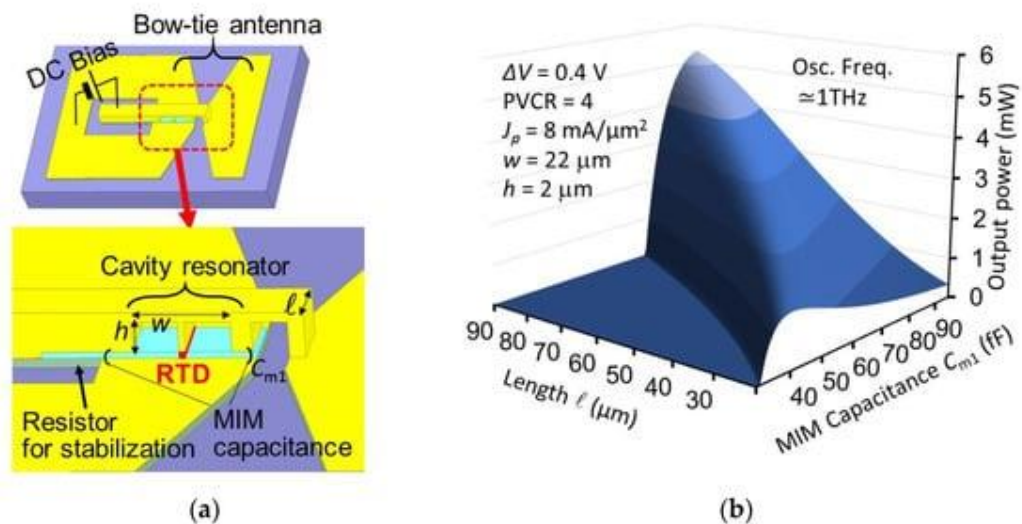


Рисунок 6 – Генератор RTD, інтегрований з прямокутним резонатором і антеною-метечиком для високої вихідної потужності: (**a**) Структура генератора, і (**b**) розрахунок вихідної потужності як функції довжини резонатора та ємності на металі ізоляторно-металева (MIM) конструкція, що з'єднує метелик і порожнину

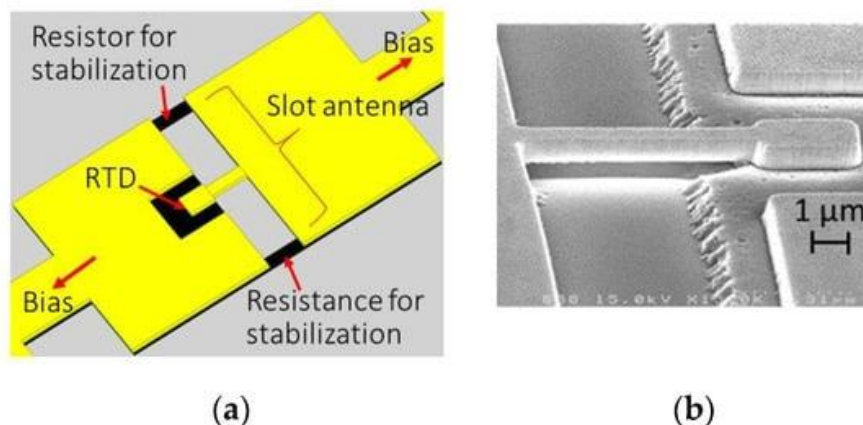


Рисунок 7 – Спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною. Генератор RTD (**a**) спрощена структура генератора RTD, інтегрованого з щілинною антеною; (**b**) SEM зображення виготовленого повітряного мосту

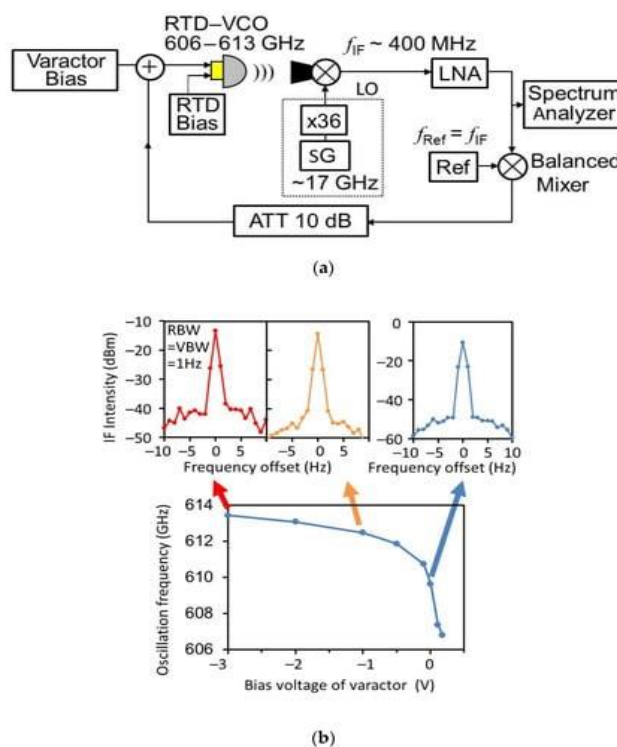


Рисунок 8 – Система фазової автопідстроювання частоти (ФАПЧ) і спектральне звуження генератора RTD з регульованою частотою: (**a**) Блок-схема системи ФАПЧ—LNA: малошумний підсилювач, АТТ: аттенюатор, SG: генератор сигналу та (**b**) спектри коливань під ФАПЧ при різних коливаннях частоти—RBW: ширина смуги роздільної здатності, VBW: ширина смуги відео

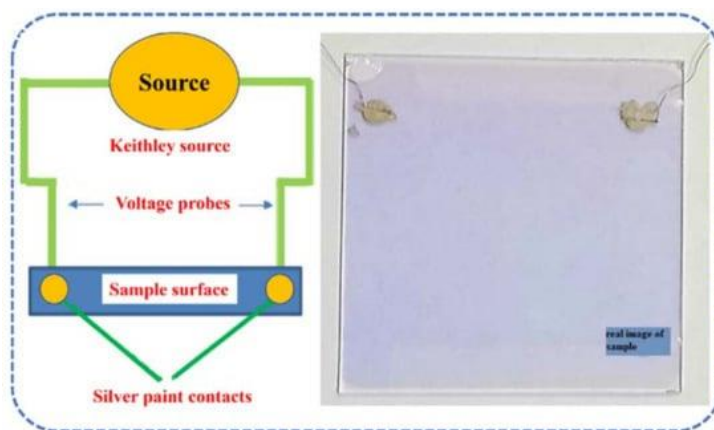


Рисунок 9 – Схема двозондового методу провідності з реальним зображенням зразка

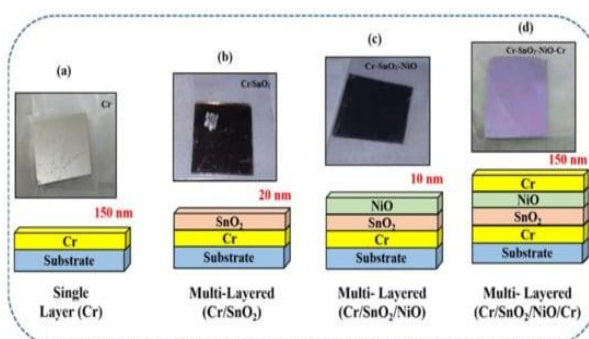


Рисунок 10 – Схематичне зображення та ілюстративні фотографії (а) покриттів Cr, (б), Cr/SnO₂, (в) Cr/SnO₂/NiO та (г) Cr/SnO₂/NiO/Cr

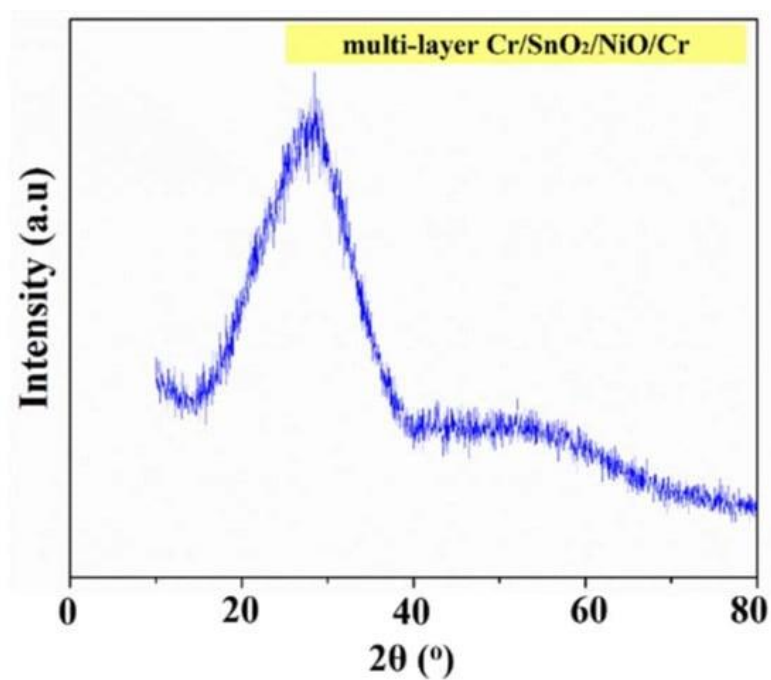


Рисунок 11 – Рентгенограма багатошарових покриттів r/SnO₂/NiO/Cr

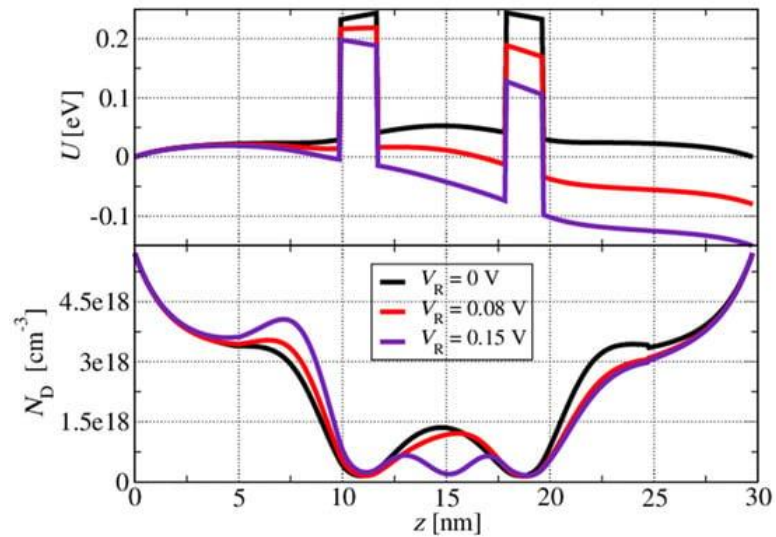


Рисунок 12 – Самоузгоджений потенціал і відповідна концентрація електронів для трьох різних умов зміщення

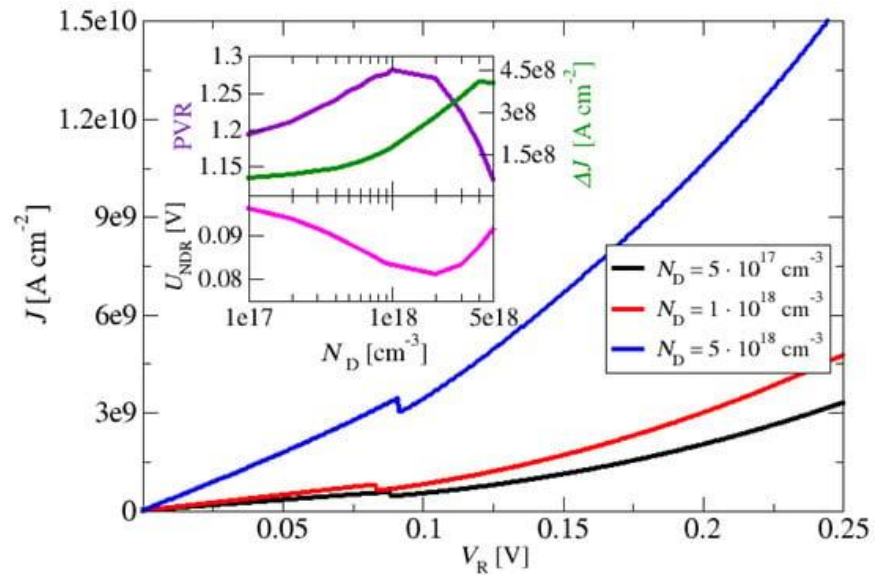


Рисунок 13 – Вольт-амперні характеристики резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{88}\text{Mg}_{12}\text{O}$ неполярної м-площини. Рівень легування емітера і колектора по щільності струму змінювався в діапазоні від 10^{17} c m^{-3} до $5 \times 10^{18} \text{ c m}^{-3}$

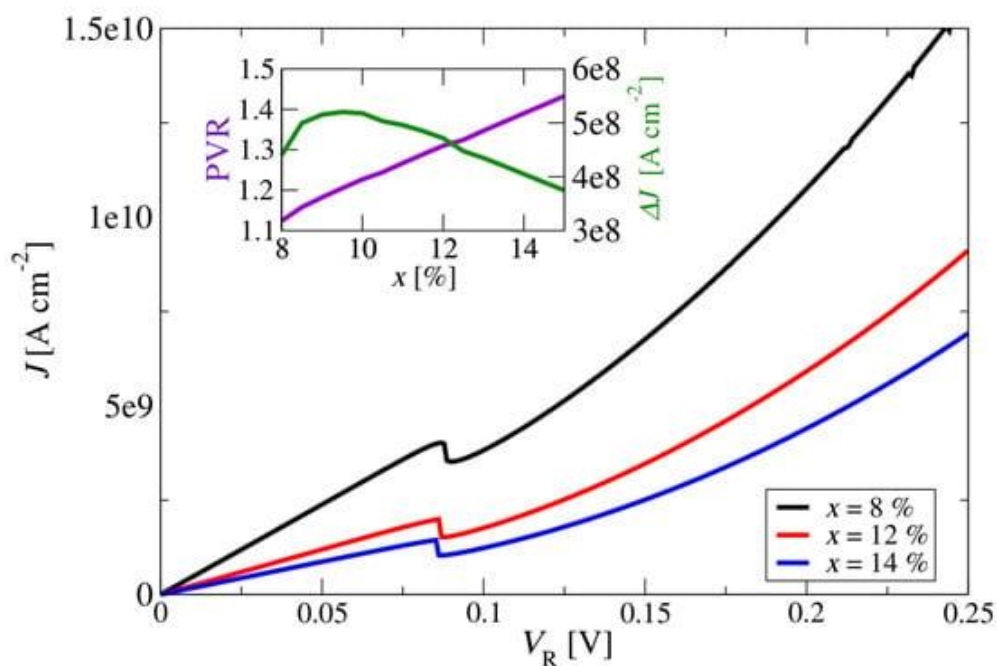


Рисунок 14 – Вольт- амперні характеристики неполярних m - площинних двобар'єрних резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}$

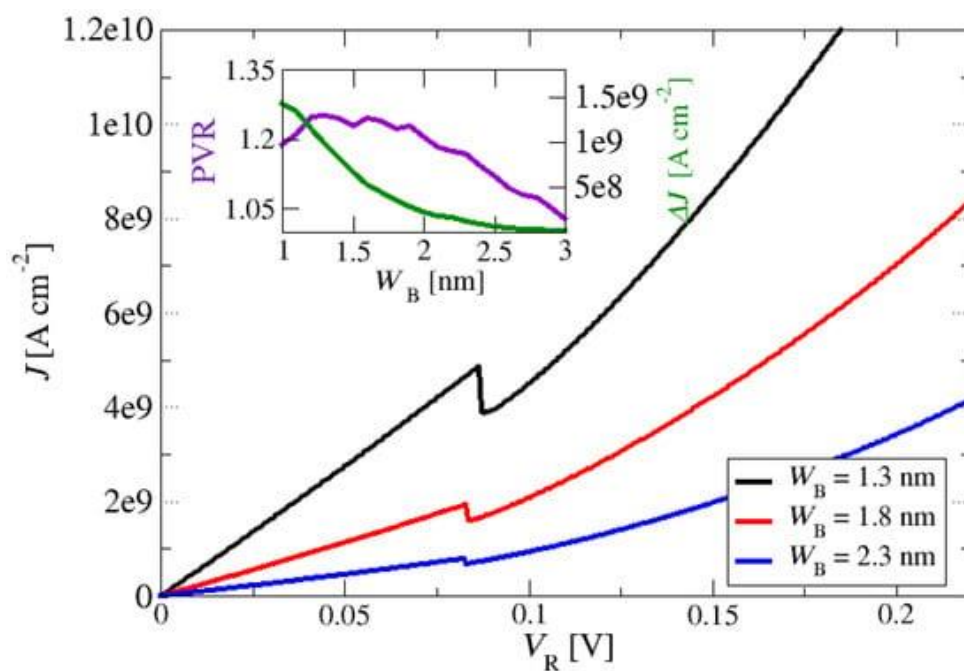


Рисунок 15 – Вольт- амперні характеристики неполярних двобар'єрних резонансних тунельних структур $\text{ZnO}/\text{Zn}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{O}$ у m - площині

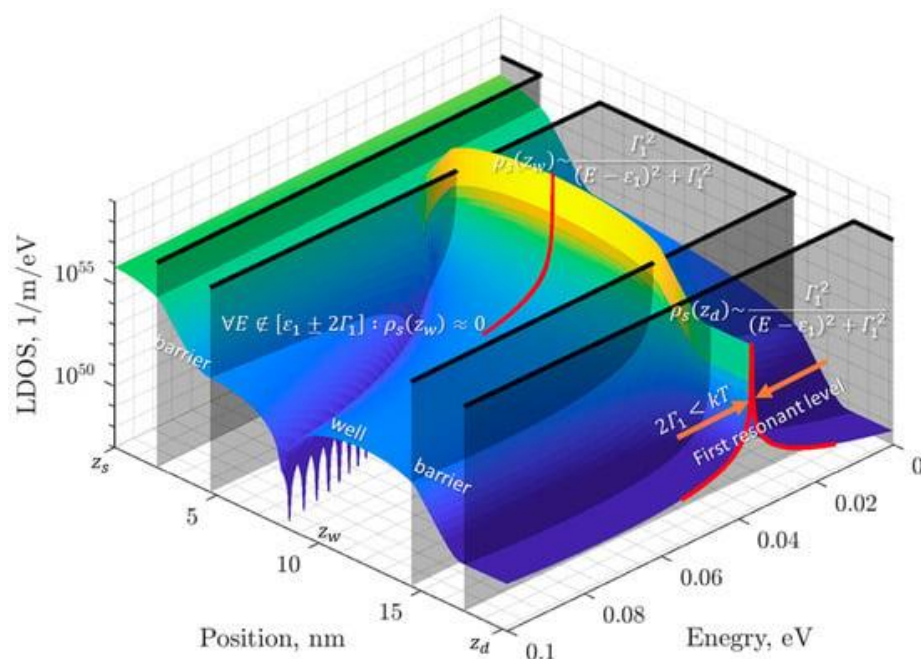


Рисунок 16 – Ілюстрація модельних припущень першого резонансного рівня як приклад, чорна поверхня для профілю дна зони провідності

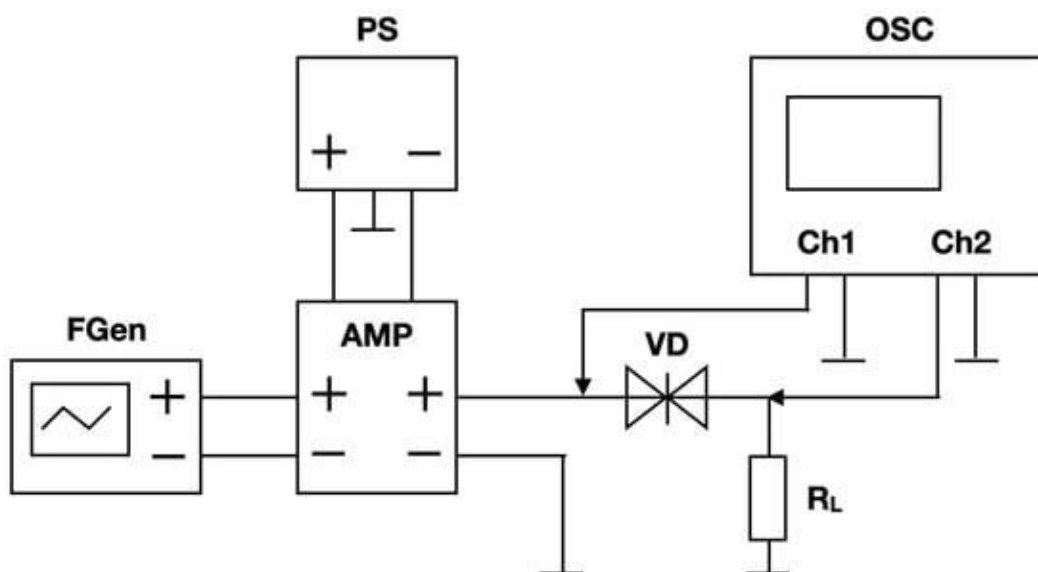


Рисунок 17 – Схема вимірювання. FGen — функціональний генератор RIGOL DG4102, AMP — підсилювач звукової частоти на основі мікросхеми TDA7293, OSC — осцилограф Keysight MSOS804A, PS — джерело живлення RIGOL DP832, R_L — навантажувальний резистор 10 Ом, VD — тестований резистивний датчик температури (DUT)

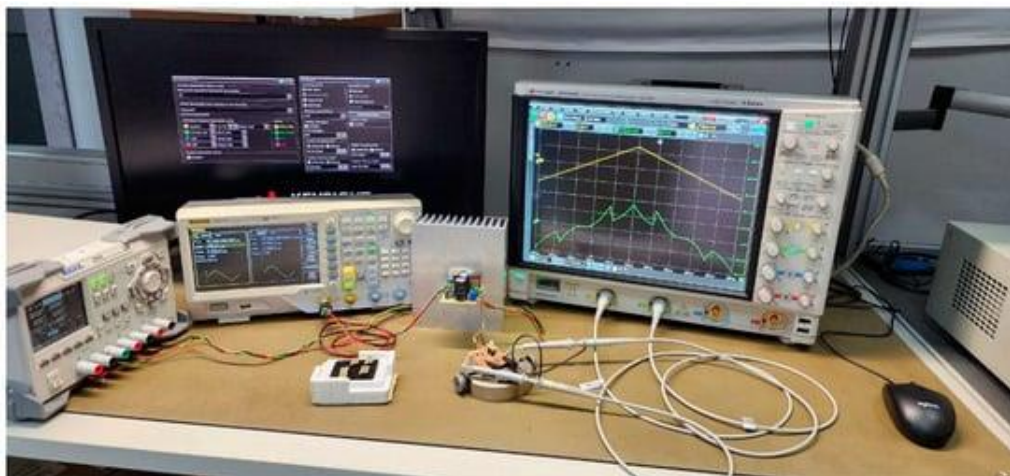


Рисунок 18 – Стенд для аналізу гістерезису IV кривої RTD

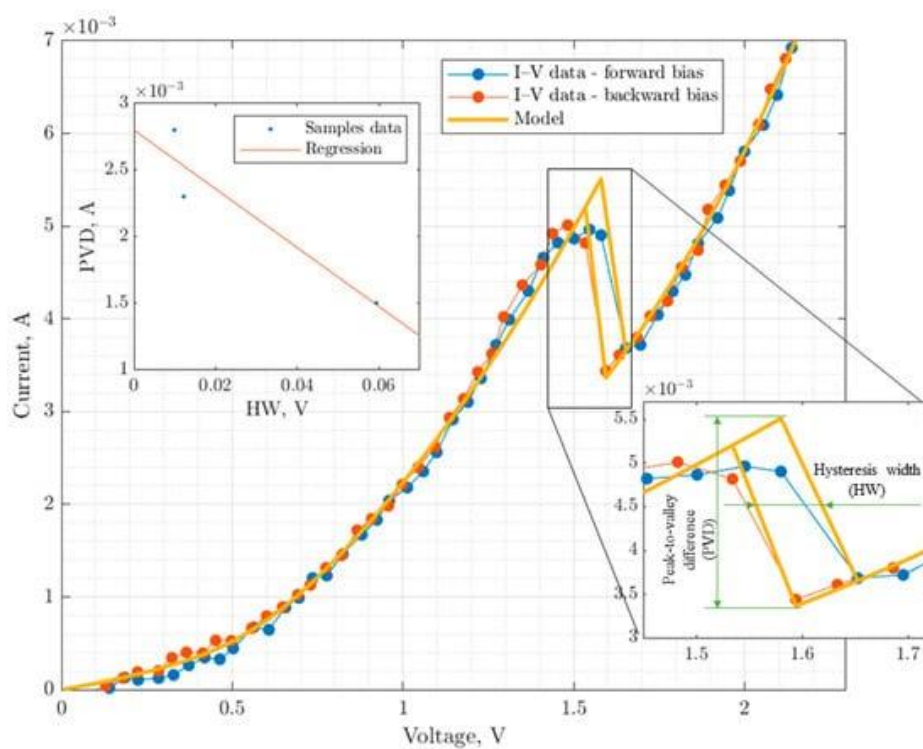


Рисунок 19 – Порівняння між змодельованими та виміряними кривими IV RTD

Додаток Б
(обов'язковий)

ПРОТОКОЛ ПЕРЕВІРКИ РОБОТИ

**МІКРОЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ НА ОСНОВІ ТУНЕЛЬНО-
РЕЗОНАНСНОГО ЕФЕКТУ**

ПРОТОКОЛ
ПЕРЕВІРКИ КВАЛІФІКАЦІЙНОЇ РОБОТИ
НА НАЯВНІСТЬ ТЕКСТОВИХ ЗАПОЗИЧЕНЬ

Назва роботи: «Мікроелектронні прилади на основі тунельно-резонансного ефекту»

Тип роботи: МКР
(БДР, МКР)

Підрозділ ІРТС, ІЕС
(кафедра, факультет)

Показники звіту подібності Turnitin

Оригінальність 99,0% Схожість 1,0%

Аналіз звіту подібності (відмітити потрібне):

- ☒ 1. Запозичення, виявлені у роботі, оформлені коректно і не містять ознак плагіату.
- ☐ 2. Виявлені у роботі запозичення не мають ознак плагіату, але їх надмірна кількість викликає сумніви щодо цінності роботи і відсутності самостійності її виконання автором. Роботу направити на розгляд експертної комісії кафедри.
- ☐ 3. Виявлені у роботі запозичення є недобросовісними і мають ознаки плагіату та/або в ній містяться навмисні спотворення тексту, що вказують на спроби приховування недобросовісних запозичень.

Особа, відповідальна за перевірку


(підпис)

Андрій СЕМЕНОВ
(прізвище, ініціали)

Ознайомлені з повним звітом подібності, який був згенерований системою Unicheck щодо роботи.

Автор роботи


(підпис)

Дмитро ПАЛАГНЮК
(прізвище, ініціали)

Керівник роботи


(підпис)

Олександр ОСАДЧУК
(прізвище, ініціали)