

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

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

С.Л. Бердник _____ підпис
ініціали, прізвище

“ ____ ” _____ 20__ року

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: **ВПЛИВ ТЕМПЕРАТУРИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЛАДІВ
НА ОСНОВІ ВАРІЗОННИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ**

The temperature impact on Graded Gap- based devises characteristics

Виконав: студент II курсу магістратури, групи РЕ-61
спеціальності 176 Мікро- та наносистемна техніка
освітньо-професійна програма «Фізична та біомедична
електроніка»

Денис Гнутов.

Керівник
к.ф.-м.н.

Кирило Приходько

Консультант
к.ф.-м.н., доцент.

Олег БОЦУЛА

2024 рік

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Факультет Радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем

Кафедра _____

Спеціальність 176 Мікро- та наносистемна технікаОсвітньо-професійна програма Фізична та біомедична електронікаРівень вищої освіти другий (магістерський)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач
кафедриС.Л. Бердник
підпис ініціали, прізвище

“ ____ ” _____ 2024 року

ЗАВДАННЯ
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУГнутов Денис Олегович
(прізвище, ім'я, по батькові студента)1. Тема роботи Вплив температури на характеристики приладів на основі 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 03 грудня 2024 року

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

3.1 Провести обґрунтування роботи, вибору об'єкту та методів дослідження, визначення температурних залежностей параметрів напівпровідникових матеріалів.

3.2 Дослідити температурний вплив на статичні характеристики напівпровідникових приладів.

3.3 В рамках запропонованої моделі дослідити частотні характеристики варізонних діодів з катодним статичним доменом.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Ознайомлення з основними методами моделювання та температурними ефектами в напівпровідникових матеріалах
2	Виділення основних напрямків дослідження. Складання плану роботи
3	Вивчення методу Монте-Карло для моделювання кінетичних процесів, встановлення температурних залежностей параметрів напівпровідникових матеріалів
4	Проведення розрахунків, визначення характеристик розглянутих приладів, аналіз отриманих результатів
5	Оформлення роботи

5. Дата видачі завдання 24 жовтня 2024 року

Студент

_____ підпис

Д.О. Гнутов

ініціали, прізвище

Керівник роботи

_____ підпис

К.Г. Приходько

ініціали, прізвище

РЕФЕРАТ

Гнутов Д.О. Вплив температури на характеристики приладів на основі варізонних напівпровідників. Дипломна робота магістра. Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, 2024. 47 ст., 22 рис., 1 табл., 32 джерела.

ВАРІЗОННИЙ ШАР, ТЕМПЕРАТУРА, МОЛЯРНА ЧАСТКА, УДАРНА ІОНІЗАЦІЯ, РОЗСІЮВАННЯ, САМОРОЗІГРІВ, СПЕКТРАЛЬНОЇ ЩІЛЬНОСТІ ПОТУЖНОСТІ ШУМУ

Об'єкт дослідження: варізонний діод з катодним статичним доменом на основі InGaN.

Предмет дослідження: статичні та динамічні характеристики діодів

Мета роботи: визначення особливостей впливу температури на характеристики напівпровідникових приладів

Методи дослідження: моделювання транспорту носіїв методом Монте-Карло, спектральний аналіз методом Блекмана-Тьюкі

Результати дослідження: Отримано характеристики діодів на постійному струмі та частотні залежності спектральної густини потужності шуму за різних температур та в умовах саморозігіву. Показано, що підвищення температури у варізонних діодах з катодним статичним доменом призводить до зменшення величини струму та вирівнювання інтенсивності шумової генерації в частотній області.

Отримані результати можуть використовуватися для створення компактних джерел шуму як в терагерцовій області та і на низьких частотах, для використання в системах подвійного призначення.

ABSTRACT

Hnutov D.O. The temperature impact on Graded Gap- based devices characteristics. Master's diploma thesis. V.N. Karazin Kharkiv national university, 2024. 47 pages, 22 illustrations, 1 tables, 32 bibliographic source.

GRADED- GAP LAYER, TEMPERATURE, MOLE FRACTION, IMPACT IONIZATION, SCATTERING, SELF-HEATING, NOISE SPECTRAL POWER DENSITY.

Research object: graded- gap InGaN- based diodes contained static strong electric fields domain.

Research subject: static and dynamic characteristics of diodes.

Purpose of work: determining the features of the temperature influence on the characteristics of semiconductor devices.

Research methods: modeling of carrier transport using the Monte Carlo method, spectral analysis using the Blackman-Tukey method.

Research results: The direct current characteristics of diodes and the frequency dependence of the noise power spectral density at different temperatures and under self-heating were obtained. Increase in temperature in graded on cathode static domain diodes a leads to decrease of the current and equalization of the noise intensity in the frequency domain is shown.

The obtained results can be used to create compact noise sources both in the terahertz range and at low frequencies, for use in dual-purpose systems.

ЗМІСТ

Перелік скорочень, умовних познач, одиниць і термінів.....	7
Вступ.....	8
1 Огляд літератури.....	9
1.1 Моделювання методом Монте-Карло.....	9
1.1.1 Моделювання ймовірнісних функцій випадковими числами.....	11
1.1.2 Інжекція носіїв.....	13
1.1.3 Вільний проліт.....	14
1.1.4 Час розсіювання.....	15
1.1.5 Природа розсіювання.....	17
1.1.6 Енергія та імпульс після розсіювання.....	17
1.1.7 Флуктуації струму.....	18
1.2 Температурні ефекти в напівпровідниках.....	19
1.2.1 Теплопровідність у напівпровідниках.....	19
1.2.2 Теплогенерація в напівпровідниках.....	21
2 Характеристики варізонних діодів з катодним статичним доменом на основі нітридних сполук.....	26
2.1 Структура та математична модель діодів.....	26
2.2 Особливості процесу саморозігріву в діодах з катодним статичним доменом.....	30
2.3 Шумові характеристики діодів.....	35
Висновки.....	43
Перелік джерел посилання.....	44

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, УМОВНИХ ПОЗНАК, ОДИНИЦЬ І ТЕРМІНІВ

УІ – ударна іонізація

КСД – катодний статичний домен

ДКСД – діод з катодним статичним доменом

ВДП – від’ємна диференціальна провідність

МПЕ – міждолинний перенос електронів

СЩ – спектральна щільність

СЩП – спектральна щільність потужності

ВСТУП

До недавнього часу областями застосування генераторів шуму були здебільшого радіометричні системи різних частотних діапазонів, які використовувалися як елементи опорного сигналу при вимірюванні шуму в складних приймачах, таких як радари, базові станції, радіометри тощо. Ці застосування реалізовувалися в основних діапазонах сантиметрових хвиль та міліметрових хвиль [1-4]. Сьогодні з'явилося багато нових застосувань, пов'язаних з частотою вище 100 ГГц, так званої терагерцовою областю. Крім радіометричних систем, використання генераторів шуму в терагерцових системах також передбачає застосування, пов'язані з біологічними системами, моніторингом стану об'єктів [5], тривимірним (3D) ТГц зображенням або ТГц томографією [6-8]. Що стосується низькочастотної області, інтерес до джерела шуму є високим через зростання використання летальної автономної зброї та захисту від неї.

Існує проблема розробки компактного пристрою, яке слугуватиме джерелом шуму, і буде доступним для загального використання, наприклад, у військових застосуваннях, як антидронові системи. Діоди з використанням ударної іонізації є можливими кандидатами для цих цілей.

Шумові діоди, що представляють структуру $n^+ - n^- - n - n^+$ (тобто напівпровідникова пластина з двома омічними контактами та областю низького легування), що містили стабільну область сильного електричного поля на катодному контакті, так званий катодний статичний домен (КСД). Генерація шуму виникає при великій прикладеній напрузі зсуву, яка, однак, менша за порогову напругу пробую і відповідає початковій стадії УІ. Генерація електронно-діркової пари та перенесення носіїв через КСД призводять до флуктуації струму в пристрої.

Відмінною особливістю діодів є їх масштабованість. Частотні властивості діода можна змінювати шляхом зміни довжини діода та конфігурації домену електричного поля. Ці переваги можуть бути реалізовані в структурах, катод яких містить варізонний напівпровідниковий шар [9-11].

1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Моделювання методом Монте-Карло

При низьких полях енергія, отримана електронами від поля, менша в порівнянні з тепловою енергією. Зі збільшенням поля енергія носія збільшується, і прості наближення, які використовуються для вирішення рівняння Больцмана, не виконуються. Як наслідок, для вирішення проблеми потрібні досить складні числові методи. Однією з дуже універсальних технік є метод Монте-Карло.

У методі Монте-Карло електрон розглядається як точкова частинка, швидкість розсіювання якої визначається виразами золотого правила Фермі. Наближення Монте-Карло використовується через імовірнісний характер транспортного явища [12]. Метод Монте-Карло передбачає проведення комп'ютерного моделювання, щоб якомога точніше відобразити реальні фізичні явища, що відбуваються під час транспорту носія. Транспорт носія в методі Монте-Карло розглядається як серія подій вільного прольоту та розсіювання. Енергія розсіювання розглядається як миттєва, як показано на рис.1.1.

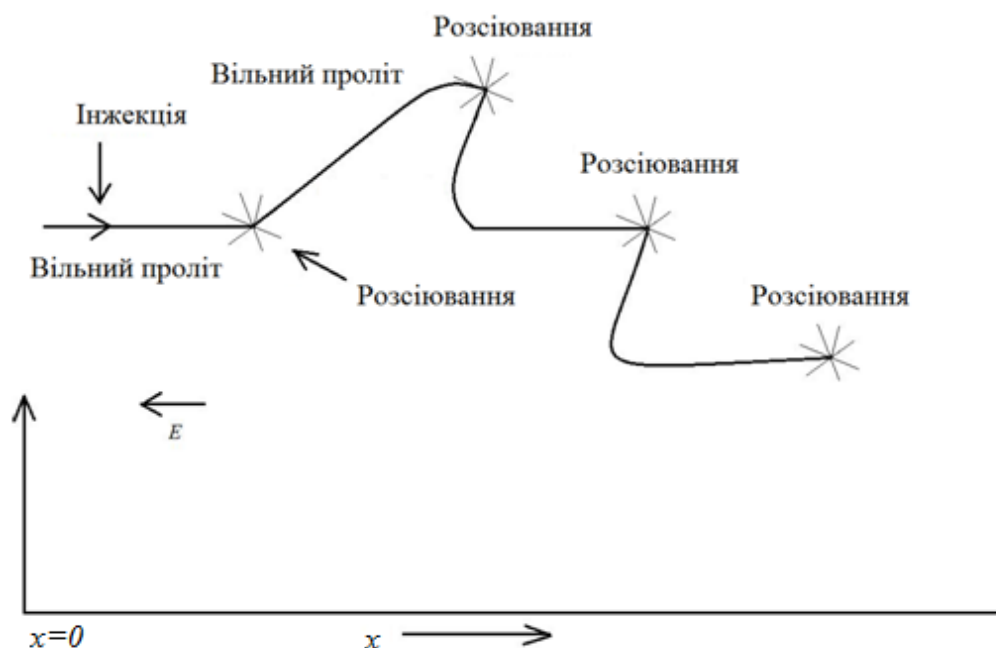


Рисунок 1.1 – Схематичне зображення процесів, які використовуються в методах Монте-Карло.

Моделювання включає наступні етапи:

1. Інжекція частинок у досліджувану область: досліджувані частинки вводяться в область (скажімо, від контакту) із заздалегідь вибраним розподілом імпульсу носіїв.

2. Вільний проліт носія: це важливий компонент методу Монте-Карло. У підході Монте-Карло подія розсіювання вважається миттєвою, а між процесом розсіювання електрон рухається в електричному полі відповідно до рівняння руху «вільної частинки».

3. Подія розсіювання: у методі Монте-Карло для визначення часу між подіями розсіювання використовується спеціальний попередній код. У кінці вільного прольоту відбувається розсіювання, яке змінює схему прольоту електрона.

4. Вибір події розсіювання: оскільки декілька процесів розсіювання будуть присутні одночасно, необхідно вирішити, яка подія була відповідальною за розсіювання, що відбулося. Цей вибір знову заснований на методі Монте-Карло.

5. Стан електрона після розсіювання: нарешті, використовується метод Монте-Карло для визначення імпульсу електрона відразу після зіткнення. Тривалість зіткнення дорівнює нулю. Для визначення кінцевого стану після зіткнення потрібна детальна інформація про процес розсіювання.

Коли остаточний стан відомий, процедура просто повторюється з новим вільним прольотом. На рис. 1.2 зображено загальну блок-схему для програми комп'ютерного моделювання методом Монте-Карло.

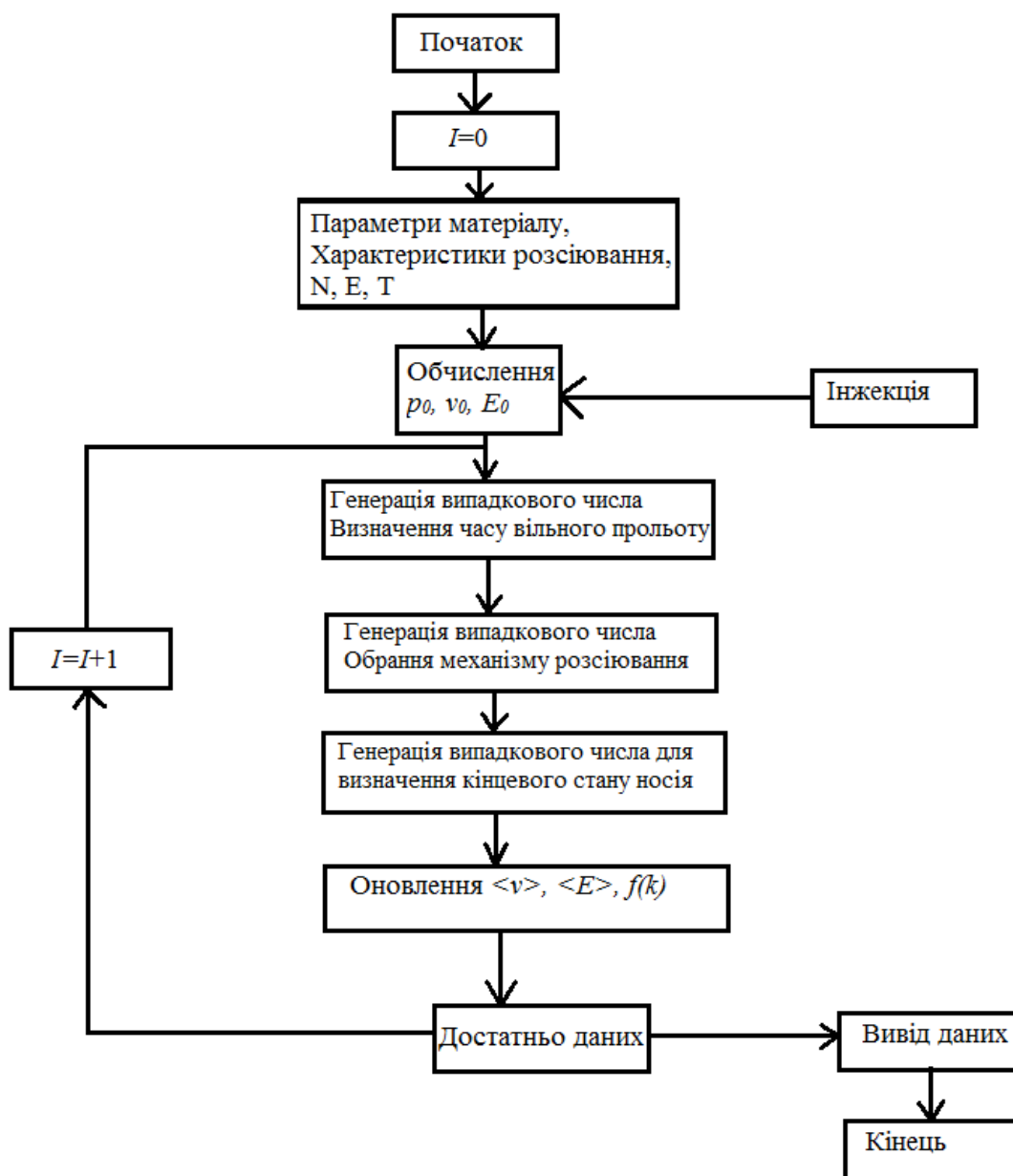


Рисунок 1.2 - Блок-схема програми Монте-Карло для дослідження транспорту часток.

1.1.1 Моделювання ймовірнісних функцій випадковими числами

Підхід Монте-Карло залежить від генерації «випадкових» чисел, які використовуються для моделювання випадкових фізичних подій. Оскільки випадкові числа насправді генеруються комп'ютерною програмою, вони не є справді випадковими, оскільки вся послідовність чисел є передбачуваною. Тим не

менш, якщо код генерації випадкових чисел гарний, між випадковими числами має бути невелика кореляція.

Якщо $P(\beta)$ є розподілом ймовірності деякої змінної β в діапазоні від a до b , то в методах Монте-Карло виникає таке запитання: як змінюється значення β , якщо події вибираються випадковим чином? Наприклад, $P(\beta)$ може бути ймовірністю того, що електрон розсіюється під кутом β . У цьому випадку нам буде цікаво знайти кут розсіювання під час послідовних випадкових зіткнень. Цей вибір робиться шляхом генерації випадкового числа, яке має рівномірний розподіл, скажімо, між 0 і 1. Як показано на рис. 1.3, ми зацікавлені у відображенні функції ймовірності для випадкового числа $P_u(R)$ до функції ймовірності $P(\beta)$. Відображення задається рівнянням:

$$\int_0^{R_n} P_u(R) dR = \int_0^{\beta_n} P(\beta) d\beta \quad (1.1)$$

де R_n — це випадкове число, згенероване під час n -ї спроби. Ліва частина рівняння 1 є просто R_n . У багатьох випадках права частина може бути виражена аналітично через β_n , і в цьому випадку, коли R_n відомо, β_n також відомо, принаймні неявно. У деяких випадках важко обчислити інтеграл у правій частині, і тоді для оцінки β використовуються інші підходи.

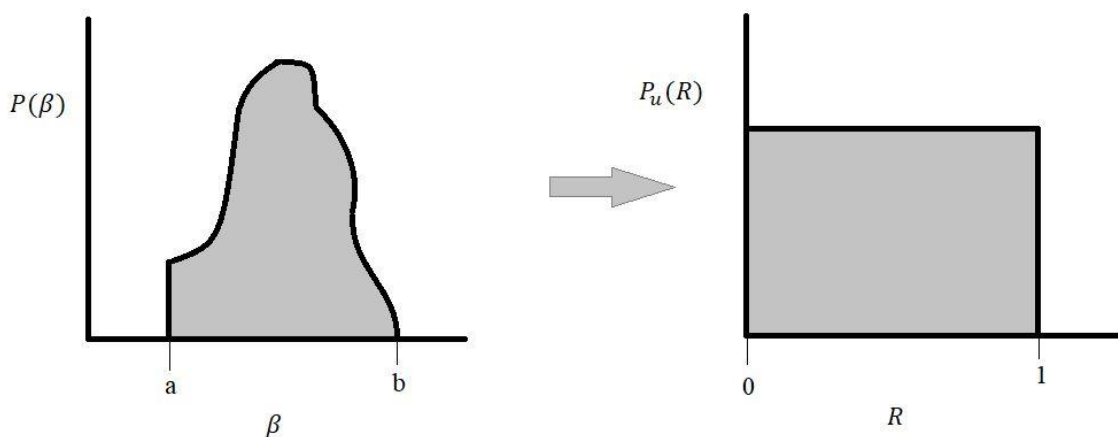


Рисунок 1.3 - Відображення функції випадкової ймовірності випадково згенерованому числу з уніфікованого генератора випадкових чисел.

1.1.2 Інжекція носіїв

Умови інжекції актуальні для транспорту носіїв на короткі відстані або час. Стационарні співвідношення $v - F$ не повинні залежати від початкових умов, за яких електрон інjektується в напівпровідник. Зазвичай у пристрої контакт — це просто сильно легована напівпровідникова область (омічний контакт), де електрони просто перебувають із майже рівноважним розподілом. Для невиродженого випадку рівноважний розподіл є просто розподілом Максвелла, згідно з яким ймовірність знайти швидкість між v і $v + dv$ дорівнює:

$$P(v) = A^3 \exp\left[\frac{-m^*}{2k_B T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\right], \quad (1.2)$$

$$\text{де } A^3 = \left(\frac{m^*}{2\pi k_B T}\right)^{3/2}.$$

Якщо електрони інjektуються вздовж осі x , нас цікавлять лише електрони з додатними швидкостями, які забезпечують струм у пристрої. Швидкості в напрямку y і z можуть бути додатними або від'ємними, оскільки струм протікає вздовж осі x . Вони визначаються для напрямку y :

$$\int_0^{R_n} P_u(R) dR = \int_{-\infty}^{v_{yn}} A \exp\left[\frac{-m^*}{2k_B T} v_y^2\right] dv_y, \quad (1.3)$$

та подібним рівнянням для v_z . Тому для отримання v_y і v_z використовуються два випадкових числа.

Щоб знайти швидкість уздовж осі x , наближено припускаємо, що струм визначається лише швидкостями вздовж осі x , тобто:

$$\frac{I}{e} = \int v_x f(v_x) dv_x. \quad (1.4)$$

Потік між швидкістю v_x і $v_x + dv_x$ дорівнює:

$$P(v_x) dv_x = v_x f(v_x) dv_x. \quad (1.5)$$

Потім швидкість у напрямку x зважується у функції ймовірності. Метод Монте-Карло дає:

$$\int_0^{R_n} P_u(R) dR = \frac{\int_0^{v_{xn}} v_x \exp\left[\frac{-m^* v_x^2}{(2k_B T)}\right] dv_x}{\int_0^{\infty} v_x \exp\left[\frac{-m^* v_x^2}{(2k_B T)}\right] dv_x}. \quad (1.6)$$

Знаменник присутній, щоб гарантувати, що ймовірність нормалізована.

Праву частину тепер можна інтегрувати, щоб отримати:

$$v_x = \sqrt{\frac{-2k_B T \ln(1-R_n)}{m^*}}. \quad (1.7)$$

Складова $-\ln(1 - R_n)$ додатна, оскільки $0 \leq R_n \leq 1$. Тоді швидкість у напрямку z має лише додатне значення.

Якщо контакт вводить електрони відповідно до якогось іншого розподілу, метод Монте-Карло повинен імітувати цей конкретний розподіл.

1.1.3 Вільний проліт

Як показано на рис. 1.1, метод Монте-Карло розглядає задачу транспорту як серію вільних прольотів, за якими відбуваються події розсіювання. Під час вільного прольоту електрон просто рухається в електричному полі відповідно до рівняння вільного руху електрона

$$\frac{dp}{dt} = eE \quad (1.8)$$

Якщо електричне поле розташоване вздовж осі x , ми маємо наступні зміни в різних властивостях електрона (інтервал часу для вільного прольоту зазвичай становить 10^{-13} с, щоб можна було лінеаризувати рівняння):

Імпульс після часу t :

$$\begin{aligned} p_x(t) &= p_x(0) + eEt \\ p_y(t) &= p_y(0) \\ p_z(t) &= p_z(0). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Положення після часу t :

$$\begin{aligned} x(t) &= x(0) + \frac{E(t) - E(0)}{eE} \\ y(t) &= y(0) + \frac{p_y(0)}{m^*} t \\ z(t) &= z(0) + \frac{p_z(0)}{m^*} t, \end{aligned} \quad (1.10)$$

де зміна енергії задана:

$$E(t) - E(0) = \frac{p^2(t)}{2m^*} - \frac{p^2(0)}{2m^*}. \quad (1.11)$$

1.1.4 Час розсіювання

Для оцінки часу вільного прольоту необхідно зазначити, що:

1. Швидкість розсіювання для i -го процесу розсіювання визначається Золотим правилом Фермі:

$$W_i(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'} |M_{k,k'}|^2 \delta(E_f - E_i)$$

$$R_{tot} = \sum_{i=1}^m W_i(k), \quad (1.12)$$

де R_{tot} представляє суму всіх швидкостей розсіювання внаслідок m процесів розсіювання. Усі швидкості розсіювання розраховуються та в деяких випадках зведені в таблиці.

2. Кутова залежність процесу розсіювання задається матричним елементом

$$W(k, k') = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{kk'}|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (1.13)$$

Якщо $\lambda(k, t)$ це загальна швидкість розсіювання для електрона з імпульсом $k(t)$, ймовірність того, що електрон дрейфуватиме без розсіювання протягом часу t , а потім розсіюватиметься за час Δt :

$$P(t)\Delta t = \lambda(k, t)\Delta t [1 - \lambda(k_i, t_i)\Delta t]^2, \quad (1.14)$$

де, $n\Delta t = t$, $i\Delta t = t_i$, $k_i = k(t_i)$

Перший доданок у (1.14) — це ймовірність зіткнення за час Δt , а другий член у дужках — це сукупна ймовірність відсутності зіткнення за n інтервалів часу Δt . Якщо Δt мале або n велике, рівняння (1.14) стає:

$$P(t) = \lambda(k, t) \exp\left[-\int_0^t \lambda(k, t') dt'\right] \quad (1.15)$$

Використовуючи підхід Монте-Карло для визначення інтервалу часу t_f між зіткненнями, отримуємо:

$$R_n = 1 - \exp\left(-\int_0^t \lambda(t)' dt'\right) \quad (1.16)$$

Це рівняння можна використовувати для генерування різних значень t_f . Однак, якщо $\lambda(t)$ дорівнює R_{tot} , це має досить складну енергетичну і, отже, часову залежність, що ускладнює оцінку інтеграла. Однією з можливостей є розробка детальних таблиць пошуку після чисельного вирішення задачі. Однак простий спосіб заснований на концепції саморозсіювання, як показано на рис.1.4. Визначаємо швидкість розсіювання:

$$\Gamma \equiv \lambda = R_{tot} + \lambda_0, \quad (1.17)$$

де λ_0 таке, що Γ є постійною швидкістю розсіювання. Частина λ_0 швидкості розсіювання — це швидкість саморозсіювання, яка не викликає реального розсіювання. З цим вибором ми отримуємо:

$$t_f = \frac{-1}{\Gamma} \ln(1 - R_n). \quad (1.18)$$

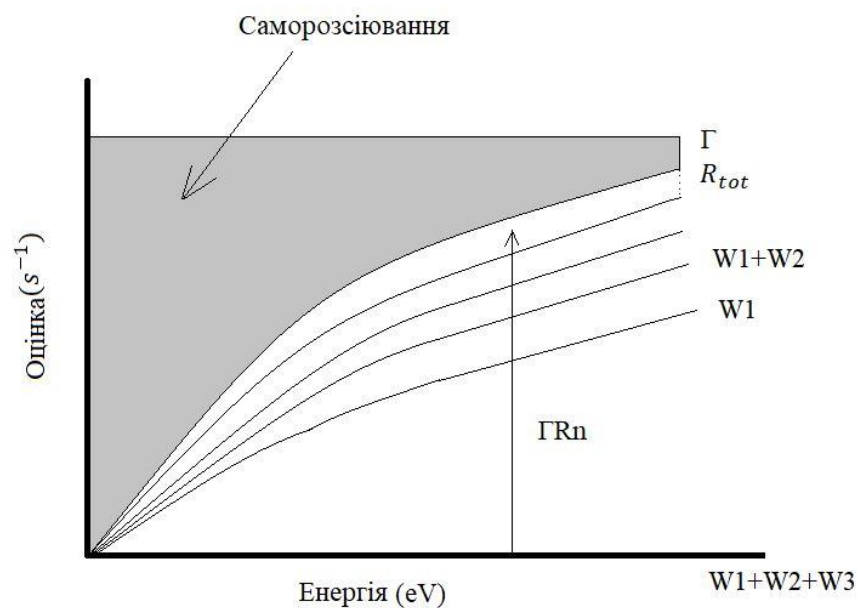


Рисунок 1.4 – Схема визначення механізму розсіювання за допомогою випадкового числа.

Рівняння (1.18) дозволяє знайти час вільного прольоту, протягом якого електрон просто прискорюється в присутності електричного поля. Після закінчення часу вільного прольоту електрон розсіюється. Залежно від вибору параметра Γ невеликій частині електронів просто дозволяється продовжувати прискорюватися в полі.

1.1.5 Природа розсіювання

Після вільного прольоту властивості електрона оновлюються. Характер оновлення визначається механізмом який саме відповідає за розсіювання [13]. Механізм розсіювання обирається відповідно до схеми рис. 4, і вимагає єдиного випадкового числа R , яке використовується для ідентифікації механізму розсіювання l , який задовольняє нерівність:

$$\sum_{i=1}^{l-1} W_i(k) < \Gamma R < \sum_{i=1}^l W_i(k) \quad (1.19)$$

Процес саморозсіювання вводиться у відповідності до (1.19). Як показано на рис. 1.4 будуть випадки, коли буде вибрано саморозсіювання.

1.1.6 Енергія та імпульс після розсіювання

Після ідентифікації акту розсіювання необхідно визначити енергію та імпульс електронів відразу після розсіювання. Оскільки час розсіювання вважається рівним нулю, розсіювання не впливає на положення електрона. Процес розсіювання відразу говорить нам, наскільки енергія змінилася в результаті розсіювання.

Оновлення імпульсу (напрямку) вимагає подальшої генерації випадкових чисел. Зручно знайти кут розсіювання в системі координат, де вісь x розташована вздовж напрямку початкового імпульсу k . Звичайно, врешті-решт ми опишемо кінцевий імпульс у системі координат, де вісь x розташована вздовж електричного поля. Для цього знадобиться проста трансформація. Дві системи координат показано на рис. 1.5. Кут β і α представляють азимутальний і полярний кути розсіювання в початковій системі координат імпульсу, тоді як ϕ і θ є кутами розсіювання в системі координат поля.

Визначення азимутального кута β після розсіювання визначається ймовірністю того, що k' лежить між азимутальними кутами β і $\beta + d\beta$:

$$P(\beta)d\beta = \frac{d\beta \int_0^\infty \int_0^\pi W(k,k') \sin\alpha \, d\alpha k'^2 dk'}{\int_0^{2\pi} d\beta \int_0^\infty \int_0^\pi W(k,k') \sin\alpha \, d\alpha k'^2 dk'} \quad (1.20)$$

Оскільки $W(k, k')$ не залежить від β для будь-якої швидкості розсіювання ізотропної зони, ми просто маємо:

$$P(\beta)d\beta = \frac{d\beta}{2\pi} \quad (1.21)$$

Генерація випадкового числа R_n визначає β за рівнянням:

$$\beta = 2\pi R_n \quad (1.21)$$

Тоді азимутальний кут рівномірно розподіляється між 0 і 2π .

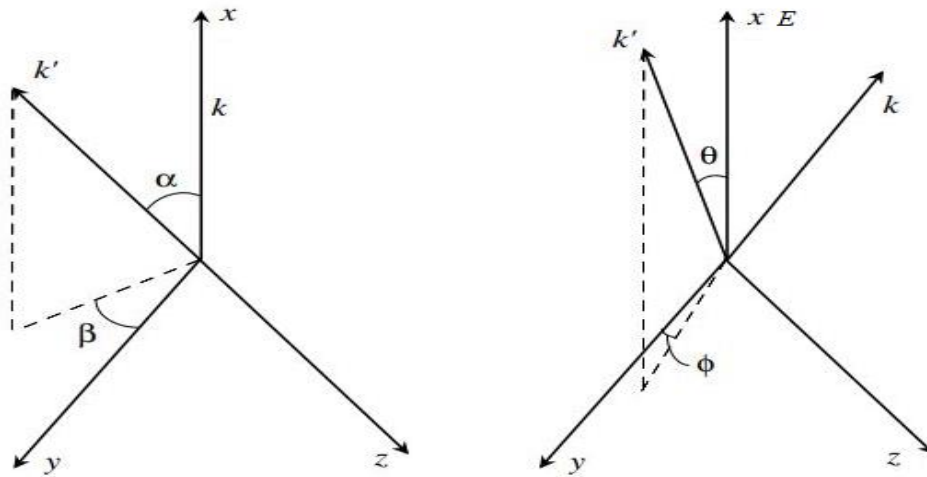


Рисунок 1.5 - Системи координат, які використовуються в методі Монте-Карло.

Загалом швидкість розсіювання залежить від полярного кута:

$$\cos \alpha = 1 - 2R_n \quad (1.23)$$

Зауважимо, що навіть незважаючи на те, що розсіювання є ізотропним, середнє значення α дорівнює $\pi/2$. Це пов'язано з кількістю доступних станів між α і $\alpha + d\alpha$, які мають пік при $\pi/2$.

1.1.7 Флуктуації струму

Метод Монте-Карло дає змогу описати розсіювання в напівпровідниках, як випадкові процеси. Це робить імпульс і енергію частинок, що розглядаються, в часі випадковими величинами. Зі зменшенням розміру розглянутого об'єкту в певний момент стає важлива дискретна природа носіїв заряду як складових

струму, що протікає в приладі. В результаті цього струм за однакових умов, але в різні моменти часу може відрізнятися через випадкові процеси розсіювання. В результаті моделювання отримуємо дискретну залежність густини струму в певний момент часу $J(t)$ та часовим кроком Δt .

1.2 Температурні ефекти в напівпровідниках

1.2.1 Теплопровідність у напівпровідниках

Належне моделювання теплопровідності в напівпровідниках і металах має важливе значення для розуміння їх термічної поведінки та забезпечення покращеної конструкції приладів нанометрового масштабу. Оскільки розміри пристроїв і товщина корпусу (наприклад, в ультратонких корпусах SOI та FinFET пристроях) масштабуються до десятків нанометрів або порівнюються з довжиною вільного пробігу носіїв заряду, очікується, що ефекти субконтинууму стануть важливими. Носіями, відповідальними за перенесення тепла в металах, є вільні електрони провідності, теплопровідність яких k_e може бути пов'язана з їхньою електропровідністю σ через закон Відемана-Франца [14]:

$$k_e = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k_b}{e} \right)^3 \sigma T, \quad (1.24)$$

де k_b — постійна Больцмана, e — елементарний заряд, а T — абсолютна температура. Носіями енергії, відповідальні за перенесення тепла в кристалічних діелектриках (напівпровідників) є коливання решітки (фонони). Навіть у сильно легованих напівпровідниках електронний внесок у теплопровідність становить лише одиниці відсотків. Теплопровідність напівпровідника можна записати як [15]

$$k_s = \frac{1}{3} C_s \bar{v} \lambda, \quad (1.25)$$

де C_s – теплоємність на одиницю об'єму, \bar{v} – середня швидкість фонона, а λ – середня довжина вільного пробігу фонона. Класичне рівняння дифузії тепла (закон Фур'є)

$$C_s \frac{dT}{dt} = \nabla(k_s \nabla T) + Q', \quad (1.26)$$

де Q' — швидкість утворення тепла на одиницю об'єму, яка не може належним чином вирішити проблеми теплопередачі на малих масштабах часу (порядку часу релаксації фононів, тобто пікосекунд) або на коротких довжинах (десятки нанометрів або менше, ніж середнє значення вільного пробігу акустичних фононів λ). У таких масштабах континуальна теорія дифузії тепла повинна бути замінена більш складним формулюванням, яке враховує «зернистість» теплопровідності через дискретні фононні моди. Спектр фононої дисперсії також вступає в дію (частота фононів ω є функцією хвильового вектора), оскільки поперечні акустичні фонони зазвичай повільніші за поздовжні моди, а їхня групова швидкість також є функцією хвильового вектора. На шкалах довжини, менших за середню довжину вільного пробігу акустичного фонону (кілька сотень нанометрів), але більше, ніж довжина хвилі фононів (кілька нанометрів), фонони можна розглядати як напівкласичні частинки, і можна використовувати рівняння переносу Больцмана [16]:

$$\frac{df}{dt} + v \nabla f = \left(\frac{df}{dt} \right)_{zim} + \left(\frac{df}{dt} \right)_z, \quad (1.27)$$

де $f(r, \omega, t)$ - функція розподілу фононів, r – просторова координата, v – швидкість фононів. Складова $\frac{dk}{dt}$, яка зазвичай присутня у рівнянні Больцмана, була опущена, оскільки на фонони, на відміну від електронів, не впливають зовнішні сили, такі як електричне поле [17]. Перший член у правій частині пов'язаний із зіткненнями фононів, а другий – з генерацією та рекомбінацією фононів. У наближенні часу релаксації складову зіткнення можна замінити на

$$\left(\frac{df}{dt} \right)_{zim} = \frac{f_0 - f}{\tau_\phi}, \quad (1.28)$$

де $f_0 = 1 / \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_b T}\right) - 1 \right)$ - рівноважний розподіл Планка при температурі T , а τ_ϕ

— середній час розсіювання фононів, такий, що $\lambda = \bar{v}\tau_\phi$. З цими наближеннями дві сторони (1.27) можна проінтегрувати по фононній частоті та густині станів, а рівнянні Больцмана можна переписати у вигляді густини енергії фононів u як:

$$\frac{du}{dt} = v + \nabla u = \frac{u_0 - u}{\tau_\phi} + Q', \quad (1.29)$$

де, Q' – швидкість виділення тепла на одиницю об'єму. Сучасне моделювання переносу тепла замінює рівняння дифузії тепла різними розв'язками фононного рівняння переносу Больцмана.

З порівняння рівняння Больцмана (1.29) і рівняння дифузії тепла (1.26) також зрозуміло, що, незалежно від складності моделі фононного транспорту, проблема теплопровідності в електронному пристрої тісно залежить від виявлення правильної обробки члена нагрівання решітки Q' від електрон-фононних взаємодій.

1.2.2 Теплогенерація в напівпровідниках

Найпростіший метод розрахунку загальної швидкості утворення тепла (потужності, що розсіюється) у напівпровідному елементі полягає в тому, щоб записати його як добуток сили струму та напруги:

$$Q = IV. \quad (1.30)$$

Тут падіння напруги відбувається лише на пристрої, за винятком його контактів. Отже, цю формулу слід застосовувати з обережністю при описі потужності, що розсіюється в структурі з відносно великим контактним опором, наприклад нанотрубка або молекулярний пристрій. Цей вираз також має тенденцію до переоцінки загального тепла, що розсіюється в квазібалістичному пристрої, тобто такому, який має довжину середнього вільного пробігу лише на кілька електронів.

У такому пристрої електрони отримують енергію, рівну з qV , але, як правило, не зазнають достатньої кількості актів непружного розсіювання, щоб повністю віддати цю енергію решітці до моменту виходу. Таким чином, відносно гарячі електрони будуть виходити через контакти, і деяка частина потужності буде там осідати. Іншими словами, потужність, що розсіюється всередині пристрою, менша, ніж передбачає наведена вище формула, а решта потужності розсіюється в контактах. Крім того, наведена вище проста формула дає лише оцінку загальної потужності, що розсіюється, а не фізичного розташування її піку (якщо такий є) або його складу. Однак ця формула дуже добре підходить для швидких оцінок першого порядку.

У контексті моделі напівпровідникових пристроїв, виділення тепла внаслідок протікання електричного струму найчастіше розраховується за допомогою класичного дрейфово-дифузійного підходу. Основним компонентом цього виразу теплогенерації є скалярний добуток напруженості електричного поля E та густини струму J , обчислених у кожному вузлі сітки в рамках моделювання [17]:

$$Q' = JE + (R - G)(E_g + 3k_b T), \quad (1.31)$$

де $J = qnv_e$ де n — густина електронів, а v_e - середня швидкість електронів. Зверніть увагу на позначення Q' (щільність потужності на одиницю об'єму, тобто Вт/см³) проти Q у (1.30) (загальна потужність Вт). Загальна потужність Q у цьому формулюванні може бути визначена шляхом інтегрування (1.31) по об'єму пристрою. Перший член представляє швидкість джоулівського нагрівання, яка зазвичай додатна, оскільки електрони дрейфують під впливом електричного поля та поступово втрачають енергію за рахунок випромінювання фононів. Слід зазначити, що джоулева теплота також може бути негативною коли електрони дифундують через енергетичний бар'єр, і енергія, необхідна для руху, отримується з решітки через поглинання фононів.

Другий член наведеного вище рівняння — швидкість генерації тепла внаслідок процесів не випромінювальної генерації та рекомбінації електронів і

дірок. Коли електрон і дірка, обидва із середньою енергією $(3/2)k_bT$, рекомбінують, енергія збудження $E_g + k_bT$ віддається або безпосередньо решітці, або іншому носії заряду (перехід Оже). В останньому випадку збуджена частинка може також віддати енергію решітці шляхом випромінювання фононів. Рівняння (1.31) може включати інші доданки вищого порядку, що враховують дрейф електронів уздовж температурного градієнта або через розрив зонної структури, наприклад гетероперехід, як у напівпровідниковому лазері [18].

На жаль, цей залежний від поля метод не враховує мікроскопічну нелокальність випромінювання фононів поблизу області піку електричного поля, наприклад, у стоці транзистора. Хоча електрони отримують більшу частину своєї енергії в місці піку електричного поля, вони зазвичай проходять кілька середніх вільних шляхів, перш ніж вивільнити всю її в решітку. У кремнієвих транзисторах, наприклад, електрони можуть отримувати енергію, яка становить значну частку еВ, тоді як оптична енергія фононів становить лише близько 60меВ. Якщо припустити, що швидкість електронів становить 10^7 см/с (швидкість насичення в кремнії) і час електрон-фононного розсіювання приблизно 0,05-0,1нм в області сильного поля, середня довжина вільного пробігу буде порядку 5-10 нм. Тому повна довжина релаксації енергії електрона ще більша, порядку кількох непружних середніх довжин вільного пробігу.

Хоча такою розбіжністю можна знехтувати на масштабах довжини в мікрони або навіть десяті частки мікрона, його необхідно враховувати при моделюванні швидкості виділення тепла на масштабах довжини 10нм.

Швидкість нагрівання також може бути обчислена за допомогою більш складного гідродинамічного підходу, як функція температури електронів і середнього часу релаксації енергії [19]:

$$Q' = \frac{3}{2}k_b \frac{n(T_e - T_L)}{\tau_e - L} + (R - G) \left(E_g + \frac{3}{2}k_b(T_e + T_L) \right), \quad (1.32)$$

де дірки передбачаються в тепловій рівновазі з решіткою (T_L), але електрони описуються їх власною температурою (T_e), часом релаксації енергії ($\tau_e - L$) і

густиною числа (n). Це ситуація, в якій електрони є основними носіями струму, але дірки та температура дірок можуть бути включені подібним чином.

На відміну від методу JE , було показано, що гідродинамічний підхід краще підходить для фіксації ефектів нелокального переносу поблизу областей електричного поля з високим піком. Однак гідродинамічний підхід страждає від спрощень, властивих використанню однієї (усередненої) температури носія та часу релаксації, оскільки швидкості розсіювання сильно залежать від енергії. Подібно до описаних раніше методів, цей підхід, заснований на середній температурі носія, також не розрізняє обмін енергією електронів з різними фононними модами та не дає інформації щодо частот випромінюваних фононів. Така спектральна інформація важлива, тому що добре відомо, що випромінювані фонони рухаються з різними швидкостями і мають дуже різноманітні внески в перенесення тепла і в самонагрівання пристрою.

Механізм, за допомогою якого відбувається самонагрівання решітки, полягає в розсіюванні електронів на фонах, і тому лише підхід моделювання, який навмисно включає всі такі події розсіювання, дозволить охопити детальну картину самонагрівання. Таким чином, метод Монте-Карло, хоча спочатку був розроблений для дослідження ефектів гарячих електронів [20], також ідеально підходить для обчислення детальної картини самонагрівання.

З детальної фізичної точки зору, самонагрівання починається, коли вільні електрони зони провідності в напівпровіднику прискорюються електричним полем. Електрони отримують енергію від поля, а потім втрачають її, непружно розсіюючись на фонах решітки, оскільки всі інші механізми розсіювання (наприклад, домішкове або міждолинне розсіювання) вважаються пружними (вони впливають на імпульс електрона, але не на енергію).

Оптичні фонони розпадаються на акустичні моди, але протягом відносно великого часу (пікосекунди) порівняно з часом електронно-оптичного розсіювання фононів (порядку десятих пікосекунд). Це створює вузьке місце фононної енергії, що може спричинити збільшення щільності оптичних фононних

мод з часом, що призводить до більшої кількості актів розсіювання та перешкоджає транспорту електронів. Ці процеси схематично зображені на рис. 1.6



Рисунок 1.6 - Діаграма та характерні часові масштаби процесів передачі енергії в кремнії.

Пунктирні лінії представляють вплив фононів на концентрацію електронів і, отже, на їх транспорт. Деталі електронної зонної структури та дисперсії фононів, а також швидкості електрон-фононного розсіювання можуть бути легко включені в моделювання за методом Монте-Карло. Швидкість утворення тепла в моделюванні за методом Монте-Карло в стаціонарному стані може бути обчислена як сума всіх випромінених фононів за мінусом усіх поглинутих фононів за одиницю часу [21]:

$$Q' \sim \frac{1}{t_{\text{мод}}} \sum (\hbar\omega_{\text{вип}} - \hbar\omega_{\text{пог}}), \quad (1.33)$$

де $t_{\text{мод}}$ — час моделювання. Потім цей підхід можна використовувати для дослідження спектру генерації фононів (швидкість генерації як функція частоти та моди фононів), а також для вивчення нелокального генерування тепла поблизу сильного електричного поля в реалістичній геометрії пристрою.

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

2.1 Структура та математична модель діодів

Структура діодів з катодним статичним доменом, які досліджувалися представлена на рис.2.1. Профіль легування діодів складається з двох контактних n^+ - сильнолегованих областей, області слабкого легування (n^-), та активної, помірно легованої, n – області. Розподіл складу молярної частки $\text{In } z(x)$ сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ від координати зображено на рис.2.1. Відповідно до розподілу, на катодному контакті молярна частка складає $z=1$, що відповідає сполуці InN . Відбувається зменшення частки In в бік анодного контакту (варізонний шар), в точці x_L складає $z=0$ і залишається сталою до аноду.

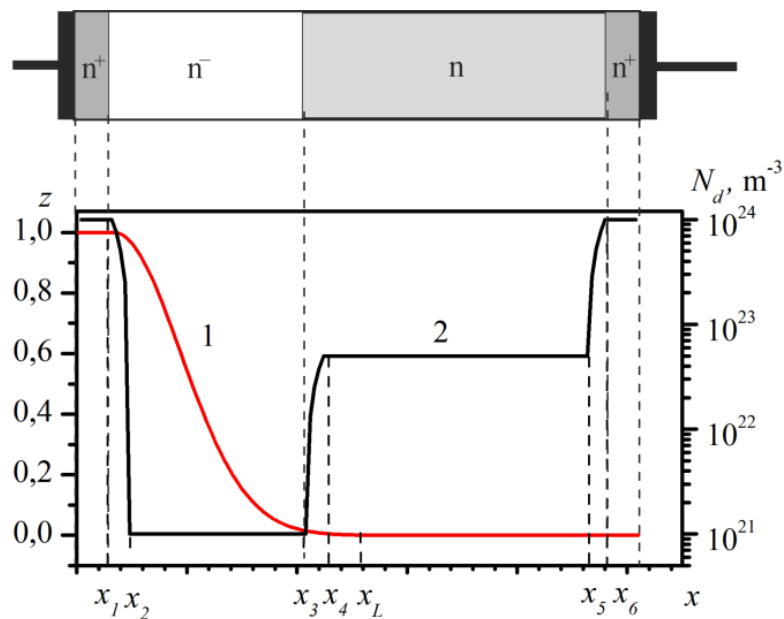


Рисунок 2.1 - Структура діодів: 1 -розподіл мольної частки $z(x)$; 2 – профіль легування.

Складу напівпровідникової сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ у варізонному шарі змінюється залежно від координат за законом $z(x) = 1 - \exp(-(x - x_0)^2 / 2\sigma^2)$, де x_0 і σ —

параметри, які визначають необхідний градієнт складу сполуки, і, як наслідок градієнт ширини забороненої зони.

Для стабільності катодного домену концентрації легування складають: для $n^+ Nd=10^{18} \text{ см}^{-3}$, для $n^- Nd=10^{15} \text{ см}^{-3}$, і $Nd=5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в активній області. Передбачається, що всі контакти металу з напівпровідником є омичними і електростатичний потенціал на них приймає задані значення із врахуванням контактної різниці потенціалу, яка обумовлена різницею електронної спорідненості матеріалів анодного і катодного контактів.

Розглядається діоди загальною довжиною 1024, 2048 та 4096 нм. Область зарубки для обраних діодів складає 320 нм, 480 нм і 928 нм відповідно.

Використовується двовимірний модель пристрою. Для моделювання пристроїв застосовується багаточастинковий метод Монте-Карло. Щоб отримати оцінку ефекту нагрівання пристрою, що включає точний нерівноважний транспорт заряду, метод Монте-Карло було самоузгоджено з розв'язком рівняння Пуассона та рівняння теплопровідності. Моделювання проводилось з часовим кроком руху частинок s . Зонна структура розглянутого матеріалу представлена трьома нижніми долинами зони провідності (Γ , Γ_1 та $M-L$ долини) з урахуванням непераболічності, та зоною важких дірок. Було враховано механізми розсіяння носіїв заряду на деформаційних потенціалах неполярних акустичних і оптичних фонів, розсіяння на полярних оптичних фонах і іонізованих домішках, п'єзоелектричне розсіювання. Також, враховано характерне для системи InGaN розсіяння на сплавному потенціалі.

Вважається, що прикладена напруга недостатня для пробою. Велика різниця ширини заборонених зон GaN (3.5 eV) і InN (0.7 eV) призводить до локалізації УІ в катоді. Через велику різницю між швидкостями іонізації електронів і дірок можна вважати, що УІ ініціюється носієм заряду одного типу (за рахунок електронів). Таким чином, беручи величину порогового поля УІ, валентна зона представлена лише зоною важких дірок.

Моделювання транспорту носіїв заряду враховує вплив квазіелектричних полів, пов'язаних як з градієнтами мінімумів енергії долин, так і з властивостями

матеріалів (ефективну масу та коефіцієнт непараболічності). Деталі математичної моделі та параметри матеріалу відповідають [9,11,22-24].

Вплив температури на роботу діода враховано через температурні залежності ймовірностей розсіювання, та ширину забороненої зони $E_g(z, T)$, яка визначається відповідно до:

$$E_g(z, T) = z \cdot E_g^{InN}(T) + (1 - z) \cdot E_g^{GaN}(T), \quad (2.1)$$

де $E_g^{InN}(T)$ і $E_g^{GaN}(T)$ представляють собою температурну залежність ширини забороненої зони для InN і GaN відповідно до формули Варшні $E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (\beta + T)$ [25,26].

Довжина вільного прольоту, пов'язана з розсіюванням фононів у нітридних сполуках, на практиці становить менше 100 нм. Цей факт дозволив знехтувати розмірним ефектом, пов'язаним з нагріванням, і розрахувати розподіл температури в приладі за рахунок саморозігріву, вирішивши рівняння теплопровідності:

$$c \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot [k \nabla T(r, t)] + F(r, t) \quad (2.2)$$

де κ — теплопровідність, а c - теплоємність решітки. Функція $F(r, t)$ визначається за формулою [27]:

$$F = F_0 \sum (\hbar \omega_{ems} - \hbar \omega_{abs} + \Delta E_{yI}), \quad (2.3)$$

де $\hbar \omega_{ems}$, $\hbar \omega_{abs}$ - відповідно енергія, що випромінюється та поглинається при розсіянні на фононах, ΔE_{yI} - енергія, що поглинається кристалічною решіткою у процесі УІ, F_0 - константа, що залежить від параметра числової моделі та легування приладу.

На анодному контакті виконується ізотермічна гранична умова 300 К, що відповідає ідеальному тепловідводу. Адіабатичні термічні граничні умови застосовуються на інших сторонах пристрою.

Температурна залежність теплопровідності визначається згідно [26,28]:

$$k(T) = k_{300K} \cdot \left(\frac{T}{300K} \right)^n. \quad (2.4)$$

Враховуючи залежність k від складу сполуки $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$ отримуємо є:

$$k(z, T) = \left(\frac{z}{k^{\text{InN}}(T)} + \frac{(1-z)}{k^{\text{GaN}}(T)} + \frac{z \cdot (1-z)}{b} \right)^{-1}, \quad (2.5)$$

$$\alpha(z) = z \cdot \alpha^{\text{InN}} + (1-z) \cdot \alpha^{\text{GaN}}, \quad (2.6)$$

де $b = 1.4 \text{ Вт/(км)}$ є параметром вигину [29]. Вважається, що теплоємність решітки не залежить від температури і визначається за правилом Вегарда. Таким же чином були визначені більшість параметрів та розсіювання, наприклад, потенціал деформації оптичного та акустичного фонону [9,11,24]. Основні параметри матеріалу, що використовуються при моделюванні, представлений у таблиці 2.1. [26-29].

Таблиця 2.1 - Температурні параметри $\text{In}_z\text{Ga}_{1-z}\text{N}$.

Параметр	InN	GaN
k_{300K} , Вт/(км)	45	130
n	0	-0,43
c , Дж/(кгК)	325	491
α , мЭВ /К	0,41	0,909
β , К	454	830

Розподіл електростатичного потенціалу отримано як розв'язок рівняння Пуассона. Для розв'язування як рівняння Пуассона, так і рівняння теплопровідності було застосовано повний багатосітковий метод (ПБМ) [23].

2.2 Особливості процесу саморозігріву в діодах з катодним статичним доменом

Основні труднощі в отриманні характеристик розглянутих діодів полягають в необхідності тривалого часового проміжку протягом якого температура приладу набуває свого стаціонарного значення за умови, що цей стан є стабільним і ударна іонізація і саморозігрів не призведе до необмеженого зростання струму і пробую діоду.

Однак часовий крок, який потрібний для коректної роботи процедури перетворення координат і імпульсів у методі Монте – Карло має обмеження зверху через високу інтенсивність розсіювання в напівпровідникових матеріалах, а особливо в нітрид них сполуках. Тому аналіз параметрів структури відбувається за час, який має відрізнятися від часу релаксації системи (до 600 пс), а для оцінку інтенсивності розігріву тепла розглядається швидкість нагрівання $\Delta T / \Delta t$.

Розрахунок температури для різних моментів часу у в діодах 1 мкм, 2 та 4 мкм при фіксованому напрузі розміщення показано на рис.2.2-2.4

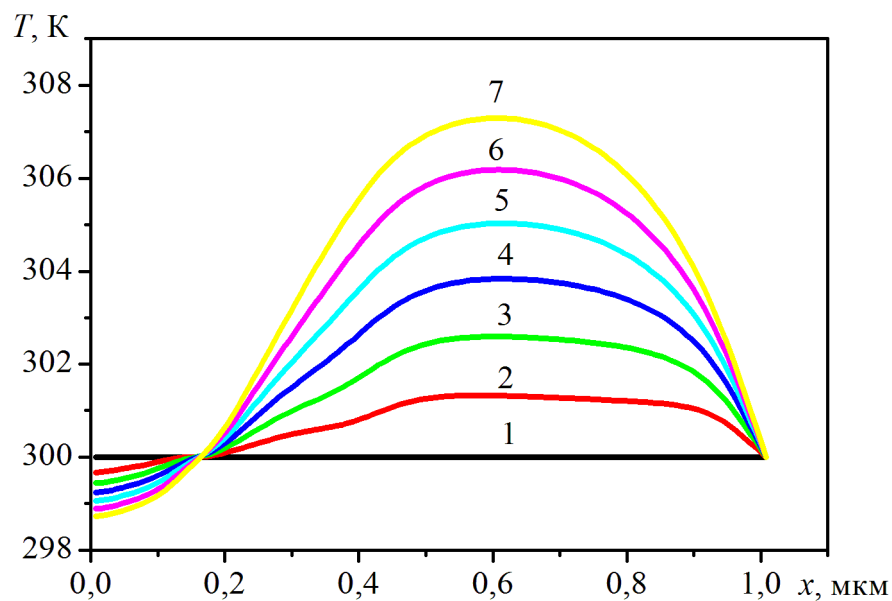


Рисунок 2.2 – Розподіл температури для діодів довжиною 1 мкм при прикладеній напрузі живлення $U=15$ В в різні моменти часу: 1 – 0 пс; 2 – 100 пс; 3 – 200 пс; 4 – 300 пс; 5 – 400 пс; 6 – 500 пс; 7 – 600 пс.

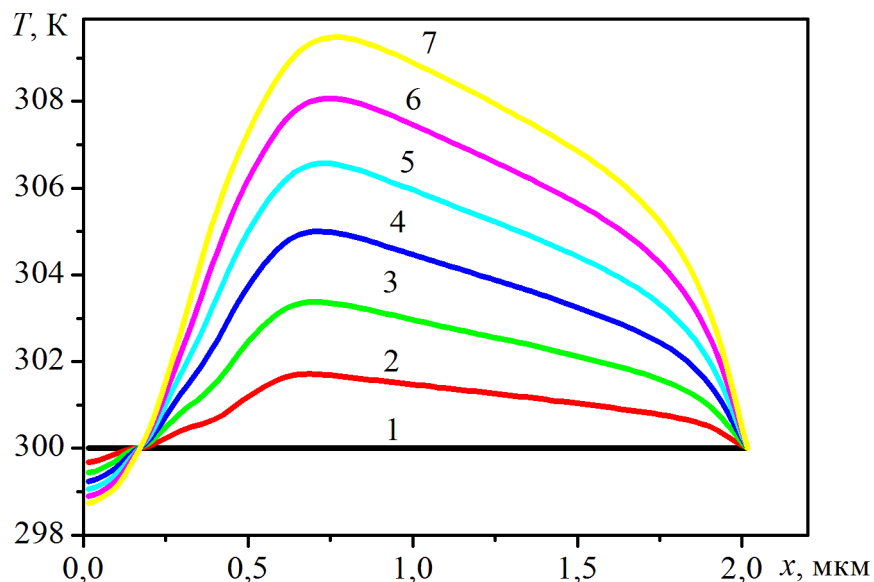
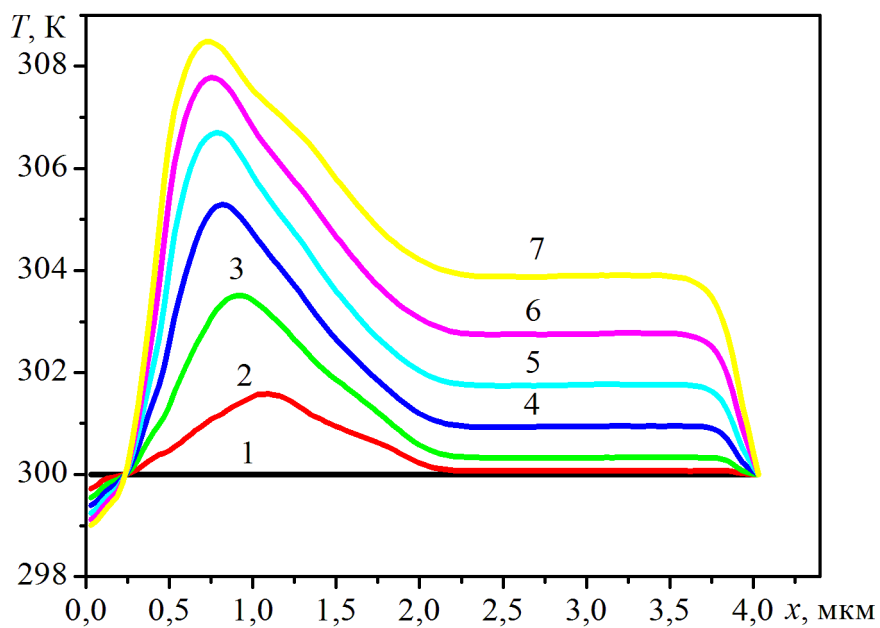


Рисунок 2.3 – Розподіл температури для діодів довжиною 2 мкм при прикладеній напрузі живлення $U=40$ В в різні моменти часу: 1 – 0 пс; 2 – 100 пс; 3 – 200 пс; 4 – 300 пс; 5 – 400 пс; 6 – 500 пс; 7 – 600 пс.



в)

Рисунок 2.4 – Розподіл температури для діодів довжиною 4 мкм при прикладеній напрузі живлення $U=50$ В в різні моменти часу: 1 – 0 пс; 2 – 100 пс; 3 – 200 пс; 4 – 300 пс; 5 – 400 пс; 6 – 500 пс; 7 – 600 пс.

Розподіл напруженостей електричного поля, які відповідають наведеним розподілам температури показані на рис. 2.5- 2.4 для діоди довжиною 1 та 4 мкм, в тому числі при інших напругах, які податъ на діод.

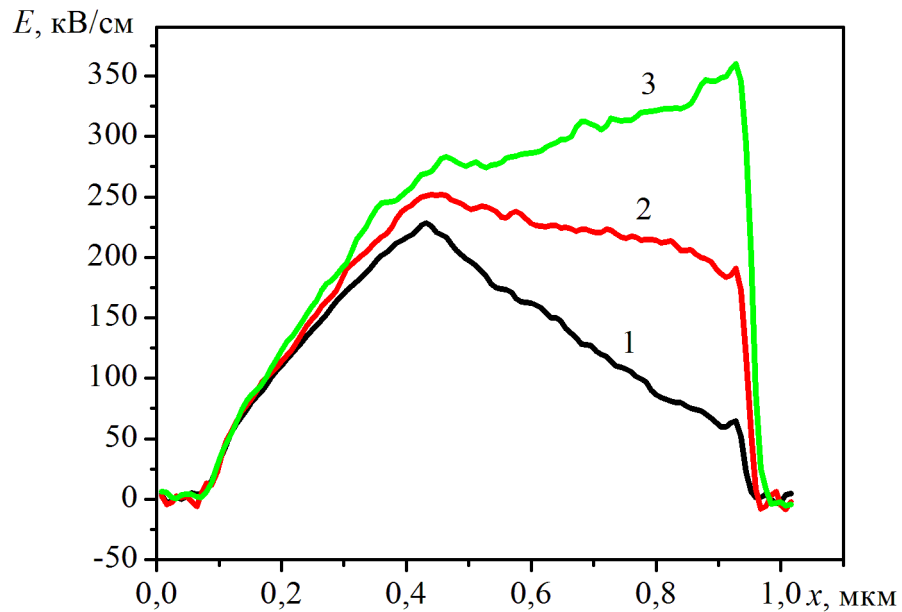


Рисунок 2.5 – Розподіл електричного поля в діоді довжиною 1 мкм при різних напругах живлення: 1 – $U=10$ В; 2 – $U=15$ В; 3 – $U=20$ В.

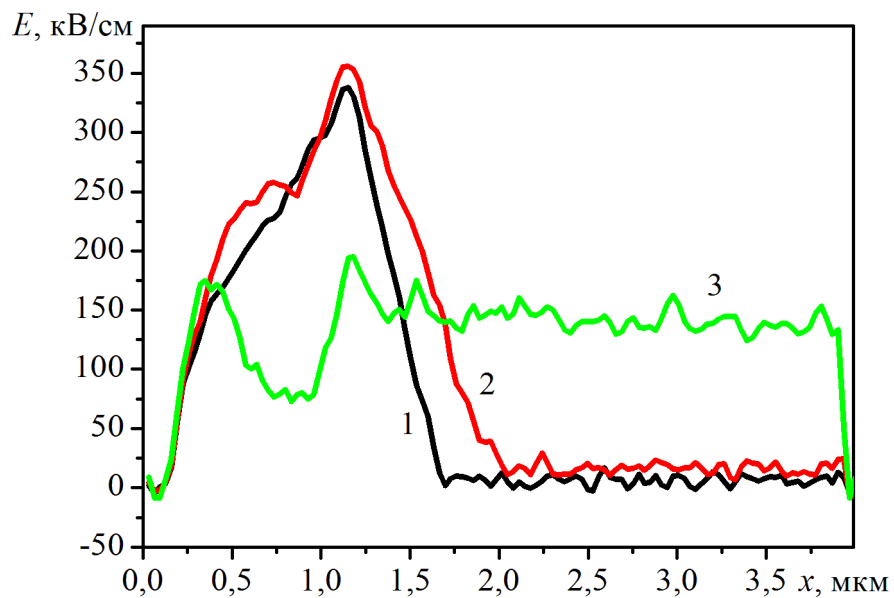


Рисунок 2.6 – Розподіл електричного поля в діоді довжиною 4 мкм при різних напругах живлення: 1 – $U=30$ В; 2 – $U=40$ В; 3 – $U=50$ В.

Залежності наведені на рис .2.3 та 2.4, вказуються на різницю у формуванні стаціонарних доменів у діодах різної довжини. Можна побачити, що область

сильного поля в діоді досить складно закріпити на катодному контакті, особливо у випадку великої прикладеної напруги. Область максимальної температури відповідає області домену, де має місце найбільша напруженість та УІ.

На рис. 2.7-2.8 наведені кінцеві отримані розподіли температури для різних напруг, що діють на діодів у відповідності до Рис. 2.5 та 2.6, відповідно.

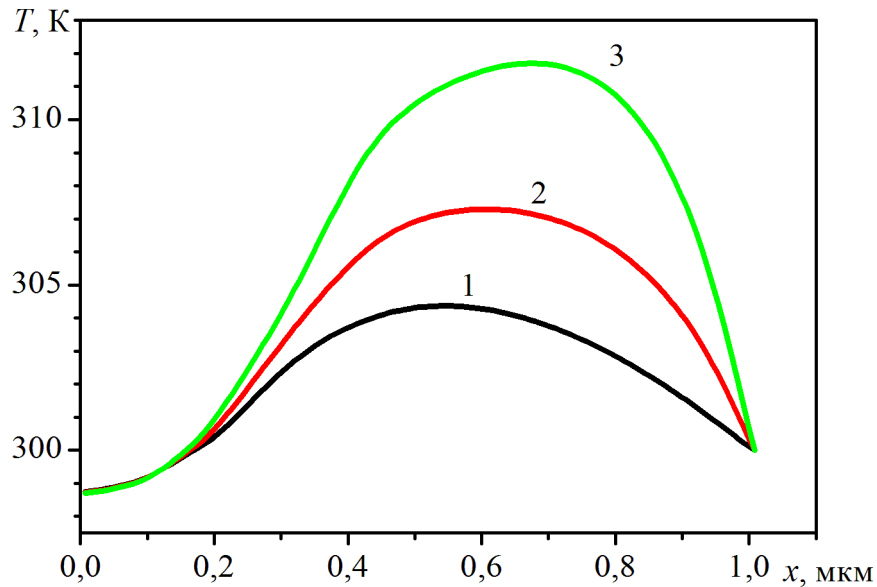


Рисунок 2.7 – Розподіл температури в діоді довжиною 1 мкм при різних напругах живлення: 1 – $U=10$ В; 2 – $U=15$ В; 3 – $U=20$ В.

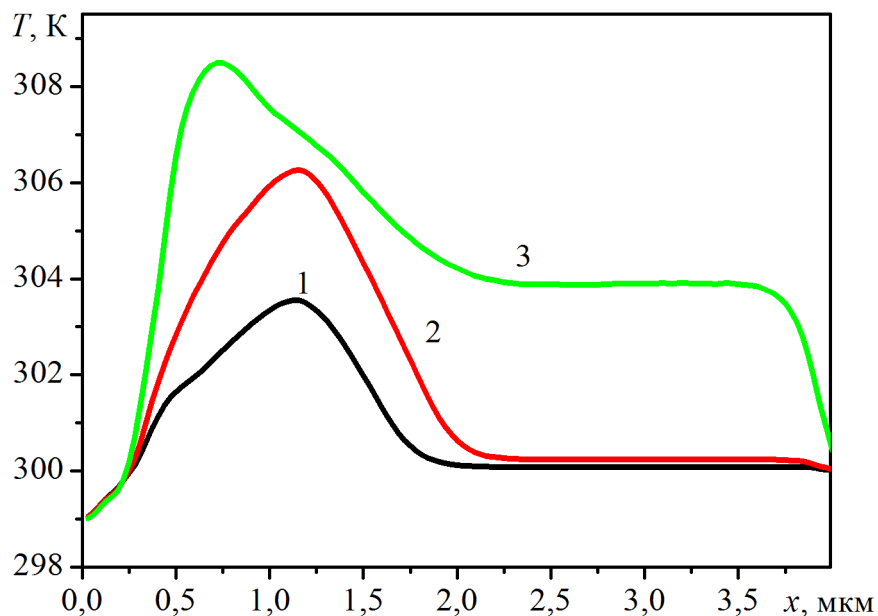


Рисунок 2.8 – Розподіл температури в діоді довжиною 4 мкм при різних напругах живлення: 1 – $U=30$ В; 2 – $U=40$ В; 3 – $U=50$ В.

Наприклад з рис. 2.8 видно, що за напруги 50 В відбувається руйнування домену сильного поля, яке обумовлене ударною іонізацією в ньому, тому максимум температури визначається збільшенням інтенсивності нагрівання катоду і перерозподілом електричного поля в бік анодного контакту. Відповідна зміна розподілів в часу відображена на рис. 2.9

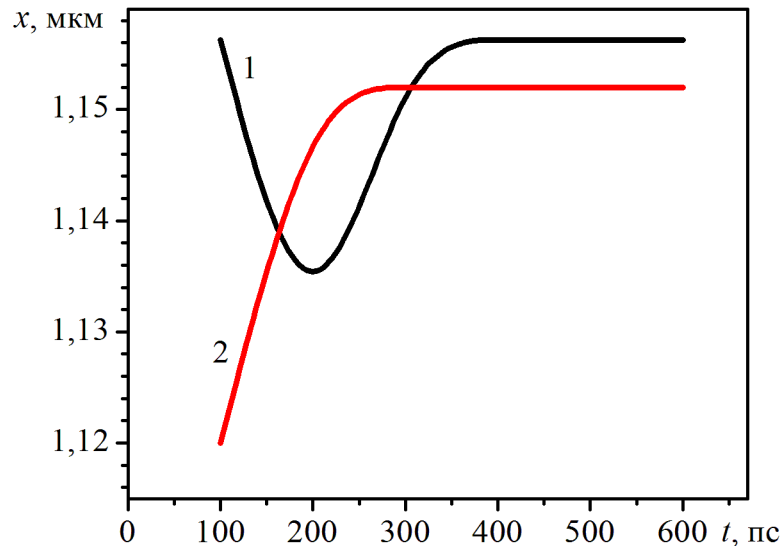


Рисунок 2.9 – Залежність положення максимумів: 1 - температури; 2 - електричного поля, від часу для діодів довжиною 4 мкм при прикладеній напрузі $U=40$ В.

Залежності густини струму від прикладеної напруги для розглянутих діодів, наведені на рис 2.10 для діодів, що знаходяться в різних температурних умовах: без врахування зміни температури (температура постійна дорівнює 300 К), з врахуванням саморозігрівання діода та за більш високих фіксованих значень температури (400 та 500 К).

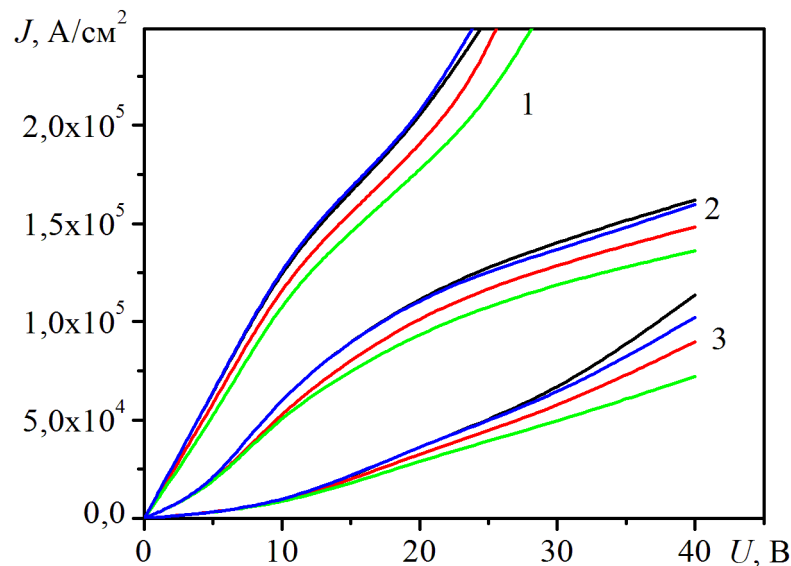


Рисунок 2.10 – Залежність густини струму від прикладеної напруги для діодів різної довжини: 1 – 1 мкм; 2 – 2 мкм; 3 – 4 мкм; чорні криві – 300 К; червоні криві – 400 К; зелені криві – 500 К; сині криві – з урахуванням саморозігріву.

Можна побачити, що підвищення температури кристалу при підвищеній напрузі зміщення викликає зменшення щільності струму, пов'язане з падінням рухливості носіїв із-за посилення взаємодії носіїв заряду на фононах. Моделювання методом Монте - Карло показує зменшення числа актів УІ при 500 К майже в два рази в порівнянні з 300 К, що зменшує швидкість зростання струму. Вплив на величину струму зміни поро рогової енергії ударної іонізації пов'язане з нагрівання приладу не є суттєвим і менше впливає його характеристики ніж зміна рухливості за рахунок розсіяння.

2.3 Шумові характеристики діодів

Точну функцію спектральної щільності потужності (СЩП) загалом не можна розрахувати, оскільки даний сигнал обмежений у часі, нестационарний і спотворений шумом. Таким чином, необхідно оцінити СЩП на основі поданого короткого запису даних.

Виходячи з його визначення, СЩП випадкового сигналу є перетворенням Фур'є його автокореляції. Тому перед застосуванням перетворення Фур'є необхідно оцінити дискретні коефіцієнти автокореляції за допомогою послідовності віконних даних. Віконна кореляція Фур'є потім перетворюється для отримання оцінки СЩП.

Цей прямий метод відомий як Блекман-Тьюкі, оскільки його запропонували Тьюкі та Блекман. Існує також непрямий підхід, відомий як періодограма, де оцінка СЩП досягається шляхом застосування оператора дискретного перетворення Фур'є (ДПФ) безпосередньо до віконних даних, а потім згладжування або усереднення абсолютних значень ДПФ.

Загалом ці два методи не дають ідентичних результатів, за винятком випадків, коли для оцінки кореляції використовується певний зміщений оцінювач і використовується стільки коефіцієнтів кореляції, скільки вибірок даних. Послідовність даних із кінцевим часом є головним вузьким місцем методів оцінки СЩП за допомогою перетворення Фур'є. Тому що оцінка СЩП – це не оцінка процесу, а вибіркова функція, $x[n]$ помножена на вікно. У частотній області це дає перетворення Фур'є сигналу, згорнутого з перетворенням Фур'є вікна, і викликає ефекти бічних пелюсток.

Найпоширенішим методом розрахунку СЩМ є метод Блекмана-Тьюкі. Цей метод оснований на співвідношення Вінера-Хінчина (2.7), який дозволяють отримати СЩП як перетворення Фур'є автокореляційної функції (АКФ) послідовності $x(t)$:

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s_x(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau, \quad (2.7)$$

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

Цей метод дозволяє отримати двосторонню спектральну щільність, визначену для $f(-\infty, \infty)$. Враховуючи властивості симетричності авторореляційної функції рівняння (2.1) можна представити у вигляді [30,31]:

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s_x(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau = 2 \int_0^{\infty} s_x(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau. \quad (2.8)$$

Автокореляційну послідовність ергодичного процесу можна визначити як ліміт середнього за часом. Насправді ця послідовність зазвичай, не відома і тому має оцінюватися по наявному кінцевому запису даних. В результаті моделювання ми отримуємо залежність густини струму від часу $J(t)$, як дискретну послідовність $J(i)$ з кроком dt і часом розглядання $i = 0 \dots N$.

1) Припустимо, що послідовність $J(i)$ складається з N дискретних величин, що мають нульове середнє. Якщо середнє не дорівнює нулю, то спочатку його обчислюють та віднімають із усіх значень даних. Цей крок може включати видалення субгармонічних членів.

2) Для $(m+1)(m - \text{максимальне запізнення})$ значень індексу k вираховуються значення незміщеної автокореляційної функції

$$s_J(k) = \frac{1}{N-k-1} \sum_{p=0}^{N-k-1} J(p)J(p+k), \quad k = 0, 1, \dots, m. \quad (2.9)$$

3) Для зменшення ефекту просочення, як наслідок для зменшення зсуву оцінки СЦП необхідно використовувати кореляційне вікно. Вибір віконної функції визначається двома факторами:

- Характером розв'язуваної задачі;
- Вимогами до характеру використовуваних обчислювальних засобів і

до допустимого часу вирішення задачі.

Можливими кандидатами тут є [32]:

а) вікно Бартлетта

$$v_m^{(1)}(k) = 1 - k/m, \quad (2.10)$$

б) вікно Хеннінга

$$v_m^{(2)}(k) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi k}{m} \right), \quad (2.11)$$

в) вікно Хеммінга

$$v_m^{(3)}(k) = 0.54 + 0.46 \cos \frac{\pi k}{m}, \quad (2.12)$$

г) вікно Парзена

$$v_m^{(4)}(k) = \left(1 - \frac{k}{m}\right)^3. \quad (2.13)$$

Після застосування одного з них до кореляції одержують нову кореляцію $s_J(k)$:

$$s_J(k) = s_J(k) v_m^{(i)}(k). \quad (2.14)$$

4) Значення спектральної щільності потужності для різних частот обчислюються за допомогою інтегрування (2.14), наприклад методом трапеції:

$$S_J(f) = \frac{dt}{\tau} \left(s_J(0) + 2 \sum_{k=1}^{m-1} s_J(k) \cos(2\pi f(k)dt) + s_J(m) \cos(2\pi f(m)dt) \right). \quad (2.15)$$

В якості набору частот можна розглядати

$$f(k) = \frac{k}{2mdt} \text{ для } k = 0, 1, \dots, m. \quad (2.16)$$

Для нього виходять $(m+1)$ рівновіддалених оцінок щільності спектру потужності, що перекриваються. Попередню формулу можна переписати у вигляді $(k = 0, 1, \dots, m)$.

$$S_J(f) = \frac{dt}{\tau} \left(s_J(0) + 2 \sum_{k=1}^{m-1} s_J(k) \cos\left(\frac{\pi k}{m}\right) + s_J(m) \cos(\pi) \right). \quad (2.17)$$

Час, необхідний для обчислень автокореляції та перетворення Фур'є, виявляється порівняно з часом застосування вікна усунення значно більшим.

Розглянутий метод отримання спектральної щільності потужності "зберігає" енергію, тоді як метод перетворення Фур'є таких властивостей не має. Повну енергію несе член $S_J(0)$, який не що інше, як дисперсія. Всі вікна, що згладжують, рівні в точці $\tau = 0$ одиниці, тому застосування вікон не змінює енергії, що міститься в спектральній щільності потужності. Це не завжди має місце при обчисленні спектральної щільності потужності за допомогою перетворення Фур'є, в яких також застосовується згладжування.

Для визначення шумових характеристик розглянутих діодів проводився аналіз вихідної залежності струму від часу, отриманої при моделюванні методом Монте-Карло. Для опису шумів використовувалась СЦП шуму, яка отримується за допомогою метода Блекмана-Тьюкі.

Частотні залежності СЦПШ для різних діодів та різних умови їх роботи показані на рис. 2.11 – 2.16 в діапазоні від 10 до 500 ГГц.

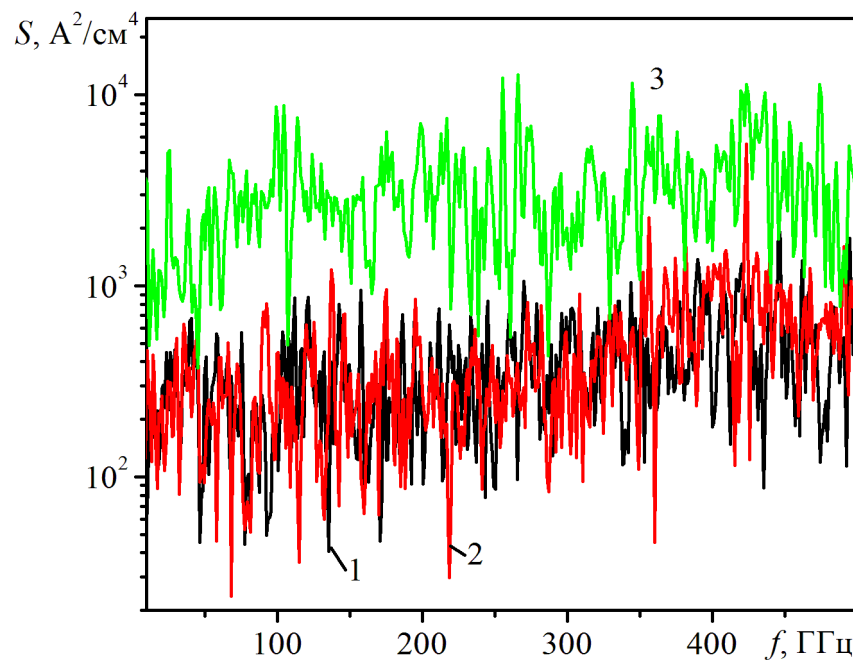


Рисунок 2.11 – Залежність СЦПШ від частоти для діодів довжиною 1 мкм при постійній температурі $T=300$ К і різній напрузі живлення: 1 – $U=10$ В; 2 – $U=15$ В; 3 – $U=20$ В.

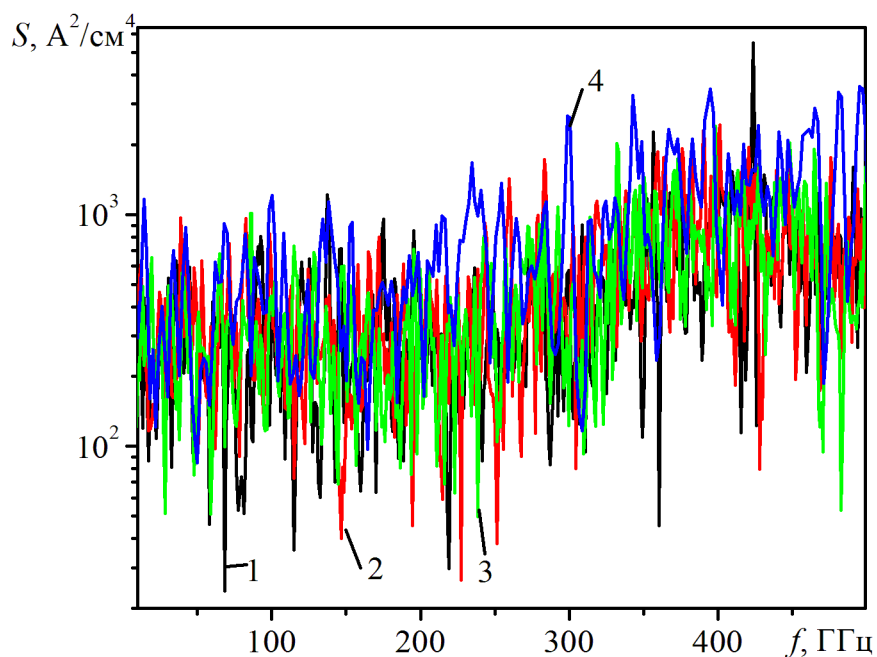


Рисунок 2.12 – Залежність СЩПШ від частоти для діодів довжиною 1 мкм при постійній напрузі живлення $U=15$ В і температурі: 1 – $T=300$ К; 2 – $T=400$ К; 3 – $T=500$ К; 4 – з урахуванням саморозігріву.

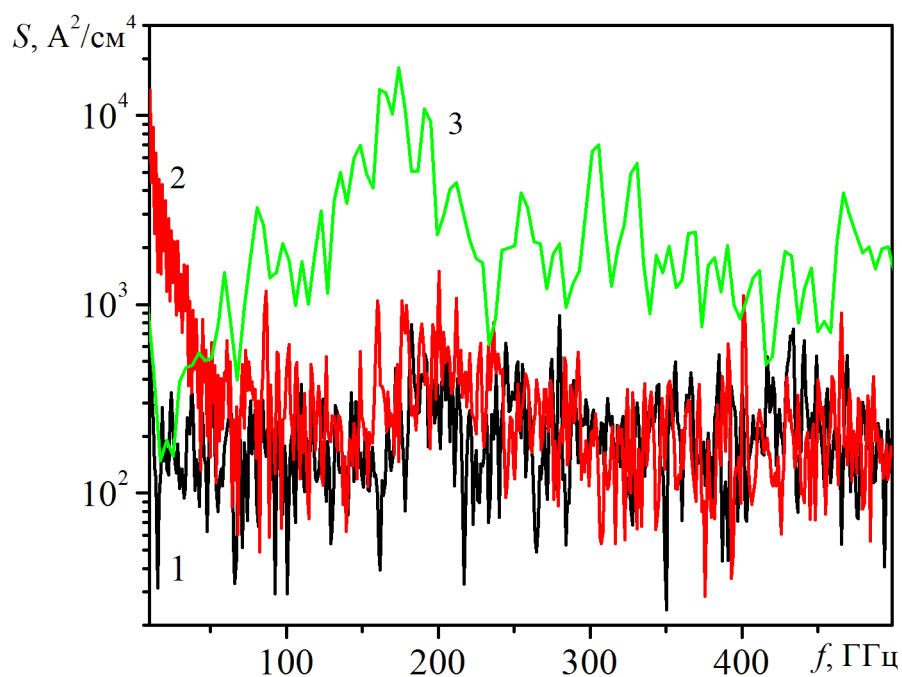


Рисунок 2.13 – Залежність СЩПШ від частоти для діодів довжиною 2 мкм при постійній температурі $T=300$ К і різній напрузі живлення: 1 – $U=20$ В; 2 – $U=30$ В; 3 – $U=40$ В.

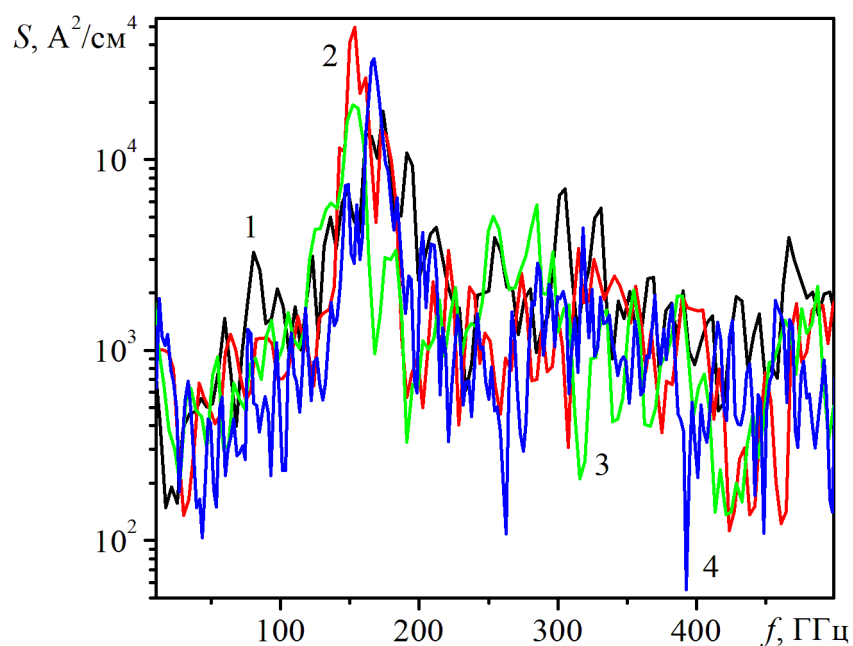


Рисунок 2.14 – Залежність СЦПШ від частоти для діодів довжиною 2 мкм при постійній напрузі живлення $U=40$ В і температурі: 1 – $T=300$ К; 2 – $T=400$ К; 3 – $T=500$ К; 4 – з урахуванням саморозігріву.

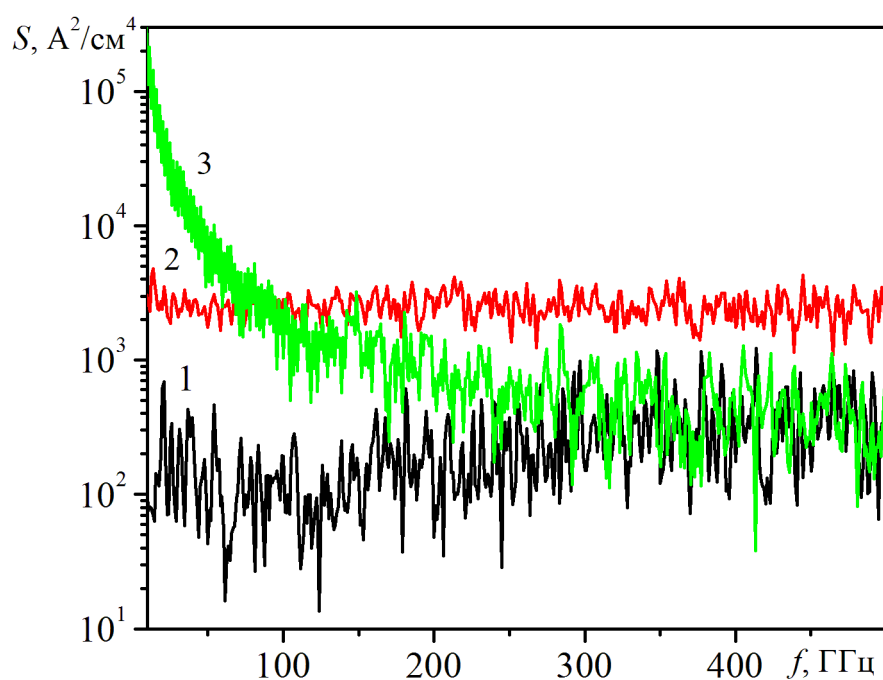


Рисунок 2.15 – Залежність СЦПШ від частоти для діодів довжиною 4 мкм при постійній температурі $T=300$ К і різній напрузі живлення: 1 – $U=20$ В; 2 – $U=30$ В; 3 – $U=40$ В.

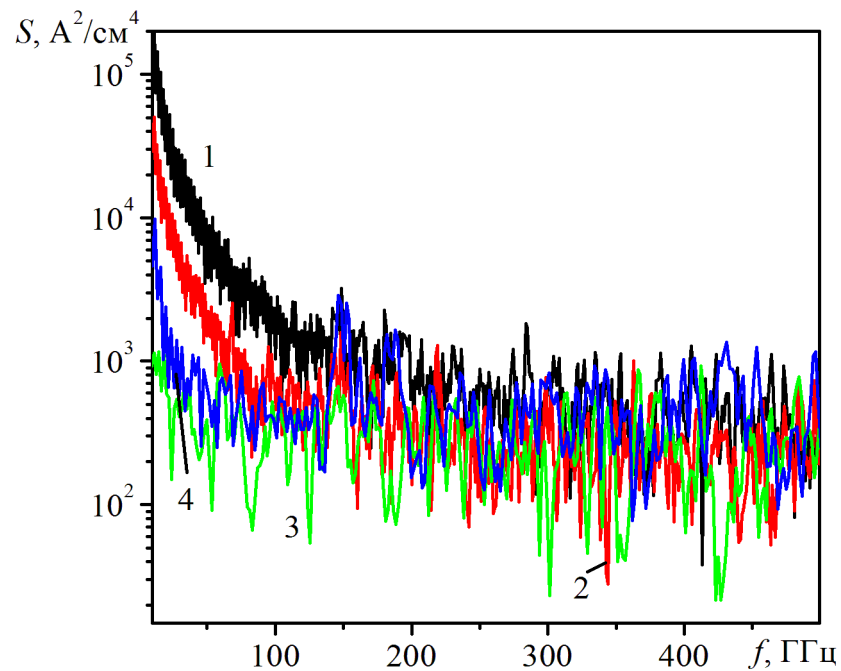


Рисунок 2.16 – Залежність СЦПШ від частоти для діодів довжиною 4 мкм при постійній напрузі живлення $U=40$ В і температурі: 1 – $T=300$ К; 2 – $T=400$ К; 3 – $T=500$ К; 4 – з урахуванням саморозігріву.

Збільшення інтенсивності флуктуації струму пов'язано з утворенням статичного катодного домену та підвищенням у ньому напруженості електричного поля, що підтверджується зростанням СЦПШ із збільшенням напруги на діоді.

Що стосується спектральної залежності СЦПШ, то можна побачити різну ситуацію в залежності від довжини діода. Наприклад, максимальне значення СЦПШ для діода довжиною 1 мкм спостерігається на частотах вищих 300 ГГц, що корелює зі зворотному часу переходу електрони в домен, але з підвищенням напруги, і відповідно, розширенням домену, відбувається підвищення інтенсивності шуму на більш низьких частотах.

Підвищення температури призводить до вирівнювання інтенсивності СЦПШ по частотам, наближаючи шум діода ближче до спектральної характеристики білого шуму, що особливо помітно для діодів довжиною 4 мкм, в яких існує відокремлений від аноду домен сильного поля. В діодах меншої довжини це виражено більш слабко

ВИСНОВКИ

В роботі проведений аналіз впливу температури на характеристики діода на основі варізонного шару з катодним статичним доменом сильного поля з використанням методу Монте-Карло.

Оцінка впливу температури на характеристики пристрою дозволяє припустити, що III-нітриди є перспективними кандидатами для пристроїв із-за їх унікальних особливостей, включаючи високу термічну стабільність. Однак вплив нагріву пристрою може бути суттєвим в умовах сильного електричного поля та ударної іонізації.

Для варізонного InGaN – діода область в катодному домені є найбільш нагрітою, що пов'язано як із великою інтенсивністю нагрівання діода так і низькою теплопровідністю шарів InGaN.

Підвищення температури призводить до зменшення густини струму, і пов'язане зі зменшенням рухливості носіїв заряду.

Дослідження показало, що проблема саморозігріву в стані УІ дуже складна, та вимагає великих обчислювальних витрати на процес моделювання.

Збільшення температури призводить до вирівнювання шумого спектру, що наближає його до білого шуму.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. D.C. Price, “Design and characterization of the Large-aperture Experiment to Detect the Dark Age (LEDA) radiometer systems,” L.J. Greenhill, A. Fialkov, et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 478, no. 3, 2018, pp.4193–4213.
2. H.J. Kramer. “Observation of the Earth and Its Environment: Survey of Missions and Sensors,” Springer-Verlag, Berlin, 2002, 1510 p.
3. C.R. Parashare, “Noise sources for internal calibration of millimeter-wave radiometers,” P.P. Kangaslahti, S.T. Brown, et al., *Proceedings 13th Specialist Meeting On Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment (Microrad 2014)*, Pasadena, USA, 2014, pp. 157–160.
4. N. Ehsan, "A robust waveguide millimeter-wave noise source," J. Piepmeier, M. Solly, S. Macmurphy, J. Lucey and E. Wollack, *European Microwave Conference (EuMC)*, 2015, pp. 853-856.
5. J.P. Crandall, “Measurement of Brown Adipose Tissue Activity Using Microwave Radiometry and F-FDG PET/CT,” J.H. O, P. Gajwani, et al., *Journal of Nuclear Medicine*, vol. 59, no. 8, 2018, pp. 1243–1248.
6. H.-J. Song, “Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications,” T. Nagatsuma, Pan Stanford Publishing, 2015, 606 p.
7. T. Isogawa, “Tomographic Imaging Using Photonicly Generated Low-Coherence Terahertz Noise Sources,” T. Kumashiro, H.-J. Song, et al., *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 2, no. 5, Sep., 2012, pp. 485–492.
8. W.L. Chan, “Imaging with terahertz radiation,” J. Deibel, D.M. Mittleman, *Reports on Progress in Physics*, vol. 70, no 8, Aug., 2007, pp. 1325–1379.
9. O.V. Botsula, “InGaAs- based graded gap active elements with static cathode domain for terahertz range,” K.H. Pryhodko, V.A. Zozulia. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, vol. 11, no. 1, 2019, pp. 01006-1–01006-5.

10. I.P. Storozhenko. "Static domain in a transferred-electron device based on graded-gap AlGaAs," *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 75, no. 12, 2016, pp. 1101–1111.
11. O.V. Botsula, "Graded Band InGaN- Based Diode for Noise Generation in Terahertz Range," K.H. Prykhodko, *Proceedings 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020)*, Kharkiv, Ukraine, Sep., 2020, pp. 925-928.
12. Laux S.E. "On particle-mesh coupling on Monte Carlo device simulation," S.E. Laux, *IEEE Transactions on computer-aided design of integrated circuits and systems* – 1996, – 15(10) P. 1266–1277.
13. C. Jacoboni, "The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials," L. Reggiani, *Rev. Modern Physics*.-1983.- V. 55.- N. 3.- 1983.- P. 675 -705.
14. Devanathan V. "The Wiedemann-Franz Law for Electrical and Thermal Conduction in Metals," V. Devanathan, *Journal of Chennai Academy of Sciences* – 2021, – 4 P. 1–26.
15. Gu X. "Thermal conductivity of intrinsic semiconductor at elevated temperature: role of four-phonon scattering and electronic heat conduction," X. Gu, S. Li, H. Bao, *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2020, – 160 P. 120165-1 – 120165-23.
16. Cantarero A. "Thermoelectric Effects: Semiclassical and Quantum Approaches from the Boltzmann Transport Equation," A. Cantarero, F. X. Alvarez, *Nanoscale Thermoelectrics*, - 2014, 39 P.
17. Sverdrup P.G. "Sub-continuum simulations of heat conduction in silicon-on-insulator transistors," P. G. Sverdrup, Y. S. Ju, K. E. Goodson, *J. Heat Transfer* – 2001, - 123 P. 130–137.
18. Lindefelt U. "Heat generation in semiconductor devices," U. Lindefelt, *J. Appl. Phys.* – 1994, - 75(2) P. 942–957.
19. Lai J. "Concurrent thermal and electrical modeling of sub-micrometer silicon devices," J. Lai, A. Majumdar, *J. Appl. Phys.* – 1996, - 79(9) P. 7353–7361.

20. Fischetti M. V. "Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects," M. V. Fischetti, S. E. Laux, Phys. Rev.B – 1988, - 38(14) P. 9721–9745.
21. Pop E. "Monte Carlo transport and heat generation in semiconductors," E. Pop, Annual Review of Heat Transfer – 2014, - 17 P. 385-423.
22. E.D. Prokhorov, O.V. Botsula, A.V. Dyadchenko, I.A. Gorbunov. "Monte Carlo simulation of diode with cathode static domain," Proceedings 23rd Int. Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2013), Sevastopol, Crimea, Ukraine, pp. 139–140, 2013
23. W. Joppich and S. Mijalkovic. "Multigrid Methods for Process simulation," Springer, Verlag, Wien, New York, 1993, 312 p
24. O.V. Botsula, K.H. Pryhodko. "Heterostructure-based diode with cathode static domain," Telecommunications and Radio Engineering, vol. 76, no. 10, pp. 891–901, 2017.
25. H. Teisseyre, P. Perlin, T. Suski, et al. "Temperature dependence of the energy gap in GaN bulk single crystals and epitaxial layer," Journal of Applied Physics, vol. 76, no. 4, pp. 2429–2434, 1994.
26. S. Adachi. "Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors," John Wiley & Sons, 2009, 400 p.
27. D. Vasileska, S. M. Goodnick, G. Klimeck. "Computational Electronics: Semiclassical and Quantum Device Modeling and Simulation," CRC Press, Boca Raton, 2010, 782 p.
28. V. Palankovski, R. Quay. "Analysis and Simulation of Heterostructure Devices," Springer, Wien New York, 2004, 308 p.
29. "III-N Materials, and the State-of-the-Art of Devices and Circuits," Springer Series in Materials Science, vol 96. Springer, Berlin, 2008, pp 3-90.
30. Li Tan, "Digital Signal Processing", Elsevier Inc, - 2008, - 820 P., ISBN: 978-0-12-374090-8
31. Івашко А.В., "Методи та алгоритми цифрової обробки сигналів", Навч. посібник - Харків: НТУ "ХПІ" - 2003 - 233с., УДК 621.391.

32.Заболотній С.В., "ЦИФРОВЕ ОБРОБЛЕННЯ СИГНАЛІВ", Ю. Г. Леги, М-во освіти і науки України, Черкас, держ. технол. ун-т. – Черкаси: ЧДТУ, 2010. – 119 с. ISBN 978-966-402-093-7.