

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Факультет (навчально-науковий інститут) радіофізики, біомедичної електроніки
та комп'ютерних систем

Кафедра фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних
технологій

До захисту допущено

Кафедрою фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних
технологій протокол № _____ від _____

завідувач кафедри _____
(підпис)

Сергій БЕРДНИК
(ім'я, прізвище)

« ____ » _____ 2025 р.

Кваліфікаційна робота
здобувача другого (магістерського) рівня вищої освіти
(першого (бакалаврського) / другого (магістерського))

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВИХ ДІОДІВ З КАТОДНИМ СТАТИЧНИМ
ДОМЕНОМ НА ОСНОВІ НІТРИДНИХ ВАРІЗОННИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ**
(назва роботи)

Спеціальність (спеціалізація) 176 Мікро- та наносистемна техніка
(код та найменування спеціальності; спеціалізації спеціальності - за наявності)

Освітня програма «Фізична та біомедична електроніка»
(назва освітньої програми)

Виконавець _____
(підпис)

Андрій НІМЧЕНКО
(ім'я, прізвище)

Науковий керівник _____
(підпис)

Кирило ПРИХОДЬКО
(ім'я, прізвище)

Харків – 2025

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Факультет Радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра фізичної і біомедичної електроніки та комплексних інформаційних технологій

Спеціальність 176 Мікро- та наносистемна техніка

Освітньо-професійна програма Фізична та біомедична електроніка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)

ЗАТВЕРДЖУЮ

**Завідувач
кафедри**

_____ **С.Л. Бердник** _____
підпис ініціали, прізвище

“ _____ ” _____ 2025 року

ЗАВДАННЯ НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ

_____ Німченко Андрій Олександрович _____

(прізвище, ім'я, по батькові студента)

1. Тема роботи Характеристики шумових діодів з катодним статичним доменом на основі нітридних варізонних напівпровідників.

керівник роботи Приходько Кирило Геннадійович, к. ф.-м.н. _____

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

затверджені наказом по університету від “ _____ ” _____ 20__ року № _____

2. Строк подання студентом роботи _____ 2025 року _____

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

3.1 Визначити параметри напівпровідникових матеріалів та їх температурні залежності.

3.2 Дослідити процес саморозігрівання в напівпровідникових приладах та його вплив на статичні характеристики.

3.3 Дослідити шумові характеристики діодів з катодним статичним доменом.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Аналіз технічного завдання. Ознайомлення з основними методами моделювання кінетичних процесів в напівпровідникових приладах.
2	Ознайомлення з методом Монте-Карло
3	Визначення параметрів напівпровідникових сполук та їх температурних залежностей, необхідних для моделювання.
4	Розробка математичної моделі діодів з катодним статичним доменом на основі нітридних варізонних напівпровідників
5	Проведення розрахунків, визначення характеристик розглянутих приладів, аналіз отриманих результатів
6	Оформлення роботи
7	Підготовка до захисту

5. Дата видачі завдання _____ 2025 року _____

Студент

підпис

А.О. Німченко

ініціали, прізвище

Керівник роботи

підпис

К.Г. Приходько

ініціали, прізвище

РЕФЕРАТ

Німченко А.О. Характеристики шумових діодів з катодним статичним доменом на основі нітридних варізонних напівпровідників. Дипломна робота магістра. Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, 2025. 48 ст., 17 рис., 2 табл., 28 джерел.

КАТОДНИЙ СТАТИЧНИЙ ДОМЕН, ВАРІЗОННИЙ ШАР, МОЛЯРНА ЧАСТКА, УДАРНА ІОНІЗАЦІЯ, ТЕМПЕРАТУРА, САМОРОЗІГРІВ, СПЕКТРАЛЬНА ЩІЛЬНІСТЬ ПОТУЖНОСТІ ШУМУ

Об'єкт дослідження: діоди з катодним статичним доменом на основі AlGaIn-варізонних напівпровідників.

Предмет дослідження: статичні, енергетичні та частотні характеристики діодів.

Мета роботи: визначення впливу температури та саморозігріву на шумові характеристики діодів з катодним статичним доменом.

Методи дослідження: моделювання кінетичних процесів в напівпровідниках методом Монте-Карло, ітераційний багатосітковий метод розв'язання рівняння Пуассона та теплопровідності, спектральний аналіз методом Блекмана-Тьюкі.

Результати дослідження: Отримано енергетичні, статичні та частотні характеристики діодів з катодним статичним доменом на основі AlGaIn-варізонних напівпровідників за різних постійних температур в інтервалі 300-500К та з урахуванням саморозігріву. Встановлено, що збільшення температури призводить до підвищення генерації шуму на низьких частотах.

Отримані результати дослідження можуть бути використані для створення генераторів шумових сигналів в діапазоні до 500 ГГц.

ABSTRACT

Nimchenko, A.O. The characteristics of noise cathode static domain diodes based on nitride graded-gap semiconductors. Master's thesis. V.N. Karazin Kharkiv National University, 2025. 48 p., 17 fig., 2 tables, 28 sources.

CATHODE STATIC DOMAIN, GRADED-GAP LAYER, MOLAR FRACTION, IMPACT IONIZATION, TEMPERATURE, SELF-HEATING, SPECTRAL NOISE POWER DENSITY

Object of study: diodes with a cathode static domain based on AlGa_N graded-gap semiconductors.

Subject of study: static, energy, and frequency characteristics of diodes.

Purpose of the work: to determine the effect of temperature and self-heating on the noise characteristics of diodes with a cathode static domain.

Research methods: modeling of kinetic processes in semiconductors using the Monte Carlo method, iterative multigrid method for solving Poisson's equation and thermal conductivity, spectral analysis using the Blackman–Tukey method.

Research results: The energy, static, and frequency characteristics of cathode static domain diodes based on AlGa_N graded-gap semiconductors were obtained at different constant temperatures in the range of 300–500 K and taking into account self-heating. It was found that an increase in temperature leads to an increase in noise generation at low frequencies.

The results of the study can be used to create noise signal generators in the range up to 500 GHz.

ЗМІСТ

Перелік скорочень, умовних познач, одиниць і термінів.....	7
Вступ.....	8
1 Огляд літератури.....	10
1.1 Шумові сигнали терагерцового діапазону та їх застосування.....	10
1.1.1 Двовимірна візуалізація.....	11
1.1.2 Томографічна візуалізація.....	12
1.1.3 Спектроскопія.....	14
1.2 Математичне моделювання методом Монте-Карло.....	15
1.2.1 Загальна процедура моделювання.....	16
1.2.2 Визначення імовірності розсіювання.....	23
2 Характеристики варізонних діодів з катодним статичним доменом на основі нітридних сполук.....	33
2.1 Структура та математична модель діодів.....	33
2.2 Особливості процесу саморозігріву в діодах з катодним статичним доменом.....	35
2.3 Шумові характеристики діодів	40
Висновки.....	45
Перелік джерел посилання.....	46

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, УМОВНИХ ПОЗНАК, ОДИНИЦЬ І ТЕРМІНІВ

РЧ — радіочастота

ASE — *Amplified Spontaneous Emission* (підсилене спонтанне випромінювання)

UTC-PD — *Uni-Traveling-Carrier Photodiode* (фотодіод з одностороннім рухом носіїв)

SBD — *Schottky Barrier Diode* (діод із бар'єром Шоттки)

FMCW — *Frequency Modulated Continuous Wave* (частотно-модульована безперервна хвиля)

КСД — катодний статичний домен

ДКСД — діоди з катодним статичним доменом

УІ — ударна іонізація

СР — саморозігрів

АКФ — автокореляційна функція

СЩП — спектральна щільність потужності

СЩПШ — спектральна щільність потужності шуму

ВСТУП

Терагерцові (ТГц) хвилі відносяться до електромагнітних хвиль з частотами від 0,1 до 10 ТГц і мають широке застосування в різних галузях, таких як системи зв'язку, радіолокаційна візуалізація, сенсорні технології, поглиначі метаматеріалів та військова техніка. Джерела ТГц шуму є важливим вимірювальним інструментом для тестування продуктивності радарів та виявлення порогу демодуляції приймача [1]. Крім того, джерела ТГц шуму можуть широко використовуватися для характеристики ТГц компонентів та пристроїв [2], оцінки динамічного діапазону та чутливості ТГц системи [3], аналізу складу газу [4] та виконання некогерентної візуалізації [5]. Останнім часом було розроблено все більшу кількість одночастотних ТГц пристроїв та прикладних систем, і багато з них працюють у діапазоні 300 ГГц відповідно до вимог зв'язку та радіолокації. Наприклад, Yi та ін. повідомили про фотонне джерело на основі вимушеного розсіювання Бріллюена для бездротового зв'язку на частоті 300 ГГц [6]. Seo та ін. повідомили про фундаментальні генератори з фіксованою частотою та керованою напругою, що працюють на частоті 346 ГГц [7]. Отже, джерела шуму у відповідному діапазоні частот необхідні для характеристики відповідних пристроїв. Плоскість спектру радіочастот (РЧ) шуму має суттєве значення, а плоский розподіл спектру потужності РЧ може розширити застосування джерела шуму. Наприклад, при вимірюванні системи з великим динамічним діапазоном шум з плоским РЧ-спектром може покращити динамічну точність та усунути необхідність у трудомістких калібруваннях. Існуючі технічні рішення для генерації джерел терагерцового шуму включають теплові, електронні та фотонні методи. Джерела теплового шуму можуть генерувати терагерцовий шум з плоским РЧ-спектром. Однак вони вимагають низькотемпературних робочих середовищ, мають великі розміри та генерують шум з низькою вихідною потужністю [8]. Електронний метод передбачає використання електронних компонентів, таких як діоди Шотткі та транзистори, для безпосередньої генерації терагерцового шуму. Goncalves та ін. створили інтегроване джерело шуму 130–

170 ГГц на основі лавинного кремнієвого діода Шотткі в BiCMOS 55 нм [9]. Ehsan та ін. використовували діод Шотткі на основі GaAs для генерації шумового сигналу 160–210 ГГц [10]. Однак через обмеження робочої смуги пропускання електронних пристроїв, вихідна потужність електронних джерел шуму падає до незначного та непридатного рівня в терагерцовому діапазоні. Фотонна технологія, яка долає вузьке місце смуги пропускання, є придатною альтернативою для генерації терагерцового шуму. Найбільш прямою схемою є перетворення спонтанного випромінювання (ASE) широкосмугового оптичного підсилювача в шумовий сигнал за допомогою оптико-електричного (О-Е) перетворювача. Однак потужність шуму низька, а радіочастотний спектр шуму не є плоским, оскільки оптична потужність розсіяна по широкій смузі частот. Song та ін. запропонували метод генерації шуму в діапазоні 280–380 ГГц шляхом змішування двох світлових полів ASE з розділеними довжинами хвиль за допомогою фотодіода з одностороннім рухом несучої (UTC-PD), що може значно покращити потужність шуму [11]. Однак, радіочастотний спектр шуму був дуже вузьким і не плоским. Щоб охопити діапазон частот 280–380 ГГц, необхідно кілька разів змінювати смуги частот фільтрації.

Діоди з катодним статичним доменом (ДКСД), є можливими джерелами шуму [12]. В запропонованих діодах, в області високого електричного поля внаслідок ударної іонізації (УІ) генеруються пари електронів і дірок, що в поєднанні з переносом через катодний статичний домен призводить до флуктуацій струму. Частотні властивості подібних структур визначаються довжиною активної області діода та конфігурацією домену. Використання варізонних напівпровідників в ДКСД дає змогу керувати частотними властивостями за рахунок зміни конфігурації домену сильного поля та порогу розвитку УІ.

1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Шумові сигнали терагерцового діапазону та їх застосування

Шумовими, або некогерентними сигналами називаються сигнали з випадковими коливаннями відносно частоти. Наприклад, тепловий шум виникає внаслідок коливань електронів провідності та дірок через їхню скінченну температуру. Спектр шуму, що створюється тепловим шумом, майже однорідний на радіочастотах. Потужність, що передається тепловим джерелом на навантаження з узгодженим імпедансом, становить kTB , де k – стала Больцмана, T – температура, а B – смуга пропускання шуму системи. Дробовий шум виникає через квантований характер протікання струму та має характеристику, подібну до теплового шуму; частотний спектр є по суті однорідним, що забезпечує однакову щільність потужності у всьому діапазоні радіочастот.

Некогерентні сигнали або широкосмугові джерела шуму використовувалися в багатьох радіочастотних застосуваннях, таких як характеристика шуму електронних підсилювачів і приймачів, Фур'є - спектроскопія та радарах. Найпопулярнішими джерелами шуму є твердотільні діодні джерела шуму, засновані на механізмі лавинного пробоя, які комерційно доступні на частотах нижче 100 ГГц. На суб-ТГц частотах можуть випромінювати широкосмугові шумові сигнали температурна піч чорного тіла або ртутна лампа, але вони страждають від зниження вихідної потужності.

Нещодавно було запропоновано фотонні методи генерації шуму в субтерагерцовому діапазоні [11]. Основна концепція генерації шуму полягає в перетворенні широкосмугового оптичного шуму на електричний шум за допомогою фотодіодів з високою частотою та високим вихідним струмом [13]. Крім того, використання оптичних фільтрів, розміщених перед фотодіодом, може точно контролювати смугу пропускання генерованого шуму. Іншими словами, ступінь когерентності можна контролювати від низького до високого.

Терагерцове радіолокаційне випромінювання стало потужним методом неінвазивної візуалізації об'єктів та матеріалів з високою роздільною здатністю, особливо в таких галузях, як скринінг безпеки, аерокосмічна діагностика, промисловий неруйнівний контроль та біомедична візуалізація. ТГц випромінювання, що займає спектральну область між мікрохвильовим та інфрачервоним випромінюванням (0,1–10 ТГц), пропонує кілька переваг: воно неіонізує і тому безпечно для біологічних тканин, може проникати крізь багато неметалевих матеріалів і забезпечує субміліметрову просторову роздільну здатність завдяки своїй короткій довжині хвилі. Нещодавні розробки в твердотільній електроніці та надшвидкій фотоніці дозволили розробити компактні, активні, безперервнохвильові (CW) терагерцові радіолокаційні системи візуалізації. Зокрема, технологія частотно-модульованої безперервної хвилі (FMCW) виявилася особливо ефективною для тривимірної (3D) радіолокаційної візуалізації. Були досліджені три основні архітектури: вузькосмугові системи LFMCW для базової візуалізації, широкосмугові системи SFMCW з вищою роздільною здатністю та широкосмугові платформи LFMCW, які поєднують високу потужність та швидку зміну частоти для покращеної продуктивності. Ці системи зазвичай працюють на частоті близько 200 ГГц, щоб мінімізувати поглинання атмосфери та оптимізувати ефективність компонентів.

1.1.1 Двовимірна візуалізація

На рисунку 1.1 показано блок-схему системи візуалізації ТГц-хвиль пропускаючого типу з використанням джерела освітлення з низькою когерентністю або джерела ТГц шуму [14].

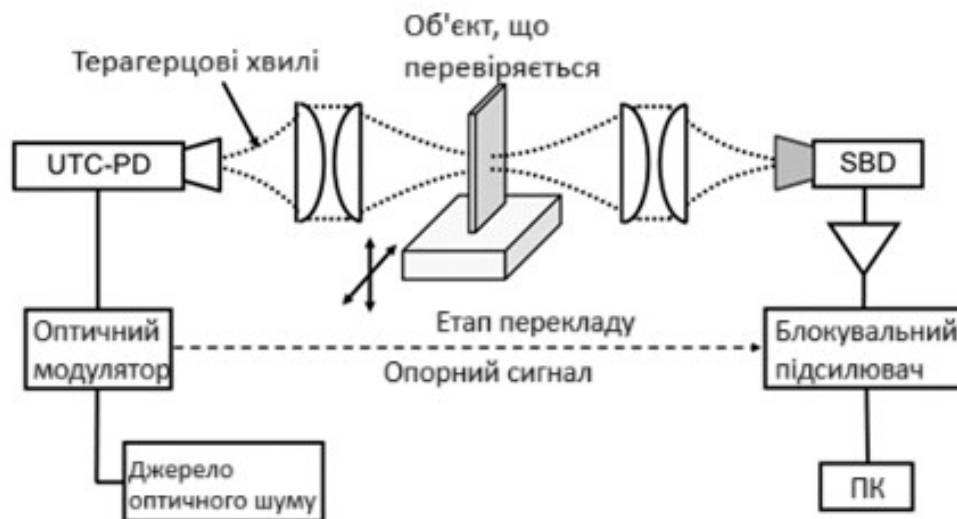


Рисунок 1.1 - Блок-схема системи візуалізації ТГц з використанням джерела освітлення з низькою когерентністю.

Шум випромінюється у вільний простір через рупорну антену з модуля UTC-PD і фокусується на об'єкті, що тестується, за допомогою діелектричних лінз. Приймач складається з рупорної антени та детектора - діода з бар'єром Шоттки (SBD). Для забезпечення вузькосмугового синхронізаційного детектування використовується оптичний модулятор. Типова частота модуляції становила 10 кГц. Типове співвідношення сигнал/шум (SNR) системи, яке вимірюється, коли між передавачем (освітлювачем) та приймачем немає об'єкта, перевищує 75 дБ, з вихідною потужністю близько 10 мікват від UTC-PD.

1.1.2 Томографічна візуалізація

На рисунку 1.2 показано блок-схему системи томографічної візуалізації з використанням інтерферометра Мікельсона [15, 16]. Ця конфігурація подібна до конфігурації оптичної когерентної томографії (ОКТ) [17]. В установці спочатку терагерцова хвиля потрапляє до розщеплювача променя після колімації діелектричною лінзою. Розщеплювач променя розділяє терагерцову хвилю на два напрямки зі співвідношенням потужності 50/50. Один напрямок спрямований до

опорного дзеркала, а інший – до об'єкта після фокусування. Обидві відбиті хвилі знову повертаються до розщеплювача променя та надходять до опорного дзеркала SBD як детектора потужності. Нарешті, виявлені сигнали підсилюються попереднім підсилювачем та синхронізуючим підсилювачем. Персональний комп'ютер (ПК) контролює положення як опорного дзеркала, так і об'єктива.

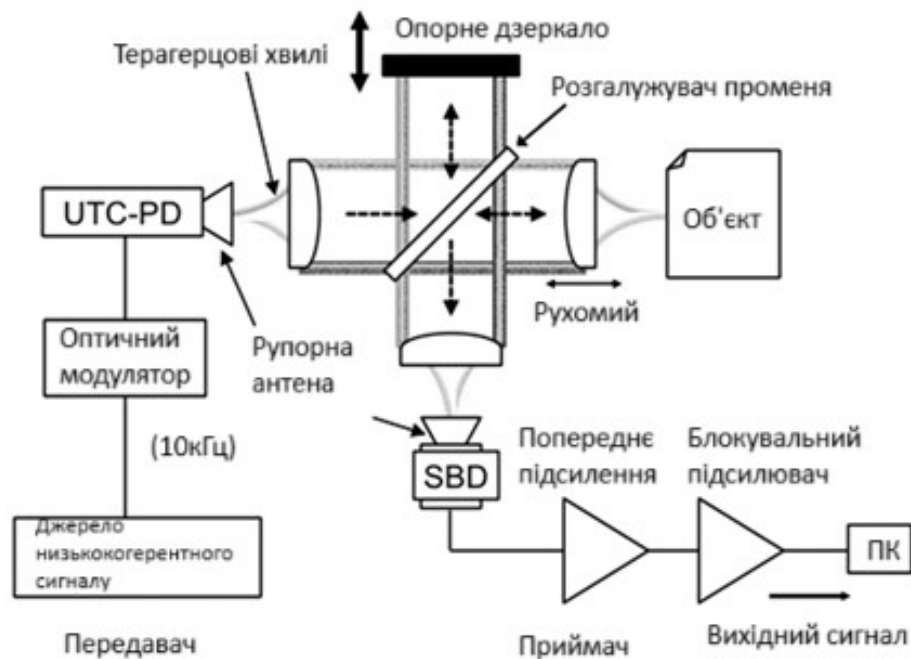


Рисунок 1.2 - Блок-схема томографічної системи з використанням інтерферометра Мікельсона.

Джерело низькокогерентного сигналу генерує інтерференційний сигнал у межах обмеженої різниці довжин шляху, яку називають «довжиною когерентності». При застосуванні низькокогерентних терагерцових хвиль у томографії, роздільна здатність по глибині переважно визначається довжиною когерентності. Якщо припустити, що спектр низькокогерентної терагерцової хвилі має гауссову форму, найкраще підібрана повна ширина на половині висоти (FWHM), Δz , становить 1,16 мм. Теоретичне значення Δz задається як $2 \ln 2 \lambda_c^2 / (\pi \Delta \lambda)$, де λ_c – центральна довжина хвилі терагерцового джерела, а $\Delta \lambda$ – спектральна ширина, яка розраховується як 1,1 мм.

1.1.3 Спектроскопія

В спектроскопічних вимірюваннях застосування шумових сигналів дозволяє уникнути інтерференційних ефектів у спектроскопічній системі, як і у випадку візуалізації. У роботі [5] запропоновано генерувати інтенсивні вузькосмугові шумові сигнали шляхом зрізання шуму ASE за допомогою оптичних фільтрів, таких як фільтр з решітчастою хвильоводною ґраткою (AWG).

На рисунку 1.3 показано схему спектроскопічної системи з використанням вищезгаданих джерел інтенсивного шуму з настроюваною частотою запропонованою в роботі [18]. Шумовий сигнал випромінювався з UTC-PD та проходить через газову комірку довжиною 1 метр. Прийнятий сигнал перетворювався вниз до нижчої частоти з центром 13 ГГц, потім підсилювався підсилювачем проміжної частоти та реєструвався за допомогою електричного аналізатора спектру. Шумова температура приймача, включаючи аналізатор спектру, становить приблизно 3500 К. Спектроскопічні вимірювання проводилися в діапазоні частот від 300 ГГц до 400 ГГц.

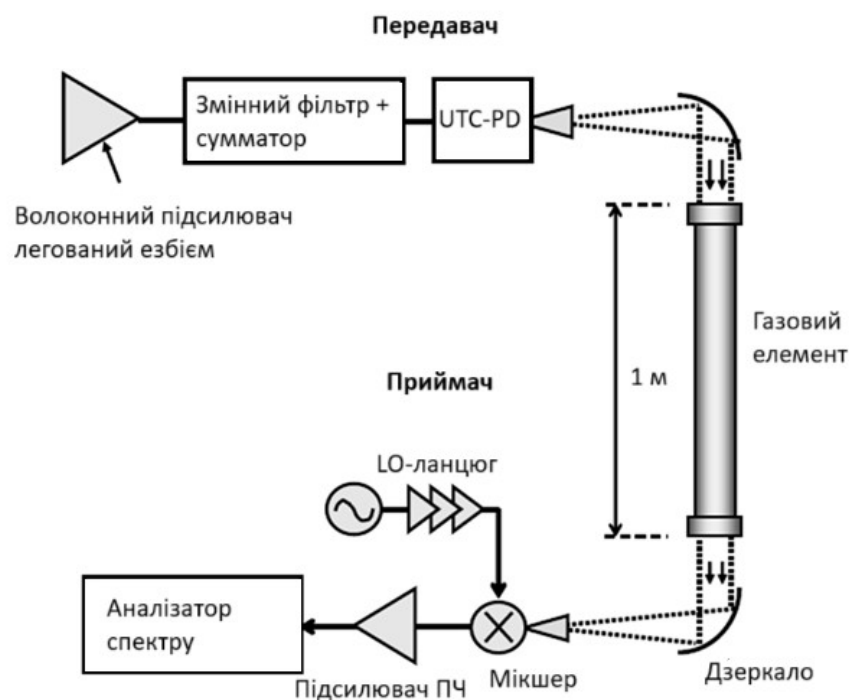


Рисунок 1.3 – Схема установки для спектроскопічних вимірювань.

1.2 Математичне моделювання методом Монте-Карло

Метод Монте-Карло в різних формах знаходить застосування для вирішення задач перенесення в фізичних явищах. Історично цей метод був вперше застосований у дослідженні транспорту електронів під дією сильних електричних полів у напівпровідниках, або так званім транспортом гарячих електронів.

Основний принцип методу полягає у визначенні траєкторії руху електрона. Траєкторія визначається процесами розсіювання та зовнішніми силами. Вплив зовнішніх сил є детермінованим, але процеси розсіювання впливають на траєкторії ймовірнісним чином. Перший ефект можна обчислити, застосовуючи класичні закони руху, а другий ефект необхідно оцінювати, застосовуючи теорію ймовірностей. Це робиться в методі Монте-Карло шляхом генерації рівномірно розподілених випадкових чисел і використання їх для визначення часу між розсіюванням та його характеру [19]. Траєкторія руху електрону в напівпровідниковому приладі зображена на рис 1.4.

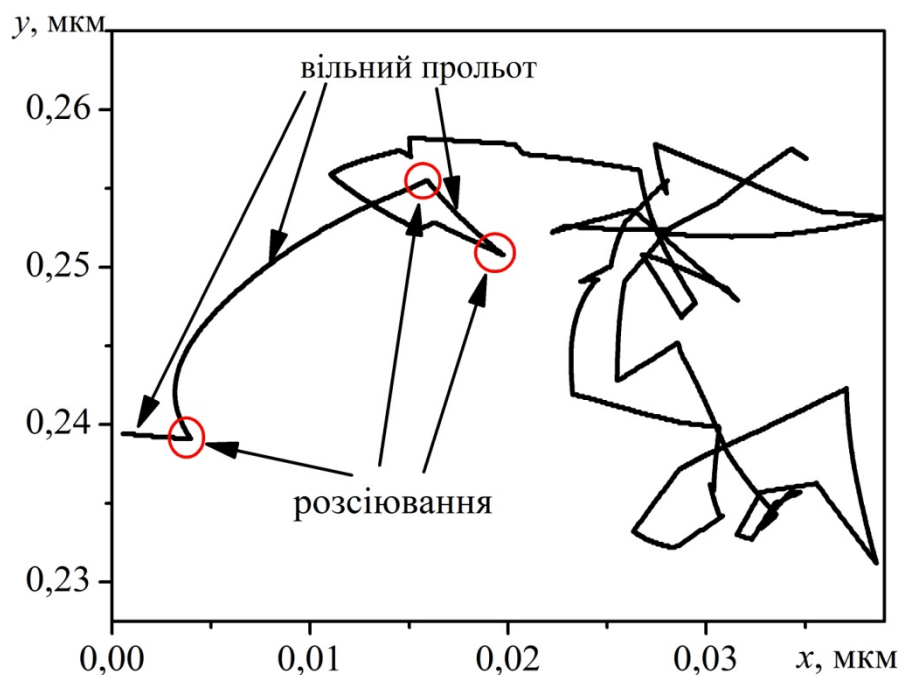


Рисунок 1.4 – Траєкторія руху електрона в напівпровіднику.

1.2.1 Загальна процедура моделювання

Можна припустити, що хвильовий вектор електрона в момент початку часу t_0 дорівнює \vec{k}_0 . Хвильовий вектор електрона в наступний момент часу t дорівнює

$$\vec{k}(t) = \vec{k}_0 + \left(\frac{\vec{F}}{\hbar}\right)(t - t_0), \text{ оскільки } \vec{F} = \frac{d}{dt}(\hbar\vec{k}), \quad (1.1)$$

де \vec{F} є зовнішньою силою, що діє на електрон. Однак під час руху електрон може в будь-який момент зазнати розсіювання. Розсіювання є випадковою подією, і для будь-якого часу t існує скінченна ймовірність розсіювання. Нехай ймовірність розсіювання в момент часу t дорівнює $P(t)$, а r_1 — випадкове число, рівномірно розподілене між 0 і 1. Тоді, згідно з теорією ймовірності, якщо розсіювання є випадковими подіями, можна пов'язати r_1 з часом розсіювання t_p за допомогою

$$r_1 = \int_0^{t_p} P(t)dt / \int_0^\infty P(t)dt. \quad (1.2)$$

Однак, якщо $S(\vec{k}(t))$ є ймовірністю розсіювання для електрона з хвильовим вектором $\vec{k}(t)$, то кількість електронів, що зазнають розсіювань в інтервалі між t і $t+dt$, дорівнює $n(t)S(\vec{k}(t))dt$, де $n(t)$ представляє кількість електронів, які не зазнали попереднього розсіювання. Кількість таких електронів зменшується на вищезазначену величину внаслідок розсіювань в інтервалі між t і $t+dt$. Отже,

$$-dn(t) = n(t)S(\vec{k}(t))dt. \quad (1.3)$$

Інтегруючи, отримуємо

$$n(+)=n(0)e^{-\int_0^t S(\vec{k}(t'))dt'}. \quad (1.4)$$

Отже, ймовірність розсіювання для електрона визначається таким чином

$$P(t) = \frac{n(t)S(\vec{k}(t))}{n(0)} = S(\vec{k}(t))e^{-\int_0^t S(\vec{k}(t'))dt'}. \quad (1.5)$$

Відношення (2.2) тепер можна записати у вигляді

$$r_1 = \frac{\int_0^{t_p} S(\vec{k}(t))e^{-\int_0^t S(\vec{k}(t'))dt'} dt}{\int_0^\infty S(\vec{k}(t))e^{-\int_0^t S(\vec{k}(t'))dt'} dt}. \quad (1.6)$$

Отже, в принципі можна отримати t_p ,— час розсіювання, використовуючи випадкове число r_1 і вирази для $S(\vec{k})$, які будуть наведені в розділі 1.2.2. Після визначення t_p можна побудувати траєкторію руху електрона від 0 до t_3 , використовуючи такі вирази:

$$\begin{aligned}x &= \left(\frac{\hbar}{m^*}\right) \left[k_{x0}(t_p - t_0) + \left(\frac{F}{2\hbar}\right)(t_p - t_0)^2 \right], \\y &= \left(\frac{\hbar}{m^*}\right) k_{y0}(t_p - t_0), \\z &= \left(\frac{\hbar}{m^*}\right) k_{z0}(t_p - t_0),\end{aligned}\tag{1.7}$$

де k_{x0} , k_{y0} , k_{z0} є компонентами x , y та z \vec{k}_0 при $t = t_0$. Напрямок x було обрано у напрямку зовнішньої сили. Для спрощення було прийнято припущення, що відношення $E - \vec{k}$ є параболічним та ізотропним.

Для побудови траєкторії нам потрібно знати хвильовий вектор електрона після розсіювання, яке відбувається в момент t_3 . Для цього генерується друге випадкове число r_2 , рівномірно розподілене між 0 і 1. Якщо тепер S_1, S_2, S_3 , тощо, позначають ймовірність розсіювання для різних видів розсіювання, і якщо r_2 задовольняє співвідношенню:

$$\sum_{i=1}^{n-1} S_i / \sum_{i=1}^m S_i < r_2 < \sum_{i=1}^n S_i / \sum_{i=1}^m S_i,\tag{1.8}$$

тоді можна зробити висновок, що відбудеться n^{th} вид розсіювання. Загальна кількість видів розсіювання дорівнює m , а n менше або дорівнює m . Вищезазначене співвідношення перевіряється шляхом збільшення n з кроком 1. Слід зазначити, що процеси поглинання та випромінювання слід розглядати як два різних види розсіювання. Можна також зазначити, що перевірка нерівності може бути виконана шляхом впорядкування $S(\vec{k})$ в будь-якому порядку. Однак час обчислення можна заощадити, якщо механізми розсіювання з більшою ймовірністю розсіювання розглядати раніше.

Визначивши вид розсіювання, хвильовий вектор електрона після розсіювання отримують шляхом генерації ще двох випадкових чисел r_3 і r_4 , розподілених рівномірно між 0 і 1. Енергія електрона після розсіювання

визначається як $E' + \Delta E$, де ΔE — зміна енергії, викликана розсієнням, а E' — енергія електрона безпосередньо перед розсієнням. Вона визначається як:

$$E' = \hbar^2 k^2(t_3)/(2m^*). \quad (1.9)$$

Таким чином, величина хвильового вектора електрона після розсієння визначається як:

$$k_0 = [2m^*(E' + \Delta E)]^{1/2}/\hbar. \quad (1.10)$$

Для визначення орієнтації хвильового вектора потрібно зауважити, що вирази для ймовірності розсіювання (наведені в розділі 1.2.2) містять тільки кут між \vec{k} і \vec{k}' (а не їх індивідуальні орієнтації) для ізотропної структури зон. Тому зручно вибрати напрямок k як полярну вісь системи координат, як показано на рис. 1.5. Для цієї системи координат $S(\vec{k}, \vec{k}')$ не залежить від азимутального кута ϕ .

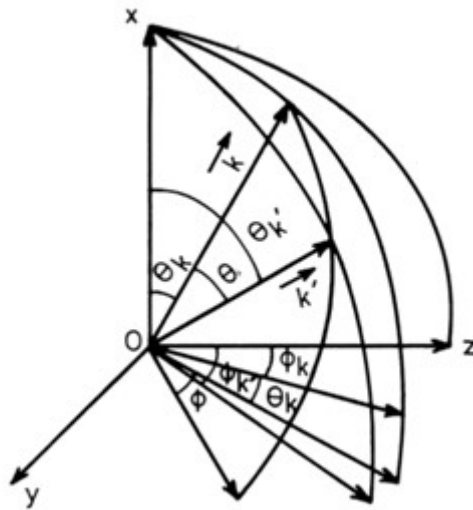


Рисунок 1.5 – Орієнтація векторів \vec{k} і \vec{k}' відносно фіксованих декартових координатних осей

Таким чином, кут ϕ можна отримати, використовуючи випадкове число r_3 із відношення

$$r_3 = \frac{\int_0^\phi d\phi'}{\int_0^{2\pi} d\phi = \phi(2\pi)^{-1}}. \quad (1.11)$$

З іншого боку, ймовірність розсіювання $S(\vec{k}, \vec{k}')$ може залежати від полярного кута θ . Тому цей кут, як правило, отримують за допомогою наступного співвідношення, використовуючи інше випадкове число r_4 :

$$r_4 = \int_0^\theta S(\vec{k}, \vec{k}') \sin\theta' d\theta' / \int_0^\pi S(\vec{k}, \vec{k}') \sin\theta' d\theta'. \quad (1.12)$$

Хвильовий вектор електрона після розсіювання, що відбувається в момент часу t_p , тепер повністю відомий, але він вказаний з посиланням на орієнтацію \vec{k} . Однак можна отримати компоненти \vec{k} у фіксованій системі координат, використовуючи відношення

$$\cos\theta_{\vec{k}'} = \cos\theta \cos\theta_{\vec{k}} - \sin\theta \sin\theta_{\vec{k}} \cos\varphi,$$

$$\sin\theta_{\vec{k}'} \cos\varphi_{\vec{k}'} = \sin\theta \cos\varphi \cos\theta_{\vec{k}} \cos\varphi_{\vec{k}} - \sin\theta \sin\varphi \sin\varphi_{\vec{k}} + \cos\theta \sin\theta_{\vec{k}} \cos\varphi_{\vec{k}},$$

$$\sin\theta_{\vec{k}'} \sin\varphi_{\vec{k}'} = \sin\theta \cos\varphi \cos\theta_{\vec{k}} \sin\varphi_{\vec{k}} + \sin\theta \sin\varphi \cos\varphi_{\vec{k}} + \cos\theta \sin\theta_{\vec{k}} \sin\varphi_{\vec{k}}, \quad (1.13)$$

де $\theta_{\vec{k}}$ і $\varphi_{\vec{k}}$ є відповідно полярним і азимутальним кутами \vec{k} для фіксованої системи координат, а $\theta_{\vec{k}'}$ і $\varphi_{\vec{k}'}$ відповідними кутами для \vec{k}' .

Компоненти хвильового вектора k_{x0} , k_{y0} , і k_{z0} тепер повністю відомі, тому можна повторити описану вище процедуру, щоб побудувати наступну траєкторію електрона, і так далі. Повторюючи розрахунки велику кількість разів, отримано репрезентативні траєкторії руху електрона в реальному зразку напівпровідника.

Потім на основі цих траєкторій отримуємо необхідні коефіцієнти перенесення. Наприклад, швидкість дрейфу в напрямку поля визначається за формулою

$$v_x = \left(\frac{\hbar}{m^*}\right) \sum_i (k_{x0} t_{pi} + F \hbar^{-1} t_{pi}^2 / 2) (\sum_i t_{pi})^{-1}. \quad (1.14)$$

Слід зазначити, що оцінка середньої швидкості за наведеною вище формулою базується на ергодичній теоремі, яка може бути сформульована як :

$$\int \phi(\vec{k}) f(\vec{k}) d\vec{k} = \tau^{-1} \int_0^\tau \phi(\vec{k}(t)) dt + 0(\tau^{-\frac{1}{2}}). \quad (1.15)$$

Сформульована словами, теорема стверджує, що середнє значення ансамблю для певної змінної дорівнює середньому значенню цієї змінної для окремої частинки за умови, що спостереження проводиться протягом достатньо

довгого часу. Застосування цієї теореми є виправданим, якщо рух частинки спостерігається в присутності інших частинок, тобто враховуються зіткнення з іншими частинками. Тоді можна припустити, що частинка проходить через усі можливі стани і залишається в кожному стані протягом часу, що відповідає функції розподілу для частинок. Однак зауважимо, що в описаній вище процедурі спостерігається рух однієї частинки, а зіткнення з іншими частинками не враховуються. Тому важко забезпечити справедливість припущення про рівнозначність середнього значення за часом і середнього значення за ансамблем, особливо в умовах низьких полів. Простий приклад ілюструє цю тезу. Припустимо, що процеси зіткнення включають пружні процеси та непружний процес зіткнення з оптичним фононом, який може змінити енергію електрона на $\pm\hbar\omega_0$. Нехай траєкторія електрона спостерігається за відсутності будь-якого зовнішнього поля. Очевидно, що якщо припустити, що електрон має початкову енергію E , таку що $0 < E < \hbar\omega_0$, то він може перебувати тільки в станах E , $E + \hbar\omega_0$, $E + 2\hbar\omega_0$, $E + n\hbar\omega_0$. і так далі. Дані, отримані в результаті спостереження за електроном, будуть пов'язані з цими енергетичними станами, і не можна отримати інформацію, пов'язану з ансамблем, спостерігаючи за одним електроном, як би довго його не спостерігати. Однак, якщо врахувати зіткнення електронів, енергія електрона змінилася б в результаті таких зіткнень, і він пройшов би через всі можливі енергії. У цьому випадку середнє значення за часом дійсно представляло б середнє значення ансамблю, за умови, що дані були б зібрані протягом достатньо довгого часу.

Вищезазначена картина дещо змінюється за наявності зовнішнього поля. У присутності поля електрон отримує енергію і рухається через різні точки енергетичного простору. Можна очікувати, що якщо спостерігати за електроном протягом достатньо довгого часу, траєкторії руху окремого електрона дадуть дані, пов'язані з характеристиками сукупності, що визначається зовнішнім полем і зіткненнями, за винятком зіткнень між електронами. Однак також має бути очевидним, що електрон, можливо, доведеться спостерігати протягом дуже

довгого часу, щоб він пройшов весь енергетичний простір. Необхідний час спостереження зменшуватиметься із збільшенням сили зовнішнього поля, оскільки електрон буде швидко переміщуватися в енергетичному просторі під дією великого поля. Отже, при високих полях цей метод можна впевнено застосовувати для отримання коефіцієнтів перенесення та функції розподілу простим способом.

Таким чином комп'ютерне моделювання кінетичних процесів методом Монте-Карло (рис. 1.6) складається з наступних етапів [20]:

1. Визначення необхідних сталих, параметрів матеріалів, тощо.
2. Інжекція носіїв заряду в прилад з певним розподілом початкового імпульсу.
3. Визначення часу вільного прольоту носіїв заряду під дією зовнішніх сил, та положення частинки по закінченню цього часу.
4. Після вільного прольоту розігрується випадковий механізм розсіювання, внаслідок якого носій заряду змінить характер руху.
5. Визначення стану носія заряду внаслідок обраного в попередньому пункті механізму розсіювання.

Потім процедура повторюється для носія заряду з новими параметрами, визначеними в пункті 5.

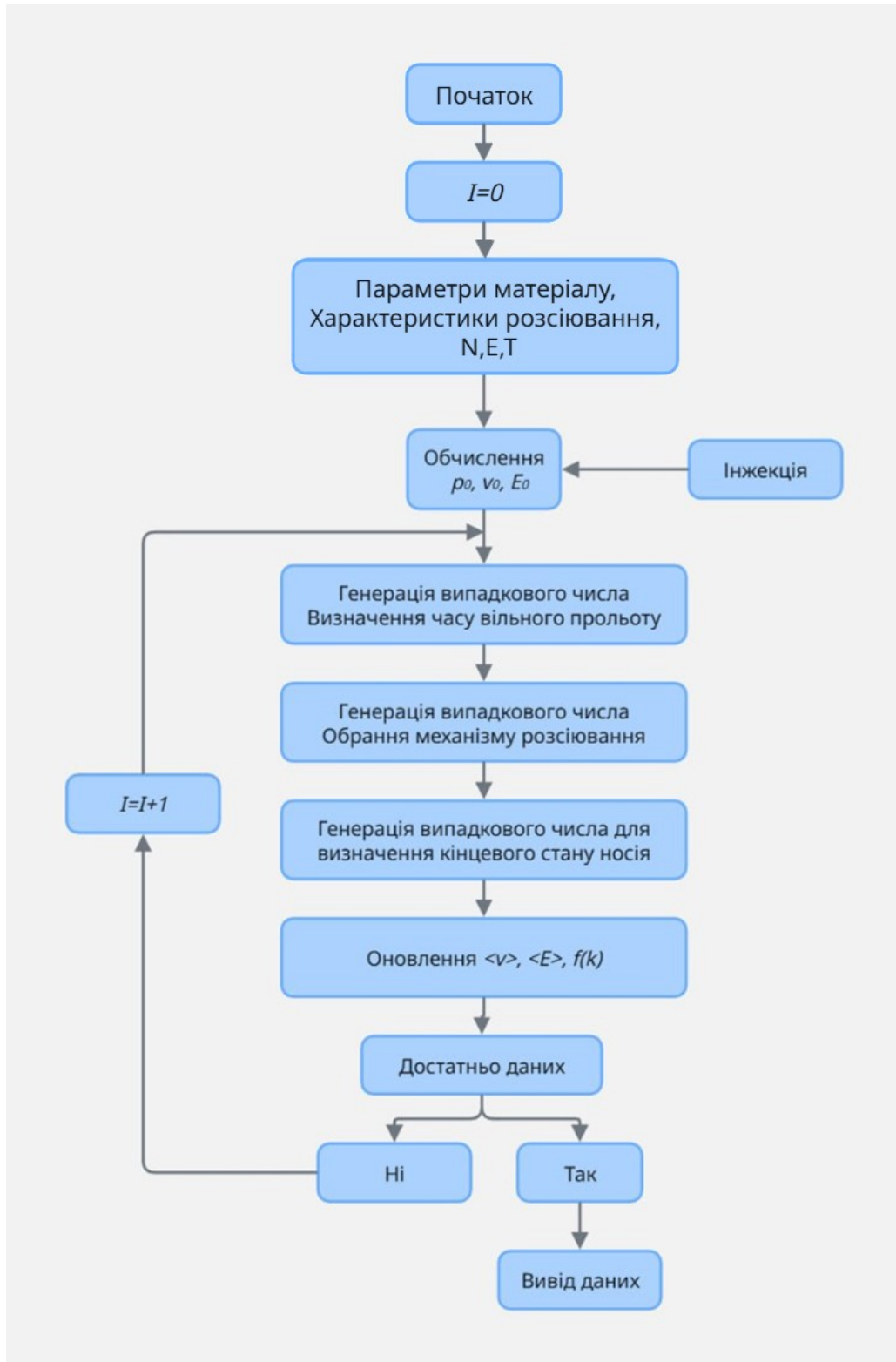


Рисунок 1.6 – Алгоритм розрахункової програми для моделювання кінетичних процесів методом Монте-Карло.

1.2.2 Визначення імовірності розсіювання

Ймовірність розсіювання електрона зі стану \vec{k} через різні процеси зіткнення можна обчислити за допомогою (1.16). Ймовірність визначається таким чином:

$$S(\vec{k}) = \frac{Vc}{8\pi^3} \int \frac{2\pi}{\hbar} |M(\vec{k}, \vec{k}')|^2 \delta(E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}'}) d\vec{k}', \quad (1.16)$$

де V_c — об'єм кристала. Припускається, що матеріал є не виродженим. Для вироджених матеріалів необхідно ввести додатковий коефіцієнт, щоб врахувати ймовірність зайнятості стану \vec{k}' . Цей коефіцієнт у даному випадку не враховується. Було отримано вищезазначений вираз, інтегруючи $T_{\vec{k}, \vec{k}'}$ по всіх станах \vec{k}' , до яких електрон може розсіятися зі стану \vec{k} : Варто звернути увагу, що щільність станів у просторі \vec{k}' приймається рівною $\left(\frac{1}{8\pi^3}\right)$, а не $2\left(\frac{1}{8\pi^3}\right)$, оскільки спін не змінюється в процесі розсіювання. Нещодавно були розглянуті процеси розсіювання, в яких змінюється спін, але ці процеси важливі тільки при низьких температурах.

Виведення виразів, що дають $S(\vec{k})$ для розсіювання іонізованих домішок, для п'єзоелектричного розсіювання та розсіювання при взаємодії з деформаційним потенціалом, а також для полярного оптичного фононного розсіювання, припускаючи ізотропну структуру зон, наведено нижче. Однак для інших механізмів розсіювання будуть наведені лише кінцеві результати. Для обчислення $S(\vec{k})$ необхідні повні вирази для $M(\vec{k}, \vec{k}')$. Ми можемо записати $M(\underline{k}, \underline{k}')$ як

$$|M(\vec{k}, \vec{k}')|^2 = [A(|\vec{k} + \vec{k}'|)]^2 G(\vec{k}, \vec{k}'), \quad (1.17)$$

для розсіювання іонізованих домішок та

$$|M(\vec{k}, \vec{k}')|^2 = [A(|\vec{k} - \vec{k}'|)]^2 G(\vec{k}, \vec{k}') \left(n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right), \quad (1.18)$$

для розсіювання на решітці.

Вирази для $A(|\vec{k} + \vec{k}'|)$ для різних процесів розсіювання зібрані в таблиці 1.1

Імовірність розсіювання іонізованих домішок.

Підставляючи в (1.16) вираз для $A(|\vec{k} + \vec{k}'|)$, що відповідає розсіюванню іонізованих домішок, і вираз для $G(\vec{k}, \vec{k}')$, отримуємо

$$S_{\text{дом}}(\vec{k}) = \frac{Vc}{8\pi^3} N_i V_c \int \frac{2\pi}{h} \frac{z^2 e^4}{Vc^2 \epsilon^2} [|\vec{k} - \vec{k}'|^2 + \lambda^{-2}]^{-2} G(\vec{k}, \vec{k}') \delta(E_{\vec{k}} - E_{\vec{k}'}) d\vec{k}'. \quad (1.19)$$

Ми можемо перетворити інтеграл у (1.19), поставивши

$$d\vec{k}' = k'^2 \sin \theta d\theta d\varphi dk', \quad (1.20)$$

де θ — кут між \vec{k} і \vec{k}' , а φ — азимутальний кут. $k'^2 dk'$, також можна виразити через $E_{\vec{k}'}$, як

$$k'^2 dk' = \frac{1}{2} \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} [\gamma(E_{\vec{k}'})]^{1/2} \gamma'(E_{\vec{k}'}) dE_{\vec{k}'}, \quad (1.21)$$

де $\gamma'(E) = \frac{d\gamma}{dE}$. Співвідношення дисперсії можна записати у вигляді

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \gamma(E_{\vec{k}}). \quad (1.22)$$

Функція $\gamma(E)$, загалом має складну форму, але може бути спрощена до $E(1 + \alpha E)$. Інтеграл по $E_{\vec{k}'}$, можна обчислити відразу, використовуючи той факт, що дельта-функція має ненульове значення тільки для $E_{\vec{k}'} = E_{\vec{k}}$. Таким чином, інтегрування виконується шляхом заміни k' на k в підінтегральному виразу, оскільки $E_{\vec{k}'}$ залежить від однієї величини k' . Таким чином виходить для $S_{\text{дом}}(\vec{k})$ таке рівняння

$$S_{\text{дом}}(\vec{k}) = C_{\text{дом}} F_{\text{дом}}(\vec{k}, \lambda) \gamma'(E_{\vec{k}}) / k^3, \quad (1.23)$$

де

$$\begin{aligned} F_{\text{дом}}(\vec{k}, \lambda) &= \int_{-1}^{+1} [O_i(x) / (1 - x + 0.5k^{-2}\gamma)^{-2}] dx, \\ C_{\text{дом}}(\vec{k}, \lambda) &= Z^2 e^4 N_i m^* / 8\pi \epsilon^2 \hbar^3, \\ O_i(x) &= a + bx + cx^2. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Тут a , b , c визначені згідно:

$$\begin{aligned}
a &= (a_{\vec{k}} a_{\vec{k}'})^2 + \left[\frac{b_{\vec{k}} b_{\vec{k}'}}{2} - (c_{\vec{k}} b_{\vec{k}'} + c_{\vec{k}'} b_{\vec{k}}) / \sqrt{2} \right]^2 \\
b &= 2a_{\vec{k}} a_{\vec{k}'} (b_{\vec{k}} b_{\vec{k}'} + c_{\vec{k}} c_{\vec{k}'}) \\
c &= (b_{\vec{k}} b_{\vec{k}'} + c_{\vec{k}} c_{\vec{k}'})^2 - \left[\frac{b_{\vec{k}} b_{\vec{k}'}}{2} - (c_{\vec{k}} b_{\vec{k}'} + c_{\vec{k}'} b_{\vec{k}}) / \sqrt{2} \right]^2, \quad (1.25)
\end{aligned}$$

а E' замінено на E .

Таблиця 1.1 - Елементи матриці для різних видів розсіювання.

Тип розсіювання	Потенційна енергія розсіювання, ΔV	Елемент матриці без урахування інтеграла перекриття
1. Акустичний фонон: а) Деформаційний потенціал	$E_1 \nabla u(\vec{r}) S_c(q, \lambda)$	$E_1 \left(\frac{\hbar}{2V_c \rho \omega_{\vec{q}}} \right)^{1/2} S_c(q, \lambda) (\vec{e}_{\vec{q}} \vec{q}) \left(n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)^{1/2}$
б) Пієзоелектричне	$\frac{e h_{pz}}{q \varepsilon} \nabla u(\vec{r}) S_c(q, \lambda)$	$\frac{ e h_{pz}}{\varepsilon} \left(\frac{\hbar}{2V_c \rho \omega_{\vec{q}}} \right)^{1/2} S_c(q, \lambda) \left(n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)^{1/2}$
2. Оптичний фонон: а) Неполарний	$D_0 u(\vec{r}) S_c(q, \lambda)$	$D_0 \left(\frac{\hbar}{2V_c \rho \omega_0} \right)^{1/2} S_c(q, \lambda) \left(n_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)^{1/2}$
б) Полярний	$\frac{u(\vec{r}) e \omega_{\ell}}{q} \left[\frac{\rho}{V_c \varepsilon_0} \left(\frac{1}{K_{\infty}} - \frac{1}{K_S} \right) \right] S_c(q, \lambda)$	$\frac{ e }{q} \left(\frac{1}{K_{\infty}} - \frac{1}{K_S} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar \omega_{\ell}}{2V_c \varepsilon_0} \right)^{1/2} \left(n_{\ell} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right)^{1/2} S_c(q, \lambda)$

3. Дефект: а) Іонізовані домішки	$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)$	$\frac{Ze^2}{V_c\epsilon} \frac{1}{ \vec{k} - \vec{k}' ^2 + \lambda^{-2}}$
б) Нейтральна домішка	-	$\frac{2\pi\hbar^2}{m^*V_c} \left(\frac{20a_0}{4\pi k}\right)^{1/2}$
в) Дислокація: (I) На зарядах (II) Напруженість	$\frac{ef}{2\pi a_D\epsilon} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right)$ $\frac{E_1\lambda_S(1-2\nu)\sin\theta}{2\pi(1-\nu)} \frac{1}{r}$	- -
г) Сплавне	-	$\frac{N_0^{1/2}\alpha^{1/2}(1-\alpha)^{1/2}(E_a - E_b)}{V_c^{1/2}}$
4. Міждолинні фонони	$D_i u(\vec{r}) S_c(q, \lambda)$	$D_i \left(\frac{\hbar}{2\rho V_c \omega_i}\right)^{1/2} S_c(q, \lambda) \left(n_i + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right)^{1/2}$

Постійна деформаційного потенціалу E_1 , п'єзоелектрична постійна h_{pz} і швидкість акустичних хвиль S загалом залежать від напрямку \vec{q} , хвильового вектора фононів відносно кристалографічної вісі.

Слід зазначити, що $S_{ом}(\vec{k})$ стає нескінченним, якщо ефект екранування електронів не враховується, тобто якщо λ приймається як нескінченність. Це справедливо для всіх механізмів розсіювання, для яких $A(q)$ зменшується з q швидше, ніж q^{-1} . Тому ефект екранування не можна не враховувати для таких механізмів розсіювання, оскільки саме в результаті екранування ймовірність

розсіювання $S(\vec{k})$ є скінченною. Функцію $F_{\text{дом}}(\vec{k}, \lambda)$ можна обчислити аналітично, але оскільки кількість членів досить велика, ми цього не робитимемо.

Імовірність п'єзоелектричного розсіювання.

Підставляючи $A(q)$ для п'єзоелектричного розсіювання з таблиці 1.1 у вираз (1.16), отримуємо

$$S_{n3}(\vec{k}) = \frac{e^2 \hbar_{pz}^2}{8\pi^2 \epsilon^2 \rho s^2} \sum_{+,-} \int \frac{|\vec{k}-\vec{k}'|^2 \omega q}{(|\vec{k}+\vec{k}'|^2 + \lambda^{-2})^2} \delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} \pm \hbar \omega_{\vec{q}}) G(\vec{k}, \vec{k}') \left(n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) d\vec{k}'; \quad (1.26)$$

$\Sigma_{+,-}$ позначає суму двох членів, отриманих шляхом заміни знака \pm на знаки $+$ і $-$.

Член для знака $+$ відповідає переходу з випромінюванням фонона, а член для знака $-$ відповідає переходу з поглинанням фонона.

Інтеграл можна спростити, враховуючи, що максимально можливе значення $|\vec{k} - \vec{k}'|$ становить приблизно $2k$, що впливає з умови збереження енергії та імпульсу. Отже, значення $\hbar \omega_{\vec{q}}$ може бути не більше $2\hbar sk$ (s — акустична швидкість), оскільки для низьких значень q , $\omega_{\vec{q}} = sq$. Середня енергія електронів при температурі T становить $(3/2)k_B T$, $2\hbar sk$ має значення приблизно $3 * 10^{-23} \sqrt{T}$ Дж (s і m^* можна вважати приблизно рівними 10^4 і $0,1 * 9,1 * 10^{-31}$ кг). Отже, енергія фононів порівнянна з енергією електронів або з енергією, що відповідає $k_B T$ при температурі близько 2 К. Можна припустити, що температура решітки набагато вища, оскільки розсіювання фононів може бути важливим тільки при високих температурах, коли збуджуються коливання решітки. Тоді можна ввести наступні наближення:

$$E_{\vec{k}} \pm \hbar \omega_{\vec{q}} \simeq E_{\vec{k}}, \quad (1.27)$$

$$n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \simeq n_{\vec{q}} \simeq k_B T / (\hbar \omega_{\vec{q}}). \quad (1.28)$$

Перше наближення передбачає, що зіткнення є пружними, оскільки $\hbar \omega_{\vec{q}}$, енергія, отримана або втрачена під час зіткнення, не враховується. Друге наближення часто називають наближенням рівномірного розподілу, оскільки

енергія для кожного режиму коливання є однаковою і дорівнює $k_B T$, коли це наближення є дійсним.

Таким чином, можна спростити (1.26) до

$$S_{n3}(\vec{k}) = \frac{e^2 h_{pz}^2 k_B T}{4 \epsilon^2 \hbar \rho s^2 \epsilon^2} \int \frac{|\vec{k} - \vec{k}'|^2}{(|\vec{k} - \vec{k}'|^2 + \lambda^{-2})^2} \delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}}) G(\vec{k}, \vec{k}') d\vec{k}'. \quad (1.29)$$

Слід зазначити, що коли $\hbar \omega_{\vec{q}}$ є незначним порівняно з $E_{\vec{k}}$, дельта-функція не залежить від q , тобто від кута між \vec{k} і \vec{k}' а залежить лише від величин \vec{k} і \vec{k}' . Замість того, щоб застосовувати звичайну процедуру перетворення інтеграла над \vec{k}' в інтеграл над \vec{q} , як це часто робиться, можна застосувати процедуру, яка значно спрощує інтегрування, особливо коли мають місце непараболічні смуги. Цю процедуру можна застосувати для оцінки ймовірностей розсіювання всіх видів розсіювання в решітці, оскільки для акустичного фононного розсіювання (припускається, що воно є пружним) і для оптичного фононного розсіювання (коли дисперсія $\omega_{\vec{q}}$ з q не враховується) дельта-функція не залежить від кута між \vec{k} і \vec{k}' .

Інтегруючи по $E_{\vec{k}}$, використовуючи властивість дельта-функції, і по θ (кут між \vec{k} і \vec{k}') як у випадку розсіювання іонізованих домішок, отримуємо

$$S_{n3}(\vec{k}) = C_{n3} F_{n3}(\vec{k}, \lambda) \gamma'(E_{\vec{k}})/k, \quad (1.30)$$

де

$$F_{n3}(\vec{k}, \lambda) = \int_{-1}^{+1} [0_i(x)(1-x)(1-x+0.5k^{-2}\lambda^{-2})^{-2}/2] dx, \quad (1.31)$$

та

$$C_{n3} = e^2 h_{pz}^2 \epsilon^{-2} k_B T m^* / 2\pi \hbar^3 \rho s^2. \quad (1.32)$$

Можна побачити, що $F_{n3}(\vec{k}, \lambda)$ є скінченним лише в тому випадку, якщо A є скінченним. Воно є нескінченним, якщо ефект екранування «не враховується».

Імовірність розсіювання на деформаційному потенціалі акустичних фононів.

Вираз для $S(\vec{k})$, що відповідає розсіюванню акустичних фононів з деформаційним потенціалом, виводиться за тією ж процедурою, що описана вище для п'єзоелектричного розсіювання. Використовуючи матричний елемент, наведений у таблиці 1.1, і припускаючи, що $\hbar\omega_{\vec{q}} \ll E$ і $n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \simeq n_{\vec{q}} \simeq k_B T / (\hbar\omega_{\vec{q}})$, ми отримуємо

$$S_{ак}(\vec{k}) = C_{ак} F_{ак}(\vec{k}, \lambda) \gamma'(E_{\vec{k}}) \mathbf{k}, \quad (1.33)$$

де

$$F_{ак}(\vec{k}, \lambda) = \int_{-1}^{+1} [O_i(x)(1-x)^2(1-x+0.5k^{-2}\lambda^{-2})^{-2}/2] dx, \quad (1.34)$$

та

$$C_{ак} = E_1^2 k_B T m^* / \pi \rho \hbar^3 s^2. \quad (1.35)$$

На відміну від результатів для двох видів розсіювання, розглянутих раніше, $S_{ак}(\vec{k})$ залишається скінченним навіть при нехтуванні ефектом екранування. Ефекти екранування можна нехтувати для помірної концентрації електронів при не надто низькій температурі. При дуже низьких температурах наведена вище формула не застосовується в жодному випадку, оскільки ми не можемо припустити, що $\hbar\omega_{\vec{q}} \ll E$ або $n_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \simeq k_B T / (\hbar\omega_{\vec{q}})$. Коли ефект екранування не враховується, ми отримуємо

$$F_{ак}(\vec{k}) = a + c/3, \quad (1.36)$$

де a і c задаються формулою

$$\begin{aligned} a_{\vec{k}} &= r \left\{ \frac{[E_g - \gamma_{\vec{k}}^2 (E_g - \delta')]^{\frac{1}{2}}}{E_g + \delta'} \right\}^{\frac{1}{2}}; \quad r = \left[\frac{6(E_g + \frac{2\Delta}{3})(E_g + \Delta)}{6E_g^2 + 9E_g\Delta + 4\Delta^2} \right]^{\frac{1}{2}}; \\ \delta' &= \frac{E_g^2 \Delta}{6E_g^2 + 9E_g\Delta + 4\Delta^2}; \quad \gamma_{\vec{k}} = \left[\frac{(\xi_{\vec{k}} - E_g)}{2(\xi_{\vec{k}} + \delta')} \right]^{\frac{1}{2}}; \\ \xi_{\vec{k}} &= \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}; \quad b_{\vec{k}} = s\gamma_{\vec{k}}; \quad s = [4\Delta^2 / 3(6E_g^2 + 9E_g\Delta + 4\Delta^2)]^{\frac{1}{2}}; \\ c_{\vec{k}} &= t\gamma_{\vec{k}}; \quad t = \left[6 \left(E_g + \frac{2\Delta}{3} \right)^2 / (6E_g^2 + 9E_g\Delta + 4\Delta^2) \right]^{1/2}; \end{aligned} \quad (1.37)$$

Вищезазначена форма зазвичай використовується в аналізі ефектів розсіювання на деформаційному потенціалі акустичних фононів.

Імовірність полярного оптичного розсіювання фононів

Енергія оптичних фононів зазвичай порівнянна з енергією електронів при звичайних температурах, оскільки еквівалентна температура оптичних фононів майже всіх напівпровідників лежить в діапазоні від 150 К до 500 К. Тому ми не можемо нехтувати енергією фононів у порівнянні з енергією електронів, і зіткнення слід вважати непружними. Наближення рівномірного розподілу також не застосовується, і слід використовувати повну функцію розподілу фононів для $n_{\vec{q}}$. Однак з кривих дисперсії (див. рис. 1.7) видно, що частота оптичних фононів повільно змінюється з хвильовим числом. Отже, ми можемо припустити, що ω_{ℓ} не залежить від q , оскільки зіткнення викликають невеликі зміни q . Можна розглядати ω_{ℓ} і $n_{\vec{q}}$ як константи і застосовувати ту саму процедуру для обчислення інтеграла в $S(\vec{k})$, що використовувалася в попередніх випадках.

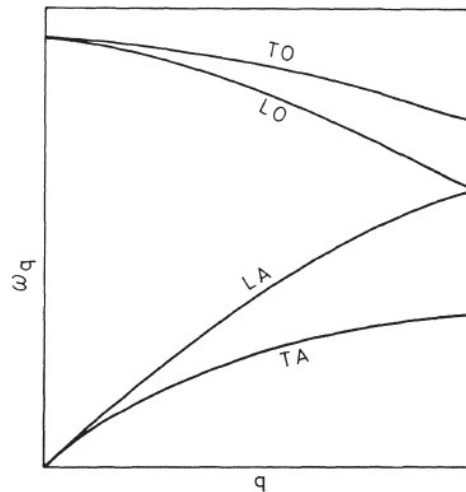


Рисунок 1.7 - Дисперсійні криві для поздовжніх коливань у напівпровідниках.

Підставляючи $A(q)$ з таблиці 1.1 в (1.16), отримуємо

$$S_{no}(\vec{k}) = \frac{e^2 \omega_\ell (k_\infty^{-1} - k_S^{-1})}{8\pi^2 \varepsilon_0} \sum_{+,-} \int \frac{|\vec{k} - \vec{k}'|^2 G(\vec{k}, \vec{k}')}{(|\vec{k} - \vec{k}'|^2 + \lambda^{-2})^2} \delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} \pm \hbar \omega_\ell) \left(n_\ell + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) d\vec{k}'; \quad (1.38)$$

де $n_\ell = \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_\ell}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$. Підсумок слід проводити над знаками плюс і мінус, щоб врахувати процеси поглинання і випромінювання. Інтегрування можна виконати замінивши $d\vec{k}'$ на (1.20) і використовуючи властивість дельта-функції. В цьому випадку інтегрування по $E_{\vec{k}'}$ призводить до заміни $E_{\vec{k}'}$ на $E_{\vec{k}} \pm \hbar \omega_\ell$ що відповідає двом процесам розсіювання, а k' приймає відповідні значення. Отримаємо:

$$S_{por}(\vec{k}) = C_{por} k^{-2} \sum_{+,-} k_\pm \gamma' (E_k \pm \hbar \omega_\ell) F_{por\pm}(\vec{k}, \lambda) \left(n_\ell + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right), \quad (1.40)$$

де

$$F_{no\pm}(\vec{k}, \lambda) = \int_{-1}^{+1} O_i(x) \left[1 - 2 \left(\frac{k_\pm}{k} \right) x + \left(\frac{k_\pm}{k} \right)^2 \right] \left[1 - 2 \left(\frac{k_\pm}{k} \right) x + \left(\frac{k_\pm}{k} \right)^2 + 1 / (k\lambda)^2 - 2dx \right], \quad (1.41)$$

$$C_{no} = \frac{e^2 \omega_\ell m^*}{4\pi \varepsilon_0 \hbar^2} (K_\infty^{-1} - K_S^{-1}), \quad (1.42)$$

та k_\pm є хвильовими векторами, що відповідають $E \pm \hbar \omega_\ell$.

Імовірність міждолинного та неполярного оптичного розсіювання фононів

Механізми розсіювання, розглянуті в попередніх розділах, необхідно враховувати при оцінці рухливості електронів, що займають мінімум Γ - долини. У деяких складних напівпровідниках електрони займають мінімуми L- або X- долини. Для цих мінімумів необхідно додатково враховувати два інших механізми розсіювання: міждолинне та неполярне оптичне фононне розсіювання. Матричні елементи для цих двох видів розсіювання є подібними. Використовуючи вирази для елементів матриці, наведених у таблиці 1.1, та дотримуючись процедури,

описаної для полярного оптичного розсіювання фононів, отримуємо такий вираз для $S(\vec{k})$ для неполярного оптичного розсіювання фононів:

$$S_{on}(\vec{k}) = \frac{D_0^2}{8\pi^2\rho\omega_0} \sum_{+,-} \int \frac{|\vec{k}-\vec{k}'|^4}{(|\vec{k}-\vec{k}'|^2 + \lambda^{-2})^2} G(\vec{k}, \vec{k}') \delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} \pm \hbar\omega_0) \left(n_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right) d\vec{k}' =$$

$$C_{on} \sum_{+,-} k_{\pm} \gamma'(E_{\vec{k}} \pm \hbar\omega_0) \left(n_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right) F_{on\pm}(\vec{k}, \lambda), \quad (1.43)$$

де

$$F_{on\pm}(\vec{k}, \lambda) = \int_{-1}^{+1} \left(1 - 2\frac{k_{\pm}}{k}x + \frac{k_{\pm}^2}{k^2}\right)^2 O_i(x) \left(1 - 2\frac{k_{\pm}}{k}x + \frac{k_{\pm}^2}{k^2} + \frac{1}{\lambda^2 k^2}\right)^{-2} dx, \quad (1.44)$$

$$C_{on} = D_0^2 m^* / (4\pi\rho\hbar^2\omega_0). \quad (1.45)$$

Тут k_{\pm} є хвильовими векторами, що відповідають $E_{\vec{k}} \pm \hbar\omega_0$, і задаються таким чином:

$$k_{\pm}^2 = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)\gamma(E_{\vec{k}} \pm \hbar\omega_0). \quad (1.46)$$

Також, $n_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right) - 1\right]^{-1}$. Вираз для міждолинного розсіювання отримується шляхом заміни ω_0 і D_0 на ω_i і D_i відповідно.

Вираз також застосовується до нееквівалентного міждолинного розсіювання, при якому електрон розсіюється в іншу долину з мінімальною енергією, віддаленою на ΔE від вихідної долини. У цьому випадку ΔE необхідно відняти від аргументу функції γ у виразі для k_{\pm} .

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРІЗОННИХ ДІОДІВ З КАТОДНИМ СТАТИЧНИМ ДОМЕНОМ НА ОСНОВІ НІТРИДНИХ СПОЛУК

2.1 Структура та математична модель діодів

В якості можливих джерел шуму була промодельована робота ДКСД загальною довжиною 1 мкм, структура яких представлена двома високолегованими, катодною та анодною, n^+ -областями ($N_d=10^{24} \text{ м}^{-3}$), засічкою – n^- ($N_d=10^{20} \text{ м}^{-3}$) та активною n - областю ($N_d=5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$) (рис. 2.1). Розподіл молярної частки z сполуки $\text{Al}_z\text{Ga}_{(1-z)}\text{N}$ обирається таким чином, щоб на катодний контакт був представлений матеріалом з найменшою шириною забороненої зони (GaN , $z=0$). В області засічки та активній області молярна частка збільшується за законом $z(x) = 1 - \exp(-(x - x_0)^2 / 2\sigma^2)$ в бік анодного контакту, що формує варізонний $\text{Al}_z\text{Ga}_{(1-z)}\text{N}$ шар до точки x_L . Далі склад залишається сталим і складає $z=0.45$ та $z=0.12$ для розглянутих діодів.

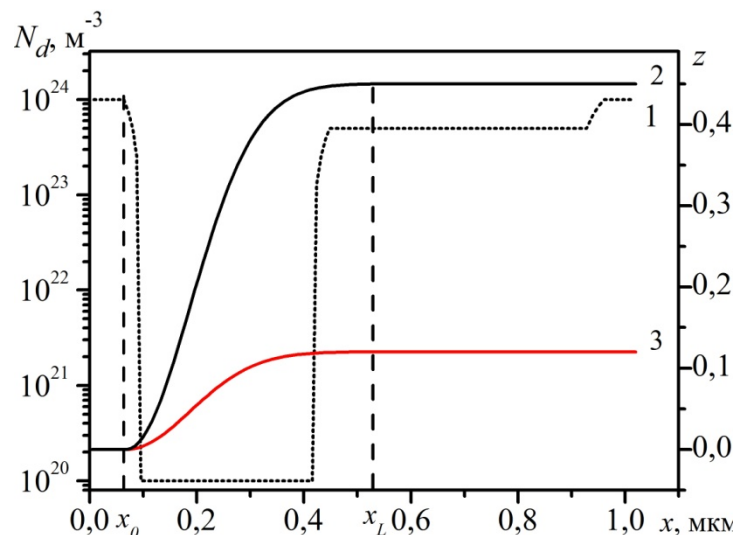


Рисунок 2.1 - Структура діодів: 1 – профіль легування; 2,3 – розподіл молярної частки $z(x)$ $\text{Al}_z\text{Ga}_{(1-z)}\text{N}$.

Аналіз роботи діода проводився за допомогою математичного моделювання кінетичних процесів з використанням багаточастинкового методу Монте-Карло

узгодженого з рівнянням теплопровідності. Було розглянуто двовимірну модель діода. В якості носіїв заряду обрано електрони та дірки. В рамках моделі зона провідності для вільних електронів була представлена трьома долинами, а валентна зона – зоною важких дірок. Рух носіїв заряду обумовлений не лише дією зовнішньої напруги живлення, а і впливом квазіелектричних полів, обумовлених наявністю варізонного шару. Також враховуються характерні для розглянутих сполук механізми розсіювання, які були обрані відповідно до [21]. Робота діодів аналізувалась при прикладених напругах недостатніх для пробою. Обраний розподіл складу сполуки, призводить до збільшення ширини забороненої зони в бік анода, і як наслідок збільшення порогової енергії ударної іонізації:

$$E_{th} = \frac{1 + \gamma(z)}{2\alpha(z)} \left[1 - \sqrt{1 - 4\alpha(z)E_g \cdot (2 + \gamma(z)) / (1 + \gamma(z))^2} \right], \quad (2.1)$$

де, $\gamma(z)$ - відношення ефективної маси електронів до дірок, $\alpha(z)$ - параметр непараболічності [22]. Таким чином виникнення ударної іонізації локалізовано біля катодної області, і обумовлено лише електронами. Енергетичні діаграми розглянутих діодів при різній прикладеній напрузі живлення представлені на рис. 2.2 та рис. 2.3.

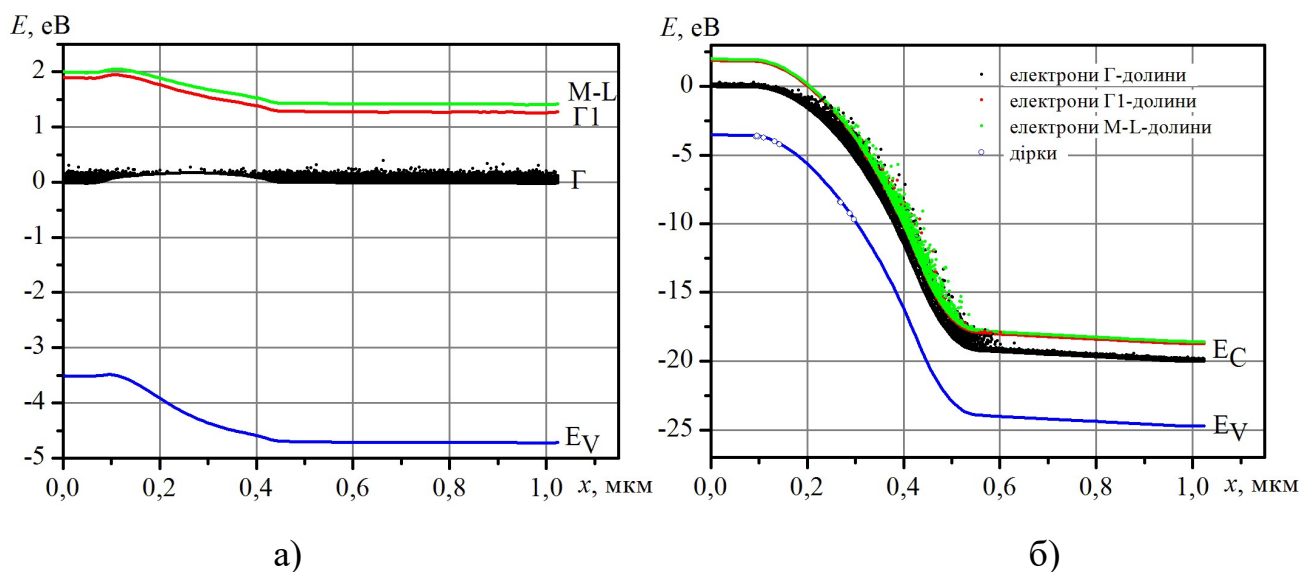


Рисунок 2.2 – Енергетичні діаграми діодів з молярною часткою Al на анодному контакті $z=0.45$: а) без напруги живлення; б) при напрузі живлення 20В.

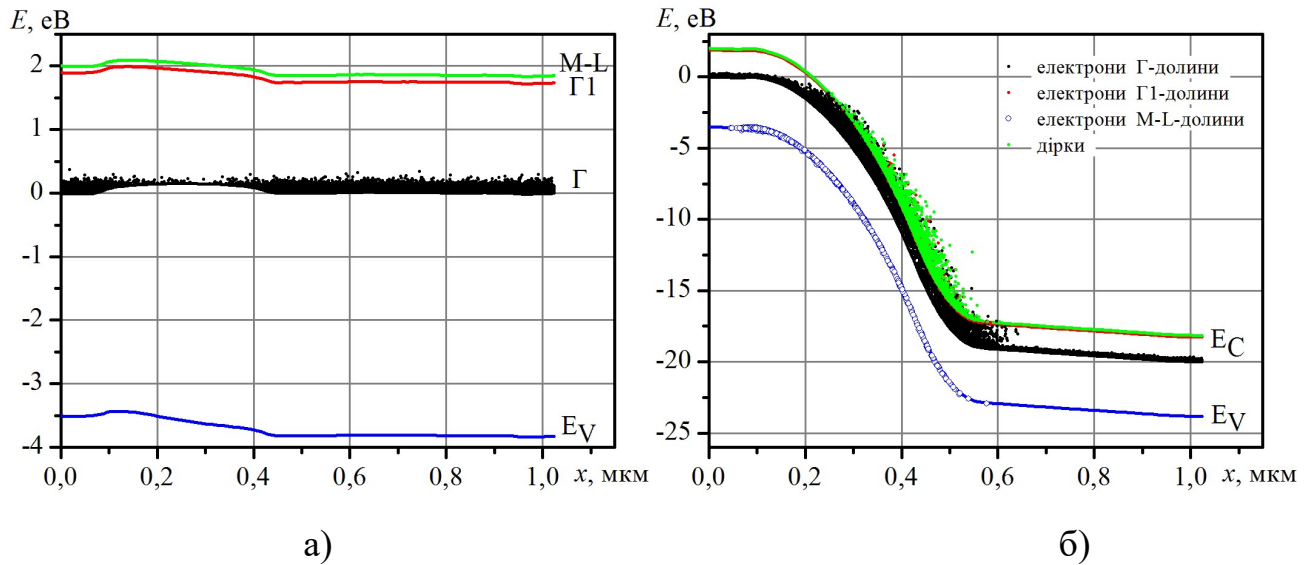


Рисунок 2.3 – Енергетичні діаграми діодів з молярною часткою Al на анодному контакті $z=0.12$: а) без напруги живлення; б) при напрузі живлення 20В.

2.2 Особливості процесу саморозігріву в діодах з катодним статичним доменом

Носії заряду, які рухаються в напівпровідниках під дією полів, отримують енергію і, згодом здатні втратити її внаслідок розсіювань на фонах. Енергія, яку втрачають, або отримують носії заряду внаслідок непружного розсіювання переходить в нагрівання решітки. Така модель розігрівання отримала назву фононна модель [23]. Ця модель узгоджується з методом Монте-Карло і дозволяє дослідити ефекти саморозігрівання напівпровідникових приладів. За рахунок цього, знаючи момент часу і місце акту розсіювання можна отримати зміну тепла в певній точці приладу, і відповідно його загальну зміну в певному об'ємі:

$$H = \frac{n}{N_{mod} \Delta t} \sum ((\hbar\omega_{вип} - \hbar\omega_{пог} + \Delta E_{VI})), \quad (2.2)$$

де: n – концентрація електронів в цьому об'ємі, N_{mod} – кількість макрочастинок, що моделюються, Δt – час розгляду, $\hbar\omega_{вип}$, $\hbar\omega_{пог}$ – енергія випромінювання та поглинання фонона, ΔE_{VI} - поглинута енергія внаслідок ударної іонізації.

Теплопровідність матеріалу визначається об'ємною теплоємністю c_V та залежить від середньої швидкості v_f та довжини вільного прольоту l_f фононів:

$$K = \frac{1}{3} c_V v_f l_f. \quad (2.3)$$

За нормальних умов l_f для розглянутих сполук складає порядку 200- 300 нм [24,25]. Підвищення температури призводить до збільшення кількості фононів та інтенсивності зіткнень. Це призводить до зменшення l_f і, відповідно зменшенню коефіцієнту теплопровідності K . Таким чином термічні властивості можна промоделювати за допомогою врахування джерел тепла H , та їх розповсюдження в матеріалі розв'язавши диференціальне рівняння теплопровідності:

$$\nabla \cdot [K \nabla T(r,t)] + H(r,t) = c \frac{\partial T(r,t)}{\partial t}, \quad (2.4)$$

де: c – теплоємність матеріалу.

Розглянута модель діода припускає наступні граничні умови: анодний контакт є ідеальний тепловідвідний шар з фіксованою температурою $T_a=300$ К; катодний контакт розглядається в наближенні термічного граничного опору контакту метал-напівпровідник $-k(T, z(x)) \nabla T(x,t) \Big|_{x=0} = (T_K - T(0,t)) / R_b$ ($R_b = 5 \cdot 10^{-9}$ К·м²/Вт); до інших сторін діодів застосовуються адіабатичні граничні умови.

Як було вказано раніше, коефіцієнт теплопровідності залежить від температури, в загальному вигляді цю залежність можна визначити у вигляді [26,27]:

$$K(T) = K_{300K} \cdot \left(\frac{T}{300K} \right)^\alpha. \quad (2.5)$$

Присутність варізонного шару в розглянутих діодах викликає потребу в урахуванні залежності температурних параметрів (теплопровідність та теплоємність) від молярної частки Al в $Al_z Ga_{(1-z)} N$. Залежності цих параметрів визначаються правилом Вегарта:

$$c_{AlGaN}(z) = z \cdot c_{AlN} + (1-z) c_{GaN}, \quad (2.6)$$

та

$$K_{AlGaN}(z) = \left(\frac{z}{K_{AlN}} + \frac{(1-z)}{k_{GaN}} + \frac{z \cdot (1-z)}{C_{K,AlGaN}} \right)^{-1}, \quad (2.7)$$

$$\alpha_{AlGaN}(z) = z \cdot \alpha_{AlN} + (1-z) \cdot \alpha_{GaN}, \quad (2.8)$$

де $C_{K,AlGaN}$ - параметр нелінійності.

Температурні параметри $Al_zGa_{(1-z)}N$ які використовувались для моделювання наведені в таблиці 2.1 [23,25].

Таблиця 2.1 - Температурні параметри $Al_zGa_{1-z}N$

	K , Вт/(К*м)	α	c , Дж/(кг*К)	$C_{K,AlGaN}$, Вт/(К*м)
GaN	130	-0,43	491	6,95
AlN	285	-1,57	748	

Робота розглянутих діодів розглядалась за умови постійної температури, яка складала 300 К, 400 К та 500 К та з урахуванням саморозігріву. Розподіл напруженостей електричного поля розглянутих діодів при різних температурах і врахування саморозігріву (СР) та напругах, які подають на діоди представлено на рис. 2.4.

Область високого поля, яка формується на n^- - n - переході, пришвидшує носії заряду, збільшуючи їх кінетичну енергію. Носії з більшою кінетичною енергією мають більшу ймовірність розсіятися, як наслідок зростає кількість актів розсіювання. В результаті рухливість носіїв заряду зменшується, що спричиняє зменшення струму через діод. Залежності густини струму від прикладеної напруги показані на рис. 2.5.

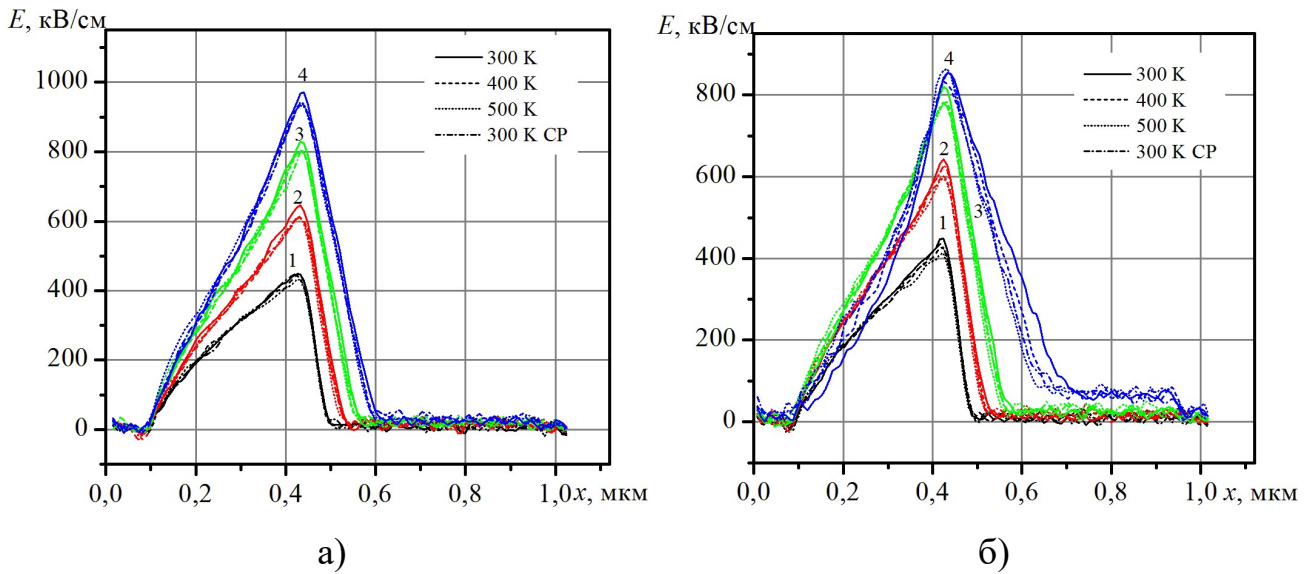


Рисунок 2.4 – Розподіл електричного поля при напругах: 1 - 10В; 2 – 15В; 3– 20В; 4 – 25В в діодах з молярною часткою Al на анодному контакті: а) $z=0.45$; б) $z=0.12$.

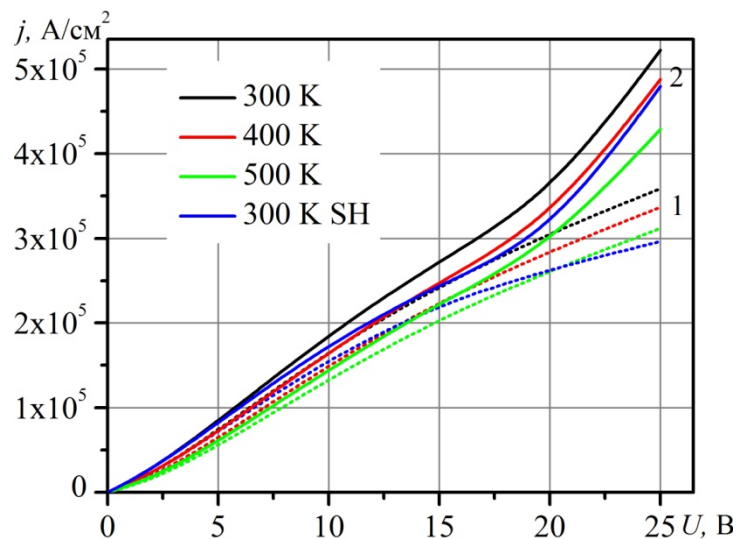


Рисунок 2.5 – Залежність густини струму від прикладеної напруги для діодів з різною молярною часткою Al на анодному контакті: 1 - $z=0.45$; 2 - $z=0.12$.

Збільшення постійної температури призводить до зменшення густини струму. Прояв цього ефекту спостерігається більше за високих напруг, це обумовлено утворенням КСД. Подібні характеристики мають діоди в яких враховувалось саморозігрівання: збільшення прикладеної напруги призводить до підвищення температури та зменшенню рухливості носіїв заряду. Однак теплопровідність варізонного шару $Al_zGa_{(1-z)}N$ при $z(x_L)=0,45$ менш значна

порівняно з теплопровідністю при $z(x_L)=0,12$. Таким чином зменшення струму виявляється більшим за величиною для діода з $z(x_L)=0,12$.

Враховуючи малий час релаксації в III- нітридах, та відповідно малий часовий крок моделювання $\Delta t=5\cdot 10^{-16}$ с, нагрівання оцінюється протягом обмеженого часового інтервалу (до 12 нс.). Розподіл температури в діодах в різні моменти часу при постійній напрузі живлення представлено на рис. 2.6 а, розподіл та в залежності від прикладеної напруги на рис 2.6 б.

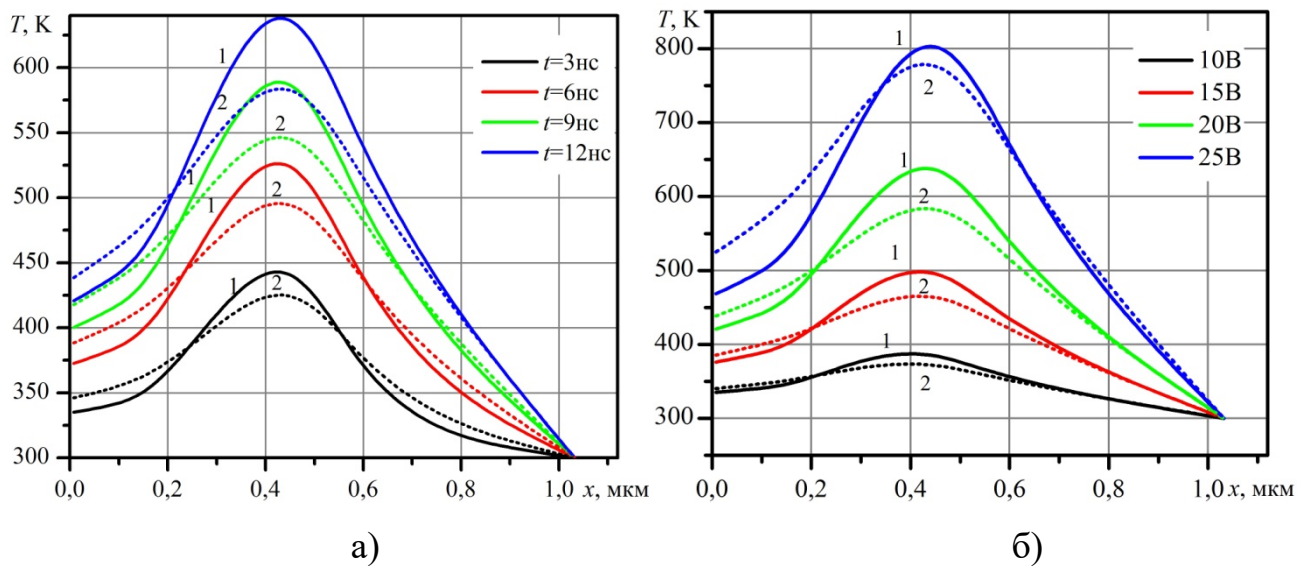


Рисунок 2.6 – Розподіл температури в конкретні моменти часу в діодах при напрузі живлення 20 В в різний момент часу а), в момент часу $t=12$ нс при різних напругах живлення б), з різної молярною часткою Al на анодному контакті: 1 - $z=0.45$; 2 - $z=0.12$.

Важливим механізмом який спричиняє зміну температури приладу є УІ. На рис. 2.7 представлено залежність активів ударної іонізації та розподіл концентрації носіїв заряду в розглянутих діодах за час $t=12$ нс при напрузі живлення $U=25$ В.

Діоди демонструють м'який поріг ударної іонізації, яка призводить до генерації носіїв заряду в піку області електричного поля. Варто зазначити, що максимальна концентрація дірок знаходиться на катодному n^+-n - переході для обох розглянутих типів діодів. Квазіелектричне поле в варізонному шарі призводить до ефективного транспорту дірок до катодного контакту. Якщо

максимальне поле області мале, накопичення дірок у діоді не відбувається, і спостерігається стабільна робота. Рекомбінація, здатна додатково зменшити концентрацію дірок в n^+ -області, не розглядається. Однак вона також може бути додатковим джерелом нагрівання в результаті підвищення температури на катоді.

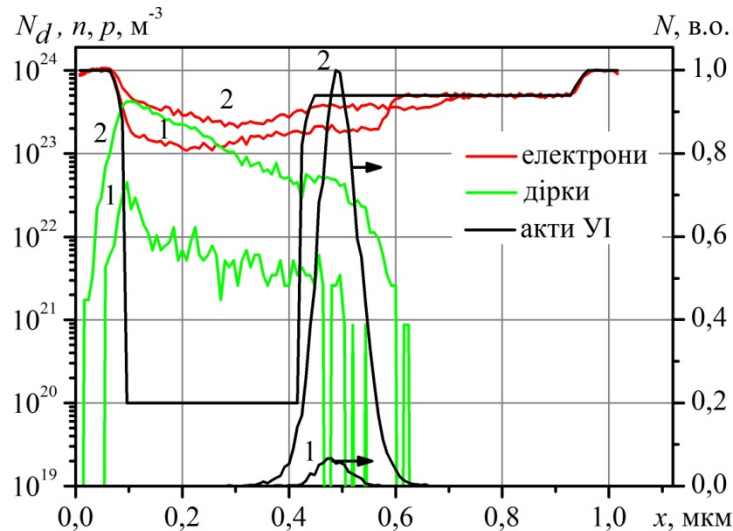


Рисунок 2.7 – Розподіл концентрації електронів та дірок, профілю легування та актів ударної іонізації в діоді при напрузі живлення $U=25$ В для діодів з різної молярною часткою Al $z(x)$: 1 - $z(x_L)=0.45$; 2 - $z(x_L)=0.12$.

2.3 Шумові характеристики діодів

Струм, який протікає через діод визначається дрейфовою швидкістю носіїв заряду, що моделюються в певний момент часу. У зв'язку з тим, що кожен носій заряду розсіюється випадково, виникають флуктуації струму в різні моменти часу.

Перший механізм, який впливає на флуктуацію струму це міждолинний перенос носіїв заряду. Електрон потрапляючи в сильне електричне поле здатен набрати достатню енергію для переходу в бічну долину і з певною ймовірністю перейти в неї. В результаті рухливість і, відповідно швидкість, електрона зменшується.

Другий механізм пов'язаний з генерацією носіїв заряду внаслідок ударної іонізації в області сильного електричного поля. Цей процес також є випадковим, і призводить до виникнення носіїв заряду.

Таким чином шум, який генерується в діоді обумовлений проходженням носіїв заряду через КСД та поза ним. Розподіл складу в при катодній області створює умови для швидкого руху дірок в бік катодного контакту за рахунок квазіелектричного поля та поля домену.

Оцінка шумових характеристик діодів проводилась за допомогою аналізу залежностей струму від часу, отриманих в результаті моделювання. Зразки отриманих характеристик при різних напругах для розглянутих діодів при постійній температурі $T=300\text{K}$ з урахуванням ефекту саморозігрівання показані на рис. 2.8.

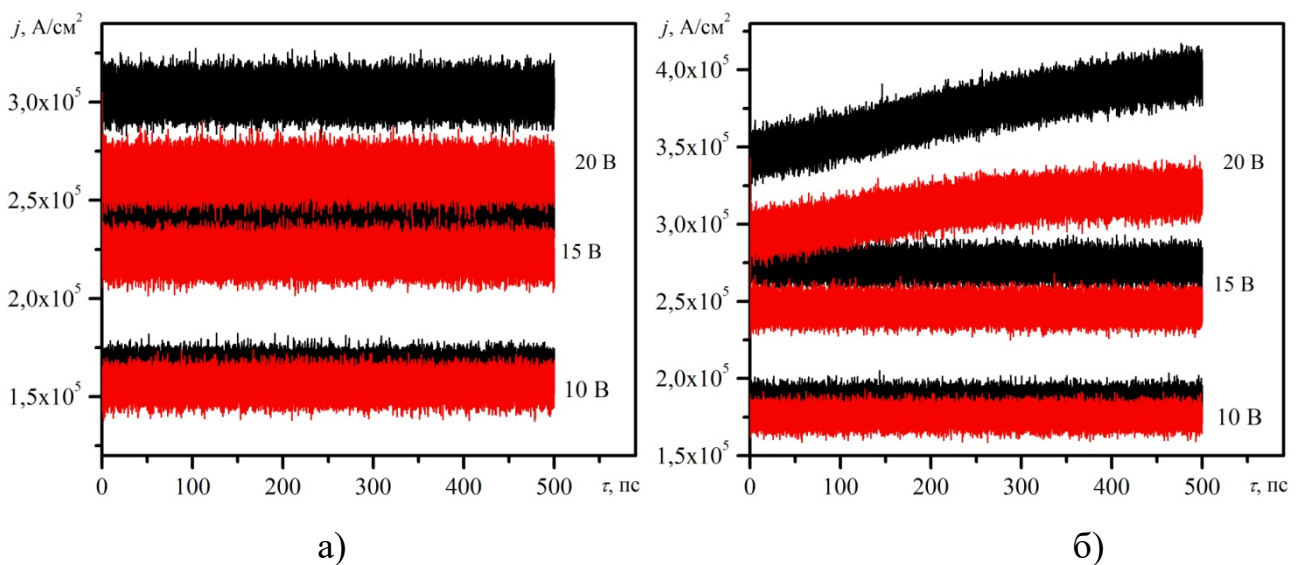


Рисунок 2.8 – Залежність густини струму від часу для діодів з молярною часткою Al на анодному контакті $z=0.45$ а), $z=0.12$ б): при постійній температурі решітки $T=300\text{K}$ – чорні криві; з урахуванням саморозігрівання – червоні криві.

Для аналізу шумових характеристик розглядаються залежності спектральної щільності потужності шуму (СЦПШ). Спектральну щільність потужності можна отримати за допомогою перетворення Фур'є від автокореляційної функції (АКФ)

послідовності залежності густини струму від часу $J(t)$, або формули Вінера-Хінчина (2.9). Подібний метод оцінки СЦМ має назву Блекмана-Тьюкі [28].

$$S_J(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s_J(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (2.9)$$

де $s_J(\tau)$ - автокореляційна функція.

Автокореляційна функція є симетричною функцією, враховуючи це рівняння (2.9) приймає вигляд:

$$S_J(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s_J(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau = 2 \int_0^{\infty} s_J(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau. \quad (2.10)$$

Для реалізації цього методу, отриману дискретну залежність густини струму $J(i)$, яка складається з N значень перетворити таким чином, щоб отримати нульове середнє. Наступним кроком визначається незміщена автокореляційна функція $s_J(k)$ залежності $J(i)$ з запізненням m :

$$s_J(k) = \frac{1}{N-k-1} \sum_{p=0}^{N-k-1} J(p)J(p+k), \quad k = 0, 1, \dots, m. \quad (2.11)$$

З метою зменшення зсуву оцінки СЦП на автокореляційну функцію накладається вікно Бартлетта. Інтегруючи отриману кореляційну функцію отримуємо:

$$S_J(f) = \frac{dt}{\tau} \left(s_J(0) + 2 \sum_{k=1}^{m-1} s_J(k) \cos(2\pi f(k)dt) + s_J(m) \cos(2\pi f(m)dt) \right), \quad (2.12)$$

$$\text{де } f(k) = \frac{k}{2mdt}.$$

Частотні залежності СЦПШ для різних діодів та різних умов їх роботи показані на рис. 2.9 – 2.10 в діапазоні від 1 до 500 ГГц.

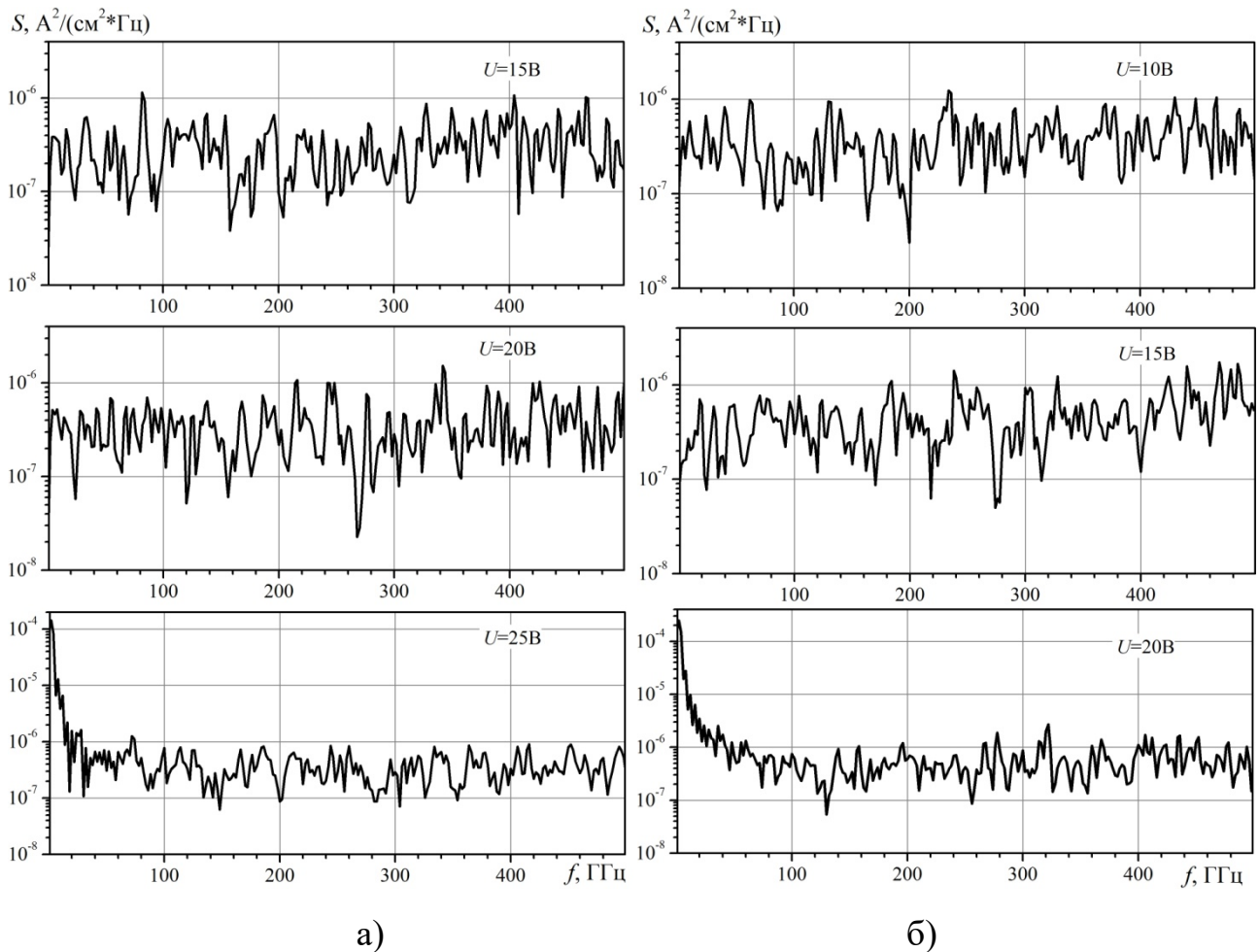


Рисунок 2.9 – Залежність СЩПШ від частоти для діодів при постійній температурі $T=300\text{K}$ за різних напруг живлення та молярної частки Al на анодному контакті: а) $z=0.45$; б) $z=0.12$.

Як видно з рис. 2.9, СЩПШ залежить від напруги зміщення. При низькій прикладеній нарузі шум є дробовим і генерується електронами які проходять через діод. При підвищенні прикладеної напруги до рівня, достатнього розвитку ударної іонізації, відбувається підвищення СЩПШ на частотах до 100 ГГц. У цьому діапазоні частот шум можна розглядати як подібний до генерації-рекомбінації, де процес генерації є ударною іонізацією, і, таким чином, швидкий дрейф носіїв заряду є аналогом рекомбінації. На частоті вище 100 ГГц спектр стає більш рівним, наближаючись до білого шуму.

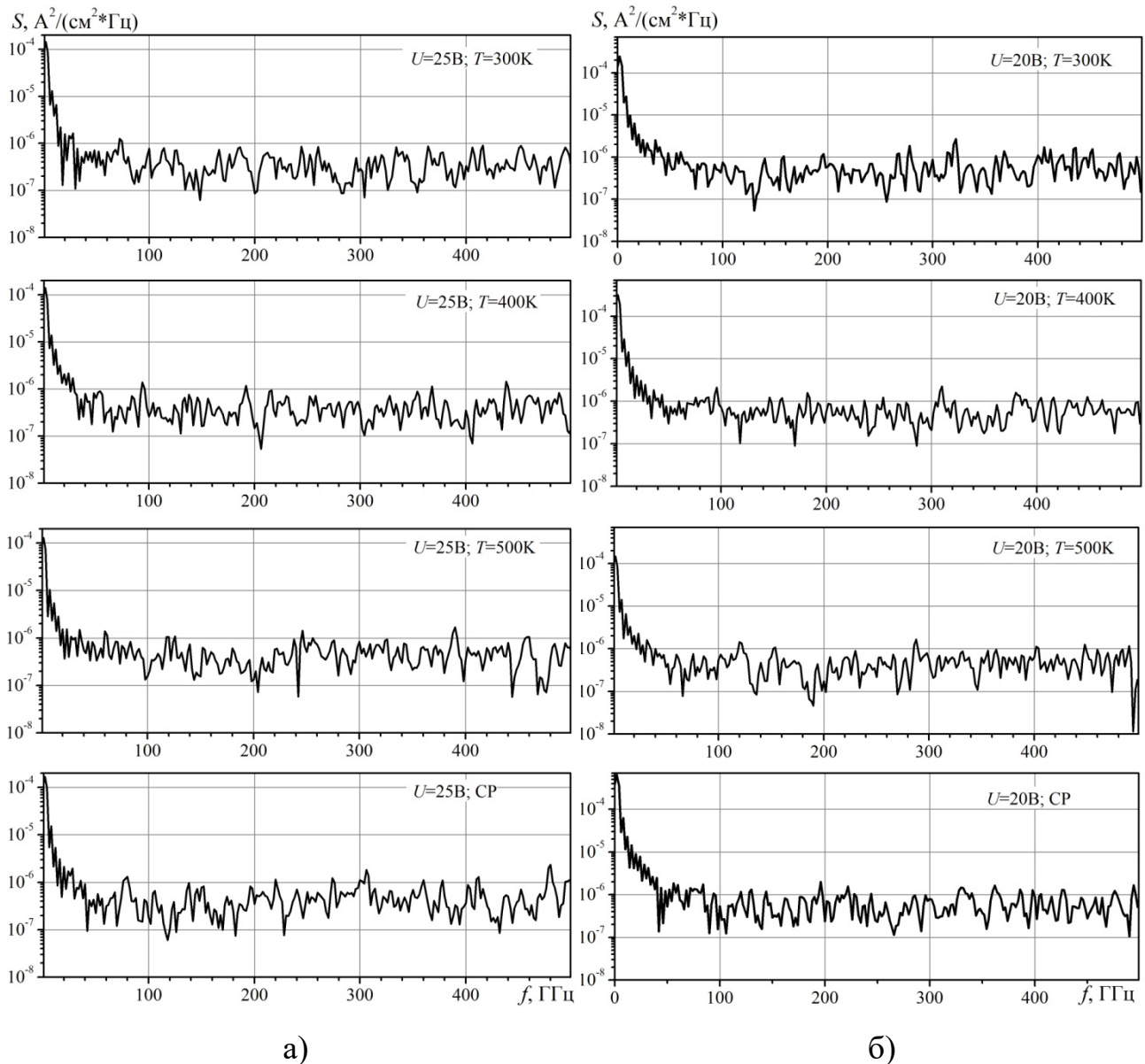


Рисунок 2.10 – Залежність СЦПШ від частоти при різних постійних температурах та з урахуванням саморозігріву, для діодів з молярною часткою Al на анодному контакті: а) $z=0.45$, $U=25B$; б) $z=0.12$, $U=20B$.

З рис. 2.10 а), який відповідає діоду з $z(x_0)=0,45$, видно, що ефект саморозігріву призводить до збільшення СЦПШ на високих частотах. На низьких частотах урахування саморозігріву також спричиняє збільшення СЦПШ, проте більш помітний у діода з $z(x_L)=0,12$, на відміну від діода з $z(x_L)=0,45$.

ВИСНОВКИ

Розроблено математичну модель діодів з катодним статичним доменом на основі AlGaN-варізонних напівпровідників яка заснована на використанні багаточастинкового методу Монте-Карло з урахування температури та ефекту саморозігрівання.

Досліджено особливості саморозігріву в розглянутих структурах. Встановлено, що області максимальної температури можуть складати 800 К і відповідають області максимального поля та виникнення ударної іонізації.

Встановлено, що зі збільшенням постійної температури відбувається зменшення струму, що протікає через діод, особливо за напруг вище 10В. Подібна поведінка залежності струму спостерігається при врахуванні саморозігрівання.

Отримано спектральні характеристики розглянутих діодів при різних напругах, температурах та з урахуванням ефекту саморозігріву. Встановлено, що збільшення прикладеної напруги збільшує СЩП на частотах до 100 ГГц. СЩП діодів з молярною часткою Al на анодному контакті $z=0.12$ з урахуванням саморозігріву перевищують характеристики діодів без урахування на низьких частотах.

Дослідження показало перспективність використання розглянутих напівпровідникових структур в якості джерел шумового сигналу.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. D. Orlando. A novel noise jamming detection algorithm for radar applications. *IEEE Signal Process Lett.* 2016, 24, pp. 206–210.
2. H.F. Hsiao, C.H. Tu, D.C. Chang, Y.Z. Juang. Noise figure verification using cold-source and Y-factor technique for amplifier and down-converted mixer. In *Proceedings of the Asia-Pacific Microwave Conference, 2014*; pp. 901–903.
3. C. Shahriar, M.L. Pan, M. Lichtman, T.C. Clancy, et al.. PHY-layer resiliency in OFDM communications: A tutorial. *Int. J. Microw. Wirel. Technol.* 2014, 17, 292–314.
4. H.J. Song, N. Shimizu, T. Furuta, A. Wakatsuki, et al. Photonic generation of sub-terahertz noises and its application to spectroscopy measurement. In *Proceedings of the 38th European Microwave Conference, 2008*, p. 10414969.
5. T. Nagatsuma, T. Kumashiro, Y. Fujimoto, et al.. Millimeter-wave imaging using photonics-based noise source. In *Proceedings of the 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009*; p. 10976884.
6. L. Yi, K. Iwamoto, T. Yamamoto, et al.. 300-GHz-band wireless communication using a low phase noise photonic source. *Int. J. Microw. Wirel. Technol.* 2020, 12, 551–558.
7. M. Seo, M. Urteaga, A. Young, V. Jain, et al.. >300GHz fixed-frequency and voltage-controlled fundamental oscillators in an InP DHBT process. In *Proceedings of the IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 2021*; pp. 272–275.
8. P. Beland, S. Labonte, L. Roy, M. Stubbs. A novel on-wafer resistive noise source. *IEEE Microw. Guided Wave Lett.* 1999, 9, 227–229.
9. J.C.A. Goncalves, T. Quemerais, D. Gloria, et al.. A 130 to 170 GHz integrated noise source based on avalanche silicon Schottky diode in BiCMOS 55 nm for in-situ noise characterization. In *Proceedings of the International Conference of Microelectronic Test Structures, 2017*; p. 16970484.

10. N. Ehsan, J. Piepmeier, M. Solly, S. Macmurphy, et al.. A robust waveguide millimeter-wave noise source. In Proceedings of the European Microwave Conference, 2015; p. 15649195.
11. H.J. Song, N. Shimizu, N. Kukutsu, T. Nagatsuma, Y. Kado. Microwave photonic noise source from microwave to sub-terahertz wave bands and its applications to noise characterization. IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2008, 56, 2989–2997.
12. E.D. Prokhorov, O.V. Botsula. “Diode with cathode static domain as the source of HF-noise,” Proceedings 19th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2009), Sevastopol, Crimea, Ukraine, pp. 93–94, 2009.
13. T. Nagatsuma, H. Ito, T. Ishibashi. High-power RF photodiodes and their applications, Laser Photon. Rev. 3, 2009, p. 123–137.
14. A. Redo-Sanchez, N. Karpowicz, J. Xu, and X.-C. Zhang. Damage and defect inspection with terahertz waves, Proc. 4th Int. Workshop Ultrason. Adv. Methods Nondestruct. Test. Mater. Charact. 2006, p. 67–77 .
15. T. Isogawa, T. Kumashiro, H.-J. Song, K. Ajito, et al.. Tomographic imaging using photonicly generated low-coherent terahertz sources, Tech. Dig. IEEE Topical Meeting Microwave Photon. Session S3, 2011, p. 2219.
16. T. Isogawa, T. Kumashiro, H.-J. Song, K. Ajito, et al.. Tomographic imaging using photonicly generated low-coherence terahertz noise sources, IEEE Trans. THz Sci. Tech. 2, 2012, p. 485–492.
17. D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, et al.. Optical coherence tomography, Science 254, 1991, p. 1178–1181.
18. Song H.-J. Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications / H.-J. Song, T. Nagatsuma // Pan Stanford USA, – 2015, 606 p.
19. Laux S.E. “On particle-mesh coupling on Monte Carlo devie simulation,” S.E. Laux, IEEE Transactions on computer-aided design of integrated circuits and systems – 1996, – 15(10) P. 1266–1277.

20. Singh J. *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures* / Singh J. // Cambridge University Press; - 2003, 559 p.
21. Botsula O.V., Pryhodko K.H., Zozulia V.A. Impact ionization in short $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ -based diodes // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. vol. 76, no. 1, pp. 61–71.
22. Botsula O.V., Prykhodko K.H. Heterostructure-based diode with the cathode static domain // *Proceedings 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS 2016)*. 2016. Odessa, Ukraine, pp. 163–166.
23. S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors*. John Wiley & Sons, 2009, 400 p.
24. Palankovski V., Quay R.. *Analysis and Simulation of Heterostructure Devices*. Wien, New York: Springer, 2004, 308 p.
25. *III-N Materials, and the State-of-the-Art of Devices and Circuits*. Springer Series in Materials Science, vol 96. Springer, Berlin, 2008, p. 3-90.
26. W. Joppich, S. Mijalkovic. *Multigrid Methods for Process simulation*. Wien, New York: Springer-Verlag, 1993, 312 p.
27. O.V. Botsula, K.H. Pryhodko Heterostructure-based diode with cathode static domain // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. vol. 76. no. 10. P. 891–901.
28. Li Tan. *Digital Signal Processing*, Elsevier Inc, - 2008, - 820 P.